



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERIA

102A
24

LA ENERGIA NUCLEAR PERSPECTIVA
ENERGETICA

DONADO FOR D. G. E. - B. C.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA

DIRIGIO

ING. DAVID WOLF MEHL BIUM

PRESENTA

JUAN ROMERO DE LA PARRA

MEXICO, D. F. OTONO 1989



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

CAPÍTULO I

1.0	Introducción	15
1.1	Breve historia de la Energía Nuclear . . .	16
1.2	Breve historia de los Reactores de Fisión	20

CAPÍTULO II

2.0	Combustibles Nucleares	29
2.1	Generalidades sobre Combustibles Nucleares	30
2.1.1	Obtención del Tetrafluoruro de Uranio	37
2.1.2	Reducción Electrofítica	39
2.1.3	Reducción de los Halogenuros de Uranio	42
2.2	Producción de Uranio enriquecido	46
2.2.1	Concepto de factor de separación	49
2.2.2	Método de difusión gaseosa	53
2.2.3	Método de centrifugación	61
2.3	Reprocesamiento de Combustibles Nucleares	67
2.4	Disposición de los desechos radiactivos de los Reactores Nucleares	76

CAPÍTULO III

3.0	Características de los átomos ffsiles	86
3.1	Isótopos del Uranio y sus propiedades nucleares	87
3.1.1	Energía liberada de la fisión	92
3.2	Isótopos del Plutonio y sus propiedades nucleares	93
3.3	Interés del Torio como material nuclear	105

CAPÍTULO IV

4.0	Reacciones nucleares de fisión en cadena	108
4.1	Energía de Enlace. Defecto de Masa	109
4.2	Energía crítica de fisión	112
4.3	Sección eficaz de fisión	114
4.4	Productos de fisión	119

4.5	Neutrones de Fisión	121
4.6	Teoría de Difusión	124
4.6.1	Balace Neutrónico	124
4.6.2	Difusión de Neutrones	126
4.6.3	Teoría de Transporte	127
4.6.4	Aproximación a la Teoría de Difusión	127
4.6.5	Cálculo del espase de neutrones	130
4.6.6	Ecuación de Difusión	131
4.6.7	Solución de la Ecuación de Difusión	132
4.6.8	Distancia Extrapolada	134
4.6.9	Difusión de neutrones monoenergéticos procedentes de una fuente puntual	135
4.6.10	Longitud de Difusión	137
4.6.11	Determinación de la longitud de difusión	139
4.6.12	Fuente plana infinita en un medio de espesor finito	141
4.7	Reacciones nucleares en cadena	144
4.7.1	Fórmula de los cuatro factores	145
4.7.2	Ecuación de criticidad para un grupo	149
4.7.3	Ecuación de criticidad para dos grupos	151
4.7.4	Método de la difusión-edad	153

C A P I T U L O V

5.0	Moderación de Neutrones	157
5.1	Dispersión Elástica	158
5.2	Ley empírica de dispersión	163
5.3	Decremento energético logarítmico medio	164
5.4	Poder moderante y relación de moderación	167
5.5	Letargia	169
5.6	Distribución energética sin absorción	170
5.7	Distribución energética con absorción	173
5.8	Fermi, (moderación continua) modelo de la edad	174
5.9	Ecuación de edad	177
5.10	Solución de la ecuación de edad; significado de la edad	179
5.11	Longitudes de moderación y de emigración	183

CAPITULO VI

6.0	Geometrías de los Núcleos	185
6.1	Tamaño crítico	186
6.2	Diversas geometrías	188
6.3	Reactores con reflector	190
6.3.1	Efectos del reflector	190
6.3.2	Método para un grupo de neutrones	191
6.3.3	Ahorros por reflector	194
6.4	Núcleos de reactores heterogéneos.	197
6.4.1	Introducción	197
6.4.2	Cálculo de la utilidad térmica	198
6.4.3	Cálculo de la probabilidad de escape a la resonancia	204
6.4.4	Factor de fisión rápida	208
6.4.5	Determinación de la Red Optima	210
6.5	Sistemas reticulares ligeramente enri- quecidos moderados por agua	212
6.5.1	Introducción	212
6.5.2	Modelo modificado de los cuatro fac- tores	213
6.5.3	Cálculo de f y η	215
6.5.4	Probabilidad de escape a la captura	218
6.5.5	Factor de fisión rápida	221
6.5.6	Probabilidad de permanencia	221
6.5.7	Factor de multiplicación infinito y Laplaciana	223
6.6	Reactores rápidos	225
6.6.1	Introducción	225
6.6.2	Ecuaciones para varios grupos	227
6.6.3	Cálculo de la Laplaciana	232
6.6.4	Composición del reactor y masa críti- ca	235
6.6.5	Conversión y Cría	237

CAPITULO VII

7.0	Extracción del calor de fisión	247
7.1	Consideraciones termodinámicas	248
7.2	Generación de calor en los reactores	251
7.2.1	Producción de calor en los elementos combustibles	252

7.2.2	Calentamiento por Radiación	257
7.2.3	Calentamiento por decaimiento de los productos de fisión	258
7.3	Flujo de calor por conducción	260
7.3.1	Ecuaciones de conducción de calor	261
7.3.2	Placa tipo de los elementos de combus- tible	263
7.3.3	Barras de combustible cilíndricas	269
7.3.4	Dependencia espacial de las fuentes de calor	272
7.3.5	Fuentes de calor exponenciales	274
7.4	Transferencia de calor en los refri- gerantes	275
7.4.1	Temperatura a lo largo de un canal refrigerante	279
7.4.2	Coefficiente de transferencia de calor Refrigerantes no metálicos	284
7.4.3	Coefficiente de transferencia de calor Metales líquidos	289
7.5	Transferencia de calor con cambio de fase	290
7.5.1	Régimen de ebullición	291
7.5.2	La crisis de ebullición	296
7.6	Diseño térmico de un Reactor	301
7.6.1	La razón DNB	302
7.6.2	Canal caliente, Factores de lugar ca- liente	303

C A P Í T U L O VIII

8.0	Control de los reactores nucleares	305
8.1	Cinética de Reactores	306
8.1.1	Introducción	306
8.1.2	Vida neutrónica	307
8.1.3	Ecuaciones cinéticas de un reactor desnudo	310
	Teoría de un Grupo	
8.1.4	Período estable del Reactor	314
8.1.5	Un solo grupo de neutrones	316
8.1.6	Un solo grupo de neutrones retardados: Reactividad Negativa	323
8.1.7	Reactividad y período: Reactividad po- sitiva	326

8.1.8	Reactividad y período: Reactividades negativas	329
8.1.9	Fórmula de la hora inversa	330
8.1.10	Condición de criticidad por neutrones instantáneos	332
8.2	Efecto de la temperatura sobre la reactividad	335
8.2.1	Consideraciones Generales.	335
8.2.2	Sistemas heterogéneos	337
8.2.3	Probabilidades de permanencia	340
8.2.4	Coefficientes de temperatura del reactor	343
8.3	Envenenamiento por productos de fisión	346
8.3.1	Efecto de los venenos sobre la reactividad	346
8.3.2	Envenenamiento por Xe durante el funcionamiento del reactor	349
8.3.3	Envenenamiento por Xe tras la parada del reactor	353
8.3.4	Envenenamiento por Samario	356
8.4	Características generales del control de reactores	357
8.4.1	Principios básicos de control	357
8.4.2	Métodos de control	359
8.4.3	Materiales de control	361
8.4.4	Circuitos de control	362
8.5	Diseño del sistema de control	365
8.5.1	Especificación del sistema de control	365
8.5.2	Función de las barras de control	366
8.5.3	Alcance del sistema de control	368
8.5.4	Efecto de la temperatura	369
8.5.5	Agotamiento de combustible	370
8.5.6	Envenenamiento por productos de fisión	370
8.5.7	Especificaciones de reactividad	371
8.5.8	Efectividad de las barras de control	373
8.5.9	Calibrado de las barras de control	377
8.5.10	Coefficiente de peligro y oscilador de pila	379
8.6	Análisis de sistemas reactores	380
8.6.1	Introducción	380
8.6.2	Representación por la transformada de Laplace	383

8.6.3	Constante de tiempo del sistema combustible-moderador	385
8.6.4	Funciones de transferencia	386
8.6.5	Función de transferencia de la cinética de los reactores	388
8.6.6	Realimentación por coeficiente de temperatura negativo	392
8.6.7	Función de transferencia del circuito de refrigeración	396
8.6.8	Análisis de estabilidad	399
8.6.9	Comportamiento transitorio en operación normal	400
8.6.10	Comportamiento transitorio en operación anormal	401
8.7	Reactores #ca funcionamiento	402
8.7.1	Instrumentos de diversos alcances	402
8.7.2	Puesta en marcha inicial	409
8.7.3	Puesta en marcha tras parada instantánea	411
8.7.4	Puesta en marcha en el intervalo de potencia	412
8.7.5	Operación normal del reactor	413
8.7.6	Parada del reactor	413

C A P I T U L O IX

9.0	Reactor BWR	415
9.1	Introducción	416
9.2	Sistema Nuclear	416
9.3	Diseño del núcleo del reactor	419
9.3.1	Introducción y sumario	419
9.3.2	Configuración del núcleo	422
9.3.3	Transferencia de calor e hidráulica	426
9.3.4	Características nucleares	428
9.3.5	Diseño mecánico del combustible	431
9.3.6	Reactividad del reactor, sistema de control	435
9.3.7	Manejo del combustible	441
9.4	Sistema de recirculación del reactor	443
9.4.1	Trayectoria de flujo	443
9.4.2	Aplicaciones de las bombas de reacción en los BWR	445

9.4.3	Operación de las bombas de reacción	445
9.4.4	Diseño de las bombas de racción	446
9.4.5	Bombas y tuberías de recirculación	450
9.5	Ensamblaje del reactor	453
9.5.1	Vasija del reactor	454
9.5.2	Componentes internos del reactor	456
9.5.3	Trayectoria del flujo	458
9.5.4	Sistema de alivio de presión	463
9.5.5	Líneas de vapor	464
9.5.6	Comportamiento de mando de las barras de control	465
9.6	Sistema de mando de las barras de control	465
9.6.1	Antecedentes de diseño	466
9.6.2	Pruebas	467
9.6.3	Sistema básico de mando	469
9.6.4	Diseño del mando	475
9.6.5	Unidad de control hidráulico	478
9.6.6	Sistema hidráulico de alimentación al mando de las barras de control	478

C A P I T U L O X

10.0	Reactor de agua a presión	483
10.1	Introducción	484
10.2	Construcción y funcionamiento del reactor de agua a presión	486
10.3	Diseño y construcción del núcleo del reactor	487
10.4	Recipiente de presión del reactor y estructuras internas	493
10.5	Componentes de los circuitos primarios de refrigeración	497
10.5.1	Generador de vapor	497
10.5.2	Presurizador	498
10.5.3	Tanque de alivio	499
10.5.4	Bombas para el refrigerante principal	499
10.6	Plano de situación	500
10.7	Construcción y diseño del edificio del reactor así como del edificio de las instalaciones auxiliares	503

10.8	Instalaciones auxiliares y secundarias del reactor	508
10.8.0	Introducción	508
10.8.1	Instalaciones auxiliares del reactor	509
10.8.1.1	Sistema de control de volumen	509
10.8.1.2	Purificación del refrigerante	511
10.8.1.3	Desgasificación del refrigerante	513
10.8.1.4	Sistema de dosificación química del refrigerante primario	514
10.8.1.5	Almacenamiento y tratamiento del refrigerante	517
10.8.2	Instalaciones secundarias del reactor	519
10.8.2.1	Almacenaje y tratamiento de residuos radiactivos líquidos	519
10.8.2.2	Sistema de tratamiento de concentrados radiactivos	522
10.8.2.3	Sistema de tratamiento de desechos gaseosos	524
10.8.2.4	Instalaciones de ventilación de zonas controladas	526
10.8.3	Sistemas de seguridad	530
10.8.3.1	Sistema de evaluación de calor residual	532
10.8.3.2	Modos de operación	535
10.8.3.3	Evaluación del calor residual en caso de influencias externas	538
10.8.4	Consideraciones finales	541
	C A P I T U L O XI	
11.0	Reactor de agua pesada	584
11.1	Introducción	585
11.2	Características esenciales de los reactores de agua pesada	586
11.3	Disposición general de la planta	589
11.4	Disposición y diseño del núcleo del reactor	592
11.5	Sistema de refrigeración y sistema moderador del reactor	595
11.5.1	Sistema de refrigeración del reactor	595
11.5.2	Sistema moderador	596
11.6	Columnas de combustible y elementos de control	598
11.6.1	Columnas de combustible	598

11.6.2	Elementos de control	599
11.7	Vasija de presión del reactor y elementos internos	600
11.7.1	Vasija de presión del reactor	600
11.7.2	Elementos internos de la vasija de presión del reactor	601
11.8	Componentes del sistema de refrigeración del reactor	604
11.8.1	Generador de vapor	604
11.8.2	Bomba del refrigerante del reactor	606
11.8.3	Tubería del refrigerante del reactor	607
11.8.4	Sistema presionador	608
11.8.5	Sistema de alivio del presionador	608
11.9	Componentes del sistema moderador	609
11.9.1	Refrigeradores del moderador	609
11.9.2	Bomba de moderador	610
11.9.3	Sistema de tuberías del moderador	611
11.9.4	Válvula de compuerta	611
11.10	Sistema de carga y recarga de combustible	611
11.11	Sistemas auxiliares y secundarios del reactor	614
11.12	Instrumentación y control	615
11.12.1	Sala de mando principal	616
11.12.2	Sistema de protección por limitación	616
11.13	Formas de servicio y de regulación de la central	616
11.13.1	Concepto básico	616
11.13.2	Regulación de la potencia del reactor	617
11.13.3	Regulación de la temperatura del moderador	618
11.13.4	Variaciones de carga	618
11.14	Filosofía de la seguridad	619
11.15	Sistemas de seguridad	621
11.15.1	El sistema de protección del reactor	622
11.15.2	Los dispositivos de seguridad	622
11.16	Disposición de los edificios	624
11.16.1	Edificio del reactor	624
11.16.2	Edificio de las instalaciones auxiliares del reactor	625

11.16.3	Edificio de almacenamiento de combustible	626
11.16.4	Edificio eléctrico	626
11.16.5	Casa de máquinas	627
11.16.6	Edificio de corriente de emergencia y suministro de agua fría	629
11.17	Sistema de garantía de calidad	629
11.17.1	Garantía de calidad de los equipos mecánicos, es decir, el sistema nuclear de generación de vapor y turbogrupos	630
11.17.2	Garantía de calidad de los equipos eléctricos, incluida la instrumentación	631
11.17.3	Garantía de calidad de la obra civil	632
11.18	Turbogrupos	633
11.19	Abastecimiento y producción de agua pesada	635
11.19.1	Introducción	636
11.19.2	Necesidades de D ₂ O para un reactor PHWR de 700 MWe	636
11.19.3	Fuentes de suministro de D ₂ O	637
11.19.4	Procesos de producción de D ₂ O	637
11.20	Experiencia de explotación	643
11.20.1	Reactor de investigación de aplicaciones múltiples (MZFR)	643
11.20.2	Central nuclear de Atucha I (CNA I)	644
11.20.3	La experiencia operacional con el combustible	645
11.21	Características técnicas	646
11.21.1	Conjunto de la central	646
11.21.2	Sistema de refrigeración de reactor y sistema de moderador	646
11.21.3	Núcleo del reactor	647
11.21.4	Vasija de presión del reactor	647
11.21.5	Generadores de vapor	648
11.21.6	Bombas de refrigerantes del reactor	648
11.21.7	Refrigerantes del moderador	648
11.21.8	Bombas de moderador	649
11.21.9	Esfera de contención de acero	649
11.21.10	Turboalternador	649
11.21.11	Alternador	650

11.21.12	Transformador del bloque	650
11.21.13	Características principales de la planta de referencia Atucha I	650
	C A P I T U L O XII	
12.0	Reactores rápidos de cría	674
	C A P I T U L O XIII	
13.0	Elementos teóricos de la fusión termonuclear	686
13.1	Introducción	687
13.2	Fisión, Fusión, Defecto de masa y energía liberada	687
13.3	La barrera de Coulomb	690
13.4	Reacciones de fusión posibles de interés	691
13.5	Fusión en haces colisionantes de partículas	692
13.6	Fusión de partículas con movimiento térmico fortuito	692
13.7	Confinamiento magnético de una sola partícula cargada	693
13.8	Confinamiento magnético de un plasma	698
13.9	Pérdidas por radiación de un plasma	703
	C A P I T U L O XIV	
14.0	Reactores de fusión controlada	707
14.1	Parámetros del plasma para un reactor termonuclear	708
14.1.1	Densidad de potencia y densidad de partículas en un reactor termonuclear	708
14.1.2	Temperatura ideal mínima de rompimiento	710
14.1.3	El criterio de Lawson	712
14.1.4	Intensidad de campo magnético	715
14.1.5	Sumario de parámetros de plasma	716
14.2	Consideraciones de diseño para un reactor termonuclear de fusión	717
14.2.1	Capa fértil (Blanket)	717
14.2.2	Inyección y calentamiento del combustible	719
14.2.3	Remoción de los productos de fusión	722
14.3	Diseño conceptual de un reactor D-T	723
14.3.1	Introducción	723
14.3.2	Carga térmica de pared	726
14.3.3	Radio de la pared	727
14.3.4	Densidad de potencia	729
14.3.5	Potencia disponible	730

14.3.6	Sumario de los parámetros del reactor y el plasma	730
14.4	Fusión Laser y confinamiento inercial de un plasma	731
14.5	Fusión con haces de electrones relativísticos	733
C A P I T U L O XV		
15.0	Tokamaks	734
15.1	Introducción	735
15.2	Propiedades MHD de los Tokamaks	740
15.3	Propiedades cinéticas de las partículas en los Tokamaks	749
15.3.1	Comportamiento de una partícula en un reflector magnético	750
15.3.2	Comportamiento de varias partículas en un reflector magnético	754
15.3.3	Comportamiento de una partícula en el campo de un Tokamak	755
15.3.4	Comportamiento de varias partículas en el campo de un Tokamak	756
15.3.5	Modelo de difusión asarosa para pérdida de partículas transversalmente al campo	757
15.3.6	Difusión debida a las colisiones en los Tokamaks	759
15.3.7	Difusión anómala en los Tokamaks	763
15.4	Tiempo de confinamiento y difusión en Tokamaks	767
15.5	Tokamaks con secciones transversales no circulares	770
15.6	Los Tokamaks en el presente	773
C A P I T U L O XVI		
16.0	Principios de conversión directa de energía de fusión a potencia eléctrica común	780
16.1	Introducción	781
16.2	Expansión	782
16.3	Separación de cargas	783
16.4	Desaceleración y colección de cargas	784
16.5	Reducción a potencial común	785
C A P I T U L O XVII		
17.0	El problema energético, panorama mundial	786

17.1	Introducción	787
17.2	Panorama energético mundial actual	787
17.3	Panorama energético mundial para el año 2030	795
17.3.1	Restricciones energéticas	801
17.3.2	Energía primaria, secundaria y final	803
17.3.3	Conservación	808
17.3.4	Opciones de suministro de energía	809
17.3.5	Energía nuclear	810
17.3.6	Estación solar central	811
17.3.7	Energía solar en pequeña escala y otras fuentes energéticas renovables	813
17.3.8	Sumario de oferta	815
17.3.9	Escenarios energéticos mundiales	816
17.3.9.1	Naturaleza de la demanda	819
17.3.9.2	Demanda de energía primaria	819
17.3.9.3	Satisfacción de la demanda	821
17.3.9.4	Escenarios para el desarrollo	821
17.3.10	Energía nuclear y solar	825
17.3.10.1	Energía solar y nuclear para el desarrollo	826

C A P I T U L O XVIII

18.0	El problema energético, panorama nacional	828
18.1	Introducción	829
18.2	Programa de energía. Metas a 1990 y proyecciones al año 2000. Resumen y conclusiones	829
18.3	Comentarios al Programa Nacional de Energía	882
18.3.1	Reservas de hidrocarburos	882
18.3.2	Alternativas consideradas	886
18.3.3	El Programa Nucleoeléctrico Mexicano	889
18.3.3.1	Consideraciones económicas	889
18.4	El Programa Nucleoeléctrico Nacional. Requerimientos y aspectos generales	893
18.4.1	Introducción	893
18.4.2	Requerimientos	894

18.4.2.1	Reservas de Uranio	897
18.4.2.2	Recursos humanos	903
18.4.3	Consideraciones generales	909
18.5	Los reactores de cría	910
18.6	Fusión termonuclear	915
18.6.1	Características notables de la fusión	917
18.6.2	Estatus internacional del desarrollo de la energía de fusión	917
18.6.3	La fusión en México	919
18.7	Conclusiones generales de la Tesis	919
18.8	Interpretación del Fenómeno Nuclear	922
	Bibliografía	928

CAPITULO I

INTRODUCCION

1.1 BREVE HISTORIA DE LA ENERGIA NUCLEAR.

Son varios los hechos que contribuyeron a que el hombre descubriese la Energía Nuclear, pero particularmente significativos fueron dos: la Teoría de la Relatividad de Einstein y los experimentos de Fermi.

Albert Einstein se graduó en el Politécnico de Zurich en la primavera de 1900 y enfrentóse a la dura lucha por la vida, siendo un joven inadaptado de veintiún años de edad. No era fácil encontrar entonces trabajo, y Einstein tuvo que tomar lo que pudo. Fue contratado para realizar cálculos para el Director del Observatorio de Zurich, después de este cargo desempeñó otros dos como maestro en escuelas diferentes. En el año de 1902 falleció su padre y se trasladó a Italia donde pasó algún tiempo. A fines del verano de 1902 Einstein fue contratado como examinador de patentes de la Oficina Suiza de Patentes de Berna. Con este trabajo más estable Einstein contrajo matrimonio, teniendo su primer hijo en el año de 1904, Hans Albert; durante este año trabajó intensamente en la teoría de la relatividad, además de realizar otros trabajos como fueron "La nueva determinación de las dimensiones de las moléculas", que le valió el título de doctor en filosofía por la Universidad de Zurich. Trabajó también en la revolucionaria teoría de los cuanta del profesor berlinés Max Planck, no obstante su mente no podía evadirse de las ideas de la relatividad, era algo que germinaba con fuerza incontenible; una noche al regresar a casa, sintiéndose agobiado por sus ideas, dijo a un amigo que lo acompañaba: "He decidido renunciar a ello, a toda la teoría." Quizá debido a la súbita relajación después de meses de intenso trabajo mental, aquella noche las piezas que faltaban se colocaron en su sitio. La Relatividad nació perneando y debatiéndose en el mundo. Era uno de los secretos más celosamente guardados por la naturaleza, algo que el hombre no podía encontrar bajo un microscopio, ni oír, ni tocar, ni oler. Había salido del elemento inventivo de la razón humana acerca de la cual había escrito Kant. Traducir el amplio concepto de la teoría a su progresión matemática lógica en el papel requirió un trabajo intenso de cinco semanas, este gran esfuerzo agotó a Einstein al grado que tuvo que guardar cama por dos semanas.

La Relatividad apareció primeramente en Los Annalen de Physik a mediados del año 1905 como artículo con el título de "Sobre la -- electrodinámica de los cuerpos en movimiento", treinta páginas limpias, sin ninguna nota de pie de página o referencia. El empleado de Berna había confeccionado nada más y nada menos que un universo.

El artículo publicado en el periódico fue advertido por sus amigos académicos de Berna, pero no estaban preparados para aceptar como si fuera un evangelio la palabra de un joven empleado de la -- Oficina de Patentes sobre temas tan trascendentales. En las discusiones de café, después del trabajo, se hablaba de que Einstein se oponía al reposo. Sobre todo arguían contra su declaración de que $E=MC^2$.

- Usted dice que hay más caballos de fuerza en un terrón de hulla que en toda la caballería prusiana - se lamentaban, diciendo: Si es to fuera cierto ¿porqué nadie lo había notado antes? - Si un hombre que es fabulosamente rico nunca ha gastado ni dado un céntimo - respondió Einstein, nadie puede saber cuan rico es o siquiera si - posee algo de dinero. Lo mismo sucede con la materia. Mientras no se desprenda energía de ella externamente, no puede observarse que ello sea posible.

- ¿Y cómo propone usted liberar toda esa energía latente?

- No existe la menor indicación de que la energía pueda obtenerse alguna vez - dijo Einstein -. Significaría que el átomo habría de ser desintegrado a voluntad. Y apenas hay indicios de que esto sea posible. Solamente observamos la desintegración del átomo cuando - la naturaleza misma la presenta, como en el caso del radium. La actividad del radium depende de la sucesiva descomposición explosiva del átomo.

Toca a la Escuela de Roma y a su líder Enrico Fermi la tarea - de llevar a la práctica las predicciones de Einstein, esto comienza en los años de 1927-1928 cuando Enrique Fermi llega a Roma a la edad de 26 años. Fermi consolidó a base de esfuerzos una etapa nueva en la Física Italiana.

En opinión de Fermi, de Rasetti y de Corbino (grandes colaboradores suyos) el advenimiento de la mecánica cuántica completó la física atómica. Una vez resueltas las preguntas fundamentales acerca de los átomos, el futuro residía en la exploración del núcleo o de

estructuras complicadas que desembocan en la biología.

Corbino expresó estas ideas en un elocuente discurso, el 21 de septiembre de 1929, ante la Asociación Italiana para el Avance de la Ciencia, en Florencia. En ese discurso, titulado "Las nuevas metas de la física experimental", clasificó en tres categorías las investigaciones realizadas por los físicos en el pasado y en el presente: 1) Descubrimiento de fenómenos totalmente nuevos, como la corriente eléctrica producida por la pila de Volta, los Rayos X y la Radioactividad; 2) Verificación y aplicación de teorías ya establecidas, y 3) Medición precisa de constantes universales y de constantes materiales. Acto seguido intentó predecir el desarrollo que seguirían estos tres aspectos de la física, después dijo:

Un campo en el cual la teoría se encuentra rezagada con respecto a los experimentos, es el de la comprensión del ordenamiento de átomos y moléculas en sólidos y líquidos. Se ha asegurado que las fuerzas de cohesión son de naturaleza eléctrica, y los análisis de Rayos X ha demostrado la localización de grupos de átomos en los arreglos cristalinos.

Sin embargo la predicción teórica de la constante física de combinaciones atómico-electrónicas está apenas comenzando, y por lo tanto los físicos teóricos tendrán mucho que hacer en este campo. Además desde el punto de vista experimental, este campo está lejos de haber sido agotado...

Así pues, la física del estado sólido, y de los líquidos, y los efectos de la presión elevada, o de las temperaturas muy bajas o muy altas, debe considerarse un campo que alberga grandes promesas para los físicos teóricos y experimentales de hoy y del futuro, además de tener aplicaciones muy importantes.

Finalmente se refirió a la primera categoría: descubrimientos enteramente nuevos. Después de hacer algunos comentarios -- orientados a desanimar los intentos por descubrir nuevos fenómenos a partir de experimentos aleatorios, añadió:

Así pues, la única posibilidad de que se hagan grandes descubrimientos originales en la física, depende de que alguien logre modificar el núcleo del átomo. Esta será la meta verdaderamente importante de la física del futuro.

Acto seguido, Corbino procedió a demostrar que los bombardeos con partículas eran la única forma de alcanzar tal meta:

La única forma que nos queda es producir proyectiles artificiales, similares a los que se encuentran en los cuerpos radioactivos, pero en cantidades mucho mayores y con velocidades más elevadas. Para esto se necesitan tubos de descarga con una diferencia de potencial de más de 10 megavoltios.

Sólo las dificultades técnicas y financieras, que en principio no son insuperables, se oponen a la realización de este gran proyecto. El objeto del mismo no es solo la transmutación de elementos en cantidades apreciables, sino el estudio de los fenómenos tremendamente energéticos que ocurrirían en algunos casos de desintegración o recombinación de núcleos atómicos.

Al hacer referencia de los "fenómenos tremendamente energéticos" Corbino se refería al llamado defecto de masa.

Un descubrimiento trascendental para la física nuclear fue el del neutrón. A principios de 1932 James Chadwick, del Laboratorio Cavendish demostró concluyentemente que la radiación estudiada anteriormente por Walther Bothe y H. Becker en 1930 y luego por los Joliot, contenía partículas neutras con una masa aproximadamente igual a la del protón, y las bautizó con el nombre de neutrones.

En la navidad del año 1933 las revistas Comptes Rendus y Nature comunicaron el asombroso hecho de que Curie y Joliot habían obtenido nuevos isótopos radioactivos de nitrógeno y fósforo al bombardear boro y aluminio, respectivamente, con partículas alfa, y que los nuevos isótopos emitían electrones positivos al descomponerse, es decir, positrones. Se trataba del descubrimiento de la radioactividad artificial, lo cual abría horizontes totalmente nuevos a la física nuclear.

En marzo de 1934, Fermi le sugirió a Rasetti que tratara de observar efectos similares a los que vieron Curie y Joliot, usando neutrones como proyectiles. La mañana del 22 de octubre de ese año tras numerosos experimentos, se le ocurrió a Fermi utilizar un filtro de parafina en la fuente de neutrones, los resultados de este experimento fueron expuestos en una carta a la revista Ricerca Scientifica.

Influencia de las sustancias hidrogenadas sobre la radioactividad producida por neutrones.

Al realizar ciertos experimentos sobre la radioactividad inducida

cida por neutrones en la plata, notamos la siguiente anomalía en la intensidad de la activación: si se coloca un trozo de parafina de algunos centímetros de espesor entre la fuente de neutrones y la plata, la actividad se incrementa en vez de disminuir. Después de realizar este experimento..... Los factores que hemos podido de terminar hasta ahora son los siguientes:

A. Una fuente de radio sin berilio no produce el efecto, circunstancia que nos hace atribuir dicho efecto a los neutrones y no a los rayos gama.

B. Se obtiene un efecto de una intensidad aproximadamente - igual si se emplea agua en lugar de parafina. Pensamos que es muy probable que el efecto dependa de la presencia del hidrógeno, porque las sustancias que contienen oxígeno pero no hidrógeno - - - (NaNO_3) no producen un incremento en la actividad, por lo menos no en el mismo orden de magnitud.

C. El efecto observado en la plata no aparece en todos los elementos que pueden ser activados con neutrones.....

En los años que siguieron hasta 1938 Fermi dedicó sus investigaciones a la "termalización" de los neutrones.

El 10 de diciembre de 1938 recibió el Premio Nobel; mientras se desarrollaban las festividades del Nobel en Suecia, en Alemania se realizaba un gran descubrimiento. Otto Hahn, Lise Meitner y Fritz Strassmann establecían sin lugar a dudas la presencia de bario radioactivo entre los productos de irradiación con neutrones del uranio enviando su artículo a publicación el 22 de diciembre de 1938, teniendo como culminación este proceso la publicación de la fisión del átomo el 15 de enero de 1939.

1.2 BREVE HISTORIA DE LOS REACTORES DE FISION.

Inmediatamente después de hacerse público el conocimiento de la fisión, se comprendió claramente que este proceso abría amplias perspectivas a la obtención de energía nuclear en forma utilizable. En efecto ya en mayo de 1939 se solicitó en Suiza la patente de invención para un sistema proyectado con esta finalidad. La patente es la número 233 011, presentada al C.N.R.S. depositada el 19 de abril de 1940.

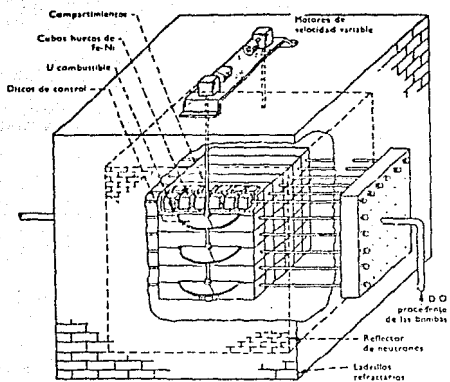
La patente en cuestión preveía que, gracias a dispositivos -- adecuados, los neutrones liberados en la fisión podían ser retardados mediante moderadores, reflejarse, ser absorbidos, etc, y que podían establecerse una reacción en cadena susceptible de control y estable sin provocar explosión.

Tal como indica la figura el reactor en que se pensaba desde 1939 constaba de 36 compartimentos. Cada compartimento contenía seis cajas cúbicas de hierro-níquel de 150 mm. Los espacios entre los cubos deberían llenarse con lingotes de uranio. Un gas inerte (CO_2) que circulara por ellos impediría la oxidación del uranio. El moderador previsto era D_2O (99.6%) que también actuaba como refrigerante. Debía circular a través de las cajas de hierro-níquel y después a través de un cambiador de calor. El cambiador debería calentar agua a presión cuya utilización en turbinas se había previsto. El "núcleo", es decir, los treinta y seis compartimentos, debían encontrarse en un cubo de acero de 1.10 m. de lado. El depósito cúbico estaría rodeado por ladrillos de hierro que formarían una capa de 46 cm aproximadamente, capa que actuaría como reflector. Los ladrillos refractarios desempeñarían el papel de aislamiento térmico. Una fuente de neutrones radio-berilio (en el centro del reactor) permitiría el cebado del mismo. El mecanismo de control consistiría en barras rotatorias accionadas por motores de velocidad variable. Las barras deberían llevar discos de chapa de acero. En esos discos habría sectores recubiertos de cadmio. Mediante la rotación de las barras, se introducía más o menos cadmio (que absorbe los neutrones) en el reactor y de ese modo se controlaba la potencia desprendida. El sistema de seguridad estaba basado en el coeficiente de reactividad negativo en función de la temperatura, es decir, el reactor se detendría por sí mismo en caso de aumento de la temperatura y volvería a ponerse en marcha cuando ésta descendiese.

Se había previsto el desprendimiento de 300,000 KW TH (térmicos) si la carga del reactor alcanzaba las 11.75 T de uranio.

La circulación del D_2O contenido en el reactor (720 lt) debía hacerse a razón de $12.5 \text{ m}^3/\text{min}$. con una temperatura máxima de 321°C y mínima de 20°C .

Resulta muy notable que los investigadores franceses pudieran



1. Esquema del proyecto de reactor motor de la patente suiza 233.044

prever con tanta precisión los dispositivos que iban a utilizarse realmente en el futuro. El advenimiento de la guerra y la falta de medios impidieron la realización de los proyectos previstos pero, sin embargo, algunos sabios franceses pudieron participar en el extranjero (Gran Bretaña, Canadá, E.U.) en la construcción de los primeros reactores.

La primera reacción de fisión en cadena, autosustentada, tardó algún tiempo en realizarse. Este acontecimiento histórico tuvo lugar en los Estados Unidos el 2 de diciembre de 1942, en la Universidad de Chicago. Consistía el combustible en unas 60 toneladas de uranio, en forma de bloques de metal y óxido, distribuidos en una matriz de 385 toneladas de grafito que servían a la vez de moderador y reflector. La potencia nominal de funcionamiento era de 2 kw., de suerte que bastaba el aire ambiente para obtener la refrigeración necesaria. Se construyó la estructura apilando gradualmente bloques de grafito, una capa tras otra, e introduciendo el uranio en orificios practicados en dichos bloques. Por esta razón se denominó "pila", nombre que se conservó durante varios años, hasta que generalizó la denominación más apropiada de reactor nuclear.

Cuando se planeó originalmente, el estudio del sistema uranio-grafito tenía por objeto determinar si podía realizarse una reacción en cadena, con el fin de utilizar dicha reacción para producir una explosión atómica. Ahora bien, a lo largo del trabajo, se puso de manifiesto que la cadena de neutrones podía utilizarse también para producir plutonio-239 y emplear este material fisible en la fabricación de armas atómicas. Era necesario para ello construir reactores grandes, capaces de funcionar a potencias elevadas, y ya en 1942 se iniciaron los planes para que los reactores de Hanford produjeran plutonio-239 en cantidades apreciables. Entre tanto, y con objeto de disponer de cantidades apreciables de este isótopo que permitiesen el estudio de sus propiedades, así como la adquisición de experiencia en el manejo y operación de reactores, se decidió construir en Oak Ridge un reactor experimental con una potencia nominal que se estableció inicialmente en 1000 KW. Este reactor comenzó a funcionar en noviembre de 1943, y al igual que la Pila de Chicago (CP-1), empleaba grafito como moderador y reflector; el combustible, en cambio, estaba en forma de cilindros de uranio me-

tático con vaina de aluminio, y se utilizaba circulación forzada de aire para eliminar el calor generado por fisión. Es interesante mencionar que este reactor, el más antiguo de todos los existentes, funciona todavía en el Laboratorio Nacional de Oak Ridge a una potencia de 4000 KW. Se trata de un instrumento experimental de gran valor para investigaciones que necesitan fuentes neutrónicas intensas.

Originalmente, los reactores de producción de Hanford se proyectaron con la idea de utilizar como refrigerante helio a presión. Sin embargo, tan graves eran los problemas que planteaba el suministro de cantidades grandes de este gas, relativamente escaso, así como la evitación de fugas, que se abandonó esta idea inicial en favor del empleo de agua como refrigerante. Las dificultades que entrañaba la construcción de un reactor grande, moderado por grafito y refrigerado por agua, eran considerables, pero fueron superadas, y el primer reactor de Hanford, alcanzó la criticidad en septiembre de 1944. Inmediatamente después se construyeron en Hanford varios reactores más, todos del mismo tipo general, destinados a la producción de plutonio. En ninguno de ellos se aprovecha el calor de fisión que es disipado al exterior por el agua de refrigeración. Los reactores de producción más recientes, instalados en Savannah River, emplean agua pesada como moderador, ya que ello significa mayor rendimiento de conversión de uranio-238 en plutonio-239. Los mismo en Inglaterra que en Francia, los reactores originales de plutonio estaban moderados por grafito y refrigerados por aire, desperdiciando el calor producido, como en el caso de los reactores norteamericanos. Sin embargo los reactores proyectados últimamente son de doble uso; van refrigerados por dióxido de carbono a presión y producen, a la vez, plutonio-239 y potencia utilizable.

Con excepción de los dedicados a la producción de plutonio, -- prácticamente todos los reactores construidos hasta 1955 eran de tipo experimental, para ser utilizados como instrumentos de investigación física, o para obtener información aplicable a los reactores de potencia. Entre los destinados a la investigación, dos nuevos prototipos fueron terminados en mayo de 1944. Fue uno de ellos el denominado "Water Boiler" de Los Alamos, que utilizaba como combustible sulfato de uranio parcialmente enriquecido disuelto en agua,

actuando el disolvente como moderador. Corresponde a este reactor una doble primacía; ha sido el primer reactor homogéneo, esto es, en el están mezclados uniformemente combustible y moderador, y también el primer reactor que utilizó uranio enriquecido en el isótopo ffsil uranio-235. El otro reactor de investigación, que comenzó a funcionar más o menos al mismo tiempo, fue el CP-3 (Chicago Pile No.3) del Laboratorio de Argonne. Este ha sido el primer reactor - moderado por agua pesada. El moderador se hacía circular por un -- cambiador de calor externo, donde era refrigerado por agua ordinaria. Tanto el reactor "water boiler" como el CP-3 han servido como prototipo para la construcción de reactores de investigación, no so lo en los E.U., sino en todo el mundo.

En Canadá, debido principalmente a sus instalaciones para la - producción de agua pesada y a disponer de amplios recursos de uranio natural, se interesaron desde el principio en los reactores que utilizan estos materiales. El reactor experimental EEP (Zero Energy Experimental Pile) se terminó en abril de 1945, siguiéndole pronto el reactor NRX de Chalk River (Ontario). Finalizada su construcción en agosto de 1947, fue éste durante algún tiempo el reactor de mayor flujo térmico (producto de densidad neutrónica por velocidad) entre todos los conocidos. El reactor NRX constituyó en su día una novedad, en el sentido de que, aunque moderado por agua pesada, empleaba agua ordinaria como refrigerante, circulando por canales anulares en torno de los elementos combustibles, constituidos por barras cilíndricas de uranio metálico.

Con el Reactor de Prueba de Materiales (Material Testing Reactor, MTR) construido en la National Reactor Testing Station de Arco (Idaho), se introdujo otro tipo de diseño que luego se aplicaría a reactores posteriores. Se proyectó este reactor, que comenzó a funcionar en marzo de 1952, para disponer de un flujo neutrónico elevado - superior al del reactor NRX - con fines experimentales en particular para el estudio de los efectos de las radiaciones nucleares sobre los materiales para reactores. El MTR posee - dos características especiales de diseño; la primera es el empleo de agua ordinaria circulando a través de un tanque cilíndrico donde se contiene el núcleo del reactor como moderador refrigerante, y en cierto grado como reflector; la segunda se refiere a los elementos combustibles, que son placas ligeramente curvadas, tipo - -

"sandwich", consistentes en una aleación de aluminio y uranio enriquecido con recubrimiento de aluminio por ambos lados. Se disponen paralelamente varias de estas placas en un bastidor de aluminio, resultando así un conjunto en forma de caja alargada, de sección aproximada de 3 x 3 pulgadas. Este tipo de elementos combustibles en forma de placa presenta una gran superficie de transmisión de calor, lo cual hace que se puede operar a potencias elevadas (40 MW.).

Con anterioridad a la entrada en funcionamiento del MTR, se habían realizado pruebas preliminares con un modelo, que demostraron la eficiencia y óptimo comportamiento de los elementos combustibles antes descritos, el empleo de estos elementos, tipo MTR, facilitó la construcción del Bulk Shielding Reactor (BSR) en el Laboratorio Nacional de Oak Ridge, hacia finales de 1950. El núcleo de este reactor estaba integrado por un número variable -de 16 a 25- de elementos en forma de caja, constituyendo un paralelepípedo, con espacios entre ellos para las barras de control. Todo el conjunto se mantenía suspendido en agua, a una profundidad de 6 mts. aproximadamente; la masa de agua servía como moderador, refrigerante y reflector, y también como blindaje de radiaciones. El reactor podía funcionar a hasta potencia de 100 KW. con refrigeración por convección natural, no siendo necesaria la circulación forzada del agua. El BSR recibió el sobrenombre de reactor "piscina", a causa del gran tanque de agua en que está contenido. La gran sencillez y comodidad de manejo del reactor "piscina" justifican su adopción por universidades y laboratorios de investigación industrial.

En todos los reactores citados hasta ahora se emplea un moderador para frenar los neutrones; son pues, esencialmente, reactores térmicos. El primer reactor de neutrones rápidos comenzó a funcionar en Los Alamos en noviembre de 1946; el combustible era plutonio-239, siendo ésta la primera vez que dicho material ha sido utilizado en un reactor. Refrigerado por mercurio, la potencia de funcionamiento alcanzó el nivel de 25 KW. Naturalmente no existía moderador, ya que la finalidad perseguida era demostrar que podía realizarse una reacción en cadena controlada, en la cual la mayoría de las fisiones son provocadas por absorción de neutrones rápidos. El segundo reactor rápido fue el experimental Breeder - - Reactor (EBR-I) cuya construcción se completó en 1951, en Arco. -

Este proyecto del Laboratorio Nacional de Argonne tenia por objeto estudiar la posibilidad de reproducción, mediante neutrones rápidos, con generación simultánea de energía eléctrica, así como la de utilizar un metal líquido (aleación sodio-potasio) como refrigerante a temperaturas elevadas (600°F). Estrictamente hablando el EBR-I es un pseudo-reproductor, ya que las primeras cargas utilizaban uranio-235 como combustible y uranio-238 como material fértil. De todos modos, este reactor sirvió para demostrar que la reproducción era posible. Como cosa de interés histórico, añadiremos que el EBR-I fue el primer reactor que produjo energía eléctrica de origen nuclear, en diciembre de 1951.

En los E.U. se vió en seguida que una central de potencia nuclear compacta, ofrecía grandes ventajas en el campo de la propulsión submarina, ya que permitía realizar recorridos muy grandes sin necesidad de salir a la superficie ni de repostar. El reactor que se proyectó con esta finalidad utiliza agua a presión como moderador-refrigerante y uranio metálico altamente enriquecido, envainado en circonio, como combustible. El empleo de estos materiales ha permitido diseñar un reactor de pequeño tamaño y de gran potencia. El agua a presión circula por un cambiador de calor externo, el cual produce vapor para el funcionamiento de las turbinas. Un prototipo del reactor para submarino comenzó a funcionar, en marzo de 1953 en Arco, produciendo cantidades importantes de energía eléctrica a partir de mayo de 1953. El primer submarino con propulsión nuclear, U.S.S. Nautilus, inició sus pruebas en el mar en enero de 1955. La demostración ha sido tan efectiva que a partir de entonces, se han construido y se están construyendo numerosos submarinos con plantas de propulsión del mismo tipo general.

Resultado de la experiencia adquirida con los reactores para submarinos, de funcionamiento tan satisfactorio, fue el proyecto de la primera central nuclear de potencia de los E.U., instalada en Shippingport, con un reactor de agua a presión (PWR). La presión de agua en la vasija del reactor es de 2000 psia, y el calor producido en el cambiador de calor alcanza temperaturas del orden de 490°F y presiones próximas a 600 psia. Con objeto de rebajar el costo de la energía producida, solamente un número reducido de elementos contienen combustible altamente enriquecido en uranio-235

(aleado con zirconio), siendo los restantes de uranio natural (en forma de dióxido). Esta modificación obliga a construir reactores más grandes, pero tal aumento de tamaño no ofrece inconvenientes en instalaciones terrestres. El (PWR) comenzó a funcionar el 2 de diciembre de 1957, alcanzando su potencia nominal de 60 MW eléctrica (230 MW térmicos) tres semanas después.

Una modificación del reactor de agua a presión consiste en producir vapor directamente, aprovechando el calor de fisión para hacer hervir el agua en el núcleo del reactor. Tras una serie de experimentos (BORAX) iniciados en Arco en 1953, se construyó el reactor experimental de agua en ebullición (Experimental Boiling Water Reactor, EBWR) en el Laboratorio Nacional de Argonne. Alcanzó la criticidad el 10. de diciembre de 1950 y comenzó a producir electricidad el 23 del mismo mes; seis días después alcanzaba su potencia nominal de 5 MW eléctricos. En la vasija del reactor se produce vapor a presión de 600 psig, el cual se utiliza -una vez seco- para alimentar un sistema turbo-generador. El BWR tiene la ventaja sobre el PWR de que puede producir vapor de igual calidad a presiones más bajas y sin necesidad de un generador externo a vapor.

El primer reactor de potencia de la U.R.S.S. (5 MW eléctricos), que comenzó a funcionar en 1954, fue un sistema de combustible ligeramente enriquecido, refrigerado por agua y moderado por grafito, probablemente como resultado de la experiencia obtenida con los reactores tipo Hanford.

CAPITULO II

COMBUSTIBLES NUCLEARES

2.1 GENERALIDADES SOBRE COMBUSTIBLES NUCLEARES.

El uranio se encuentra en la naturaleza en minerales que, en la mayor parte de los casos, contienen entre 0.1 y 0.3% de uranio. Existen algunos yacimientos conteniendo hasta 0.5% y otros con - - 0.02% de uranio, pero tanto unos como otros no son en general, económicamente atractivos. En el primer caso, debido al pequeño tamaño del yacimiento, y en el segundo porque la ley es demasiado baja.

Tratamiento de las Minas Uraníferas.

Aunque, teóricamente existen muchas formas de tratar los minerales de uranio, desde el punto de vista práctico, el número de posibilidades es muy bajo. En general, el tratamiento consta de las siguientes operaciones:

- A) Preparación del mineral.
- B) Lixiviación (solubilización de uranio mediante ácido sulfúrico o carbonatos alcalinos).
- C) Separación sólido-líquido.
- D) Concentración y purificación parcial del uranio.
- E) Precipitación de un concentrado sólido.
- F) Purificación del concentrado.

Preparación del mineral.

El uranio es un elemento extraordinariamente valioso y los minerales que lo contienen son, como lo hemos dicho, de muy baja ley. Por ello la recuperación ha de hacerse de forma eficaz y con el mayor rendimiento posible, lo que obliga a reducir el tamaño del material a un grano muy fino que permita la posterior recuperación del uranio. Son necesarias por lo tanto fases previas de trituración y molienda.

El costo se compone de los tres capítulos siguientes: a) costo de las investigaciones mineras; b) amortización de las instalaciones, tanto extractivas como de concentración; y c) gastos de explotación.

Los porcentajes respectivos de estas tres partes son aproximadamente los siguientes:

Investigaciones	8.8
Primer establecimiento	9.6
Amortización	Mina y taller de preparación de mineras.
	les.
	Planta de concentración (10 años)....
	Minas
Explotación	Plantas
Gastos generales	5.6
	100.0

El uranio puede encontrarse en minerales primarios formados por diversas alteraciones de los anteriores. En el cuadro siguiente se indican algunos de los más frecuentes, así como yacimientos más importantes y sus leyes medias.

Como se ve en el cuadro la pezblanda es el mineral más rico en uranio, además deben considerarse los minerales que contienen uranio absorbido, como por ejemplo, las rocas fosfatadas de Idaho y Florida, o los esquistos bituminosos de Tennessee.

<u>TIPO</u>	<u>MINERAL</u>	<u>YACIMIENTO</u>	<u>LEY EN % EN PESO DE URANIO</u>
Primario	Pechblenda UO_2 y UO_3 amorfo	Shinkolobwe (C. Belga) Joachimstahl Erzgebirge Canadá	5 a 50 0.2 a 2 = 1
	Uraninita UO_2 y UO_3 cristalino	Lago de los Grandes Osos (Canadá) Sunshine (Idaho) Colorado-Front Rouge - - (Colorado)	
Oxidado	Carnotita $K_2O, 2UO_3,$ V_2O_5, nH_2O	Muy numerosos lugares	0.2 a 1
	Autunita $CaO, 2UO_3,$ $P_2O_5, 12 H_2O$	Muy numerosos lugares	
	Torbernita $CuO, 2UO_3,$ $P_2O_5, 12 H_2O$	Muy numerosos lugares	
	Gumita U_3O_8, PbO	Saint Priest-les-Bois Noirs	
Refractario	Uranofana $CaO, 2UO_3,$ $2SiO_2, 6H_2O$		
	Soddyita $CaO, 2SiO_2, 6H_2O$		
	Samarskita $Nb_2O_5, Ta_2O_5,$ U_5O_8, F_2O_3 variable		
	Euxenita $Nb_2O_5, Ta_2O_5, U_5O_8,$ Fe_2O_3, TiO_2 variable	Minas de mica y berillo de Carolina del Norte, Colorado; Brasil; Madagascar	
	Betafita Nb_2O_5, Ta_2O_5, U_5O_8 variable (fórmula incierta)		
Davidita U_3O_8, Fe_2O_3, TiO_2 variable	Australia		
Brunnerita U_3O_8, TiO_2 variable	Climax Cy (Colorado)		

Datos de 1970.

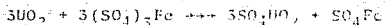
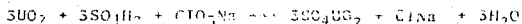
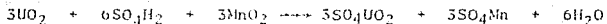
Cuando se ha de seguir la lixiviación ácida, la molienda se realiza solo hasta unas 35 mallas; si la lixiviación ha de ser alcalina hay que bajar hasta las 100 o 200 mallas. El equipo es, en general el convencional, realizándose la trituración seca en dos etapas y la molienda húmeda con barras y bolas en otras dos. Modernamente se ha considerado también la molienda autógena seca con guijarros, en lugar de bolas, y la trituración molienda autógena en molinos de gran diámetro.

La pulpa obtendría suele contener entre el 20 y el 25% en peso de sólidos y se bombea a un espesador que aumenta el contenido en sólidos hasta el 50% en peso, pudiendo añadirse un agente floculante para mejorar las condiciones de sedimentación.

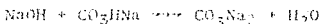
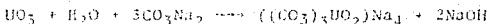
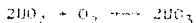
La pulpa procedente del espesador se bombea a los tanques de lixiviación en los que se realiza el ataque químico para provocar la disolución del uranio. Esta es la operación clave del proceso y la que tiene la máxima contribución en los costos. La lixiviación puede ser ácida (sulfúrico) o alcalina (carbonatos), según el tipo de mineral, los componentes de la ganga, etc.

Se emplea más frecuentemente la lixiviación ácida, entre otras razones porque requiere unas condiciones más suaves de temperatura y molienda, y conduce a una mejor separación sólido-líquido de las pulpas producidas; además se puede aplicar a una gran diversidad de minerales. Como contrapartida, la lixiviación ácida exige el empleo de materiales y equipo que resistan el ataque ácido y por consiguiente más caros. La lixiviación alcalina solo está justificada con gangas muy reactivas.

Las reacciones que tienen lugar en el proceso ácido de disolución de uraninita son:



En el proceso alcalino:



Separación sólido líquido.

La pulpa atacada se separa en dos partes: una, constituida por una disolución acuosa en la que se encuentra el uranio disuelto y otra formada por los residuos sólidos. Esta separación se realiza por lavado en contracorriente en filtros, espesadores o circuitos mixtos de espesadores y ciclones; se utilizan siempre floculantes. Es una etapa de inversión elevada y difícil operación que, en algunos casos, se trata de eludir limitándola a una separación de arenas y lamas con tratamiento de éstas últimas.

Concentración.

La disolución anterior, una vez ajustado el pH y el contenido en sólidos hasta valores convenientes, tiene un contenido en uranio que suele estar comprendido entre 0.5 y 0.8 gramos de U_3O_8 por litro. Para aumentar este contenido es preciso concentrar la disolución, siguiéndose fundamentalmente para ello dos técnicas: cambio de ión y extracción con disolventes.

A) Cambio de ión. El sistema consiste en una serie de columnas - (generalmente cuatro) cargadas con resina aniónica fuertemente básica que fija el U contenido en la disolución. Ese U se recupera posteriormente haciendo pasar una disolución eluyente, normalmente de nitrato sódico y ácido nítrico que produce un líquido con 15 a 20 gramos de U_3O_8 por litro.

Una ventaja del cambio de ión, además de conseguir esta concentración, es que produce una purificación previa ya que la resina retiene, junta al U, solo una pequeña cantidad de hierro, fosfatos y sulfatos.

E) Extracción con disolventes. Aunque la extracción con disolventes se aplicó inicialmente en la etapa de purificación de concentrados de U, modernamente se está utilizando como medio para concentrar los líquidos procedentes de la lixiviación. Prácticamente no existen diferencias fundamentales entre el cambio de ión y la extracción, puesto que los disolventes empleados pueden considerarse como resinas aniónicas. Como disolventes suelen emplearse ésteres fosfóricos y aminas secundarias y terciarias; estos últimos son los más extendidos.

Precipitación.

El U existente en los eluidos de cambio de ión o extracción se precipitan preferentemente con amoníaco. El U de los líquidos férriles de lixiviación alcalina, se precipita con sosa. El empleo de otros agentes de precipitación se ha desechado, prácticamente, a causa de las especificaciones comerciales en el proceso de conversión con vistas al enriquecimiento, que fijan una ley normal del 75% en U_3O_8 , el 0.5% en Na, el 3% en SO_4 y el 0.1% en PO_4 , entre otros (véase más adelante las especificaciones para los distintos elementos y las penalizaciones correspondientes en el caso de sobrepasar los límites máximos fijados).

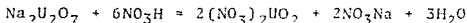
Según el agente empleado, se obtiene un precipitado de diuranato amónico $(NH_4)_2U_2O_7$, o de diuranato sódico $Na_2U_2O_7$.

Estos concentrados de duranato tienen una ley comprendida entre el 75 y el 90% de U_3O_8 y son conocidos en la jerga de fábrica como "torta amarilla" en razón de su forma y color.

El concentrado es el producto comercial sobre el cual se basan, generalmente, las transacciones de uranio y su costo se expresa en dólares por libra de U_3O_8 .
Purificación del Concentrado.

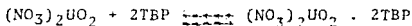
En general, los productos obtenidos en la fábrica de concentrados de U hay que purificarlos, sometiendo los a una extracción líquido-líquido con éter o con fosfato de tributilo (TBP). El proceso global de purificación consta de las etapas siguientes:

A) Disolución del concentrado con ácido nítrico comercial, caliente (80-100°C) para insolubilizar la sílice; se obtiene nitrato de uranio impuro (300 gramos de U/Litro) con un cierto contenido de sólidos en suspensión.



esta solución es preciso filtrarla para separar los sólidos y la sílice gelatinosa que se forma.

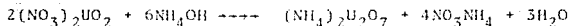
B) Extracción de la solución resultante con fosfato de tributilo disuelto al 30% en queroseno. El nitrato de uranio pasa a la fase orgánica mientras las impurezas permanecen en la acuosa, la cual, después de una serie de etapas (generalmente 7) se desecha como residuo.



La fase orgánica se lava con solución acuosa pura procedente de la reextracción.

C) Reextracción, desplazando la reacción anterior hacia la izquierda, empleando agua desmineralizada a 50-60°C, se obtiene una disolución pura de nitrato de uranilo que contiene de 80 a 100 gramos de U/litro. La fase orgánica agotada se trata con CO_3Na_2 y NO_3H y se introduce nuevamente en el circuito de extracción.

Esta disolución pura puede ahora someterse a una desnitración en lecho fluidizado o a una nueva precipitación, para obtener peróxido o diuranato amónico.



que son los productos adecuados para preparar el bióxido de U (UO_2) o el tetrafluoruro (UF_4). Este último es el punto de partida para producir U metal.

Límites en el contenido de impurezas en los concentrados. Penalizaciones.

Uno de los aspectos importantes a tener en cuenta en la producción de concentrados es el nivel de impurezas admisible para que el producto sea apto para la conversión posterior en UF_6 . Las dificultades que ocasionan estas impurezas obligan a pagar penalizaciones que pueden encarecer notablemente el concentrado. En la tabla damos las especificaciones que deben cumplir los llamados "concentrados estándar", así como los niveles máximos de impurezas admisibles; en la misma tabla se indica la sobrecarga que es preciso abonar en el proceso de conversión, según el contenido de impureza. Las especificaciones 1 a 14 se determinan sobre un peso de concentrado completamente seco. (En el caso de Vanadio, Fósforo y Sodio, las penalizaciones son las siguientes:)

V a n a d i o

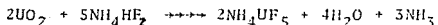
<u>IMPUREZA</u>	<u>Concentrados estándar</u>	<u>Límite máximo</u>	<u>Sobrecarga</u>
1. Uranio (U)	75%	65%	Ninguna
2. Vanadio (V_2O_5)	0.10%	1.80%	Penalizado
3. Fósforo (PO_4)	0.10%	1.00%	Penalizado
4. Haluros (Cl, Br, I)	0.05%	0.10%	Ninguna
5. Fluoruros (F)	0.01%	0.10%	Ninguna

<u>IMPUREZA</u>	<u>Concentrados estándar</u>	<u>Límite máximo</u>	<u>Sobrecarga</u>
6. Molibdeno (Mo)	0.10%	0.30%	0.005%
7. Azufre (SO ₄)	3.00%	8.00%	Ninguna
8. Hierro (Fe)	0.15%	2.00%	Ninguna
9. Arsénico (As)	0.05%	0.15%	Ninguna
10. Carbonato (CO ₃)	0.20%	0.75%	Ninguna
11. Calcio (Ca)	0.05%	0.75%	Penalizado
12. Sodio (Na)	0.50%	7.50%	Penalizado
13. Boro (B)	0.0050%	0.10%	Ninguna
14. Potasio (K)	0.10%	3.00%	Penalizado
15. Agua (H ₂ O)	2.00%	4.00%	Penalizado

2.1.1 OBTENCION DEL TETRAFLUORURO DE URANIO.

La obtención de UF₄ se lleva a cabo en los distintos países - por diferentes procedimientos, cada uno de ellos con sus ventajas y desventajas. Unos métodos utilizan el UO₂ como material de partida, otros el nitrato de uranilo, otros incluso, el propio concentrado de uranio.

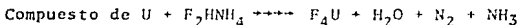
El primer procedimiento empleado fue la fluoruración del UO₂ con bifluoruro amónico. La mezcla de ambos productos, en polvo, - una vez homogeneizada se deposita en bandejas de aluminio recubiertas de fluorita, que se introducen en un horno, en el que se eleva la temperatura a 180° para que se produzca la reacción:



en la cual no solo se desprende el H₂O y el NH₃, sino algo de bifluoruro, por lo cual éste debe ponerse en exceso. El producto final es un polvo verde con algo de humedad, que se lleva a un nuevo horno - para su descomposición. En este horno, después de efectuar un vacío del orden de 5.10⁻³ mm. de Hg. se calienta la carga a 160° durante varias horas para dar lugar a que se sublime el NH₄HF que pueda existir en exceso y se desprendan el agua y el amoníaco; luego se sube la temperatura a 200°C, manteniéndola otro intervalo de tiempo para verificar la descomposición de la mayor parte del fluoruro doble y, por último, se mantiene a 300°C para terminar la descomposición y -

eliminar el nitrógeno que aun contiene el tetrafluoruro, sustituyéndose el vacío por atmósfera de hidrógeno. Finalmente se recoge un UF_4 seco, en polvo de color verde, con un contenido en N menor de 20 ppm.

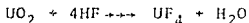
Un segundo método para la obtención de UF_4 , denominado de "fluoración directa", que consiste en hacer pasar a unos 450-550°C una corriente de fluoruro o bifluoruro amónico a través de una masa de compuestos de U. Esta es la única fase del proceso, con lo cual este queda reducido a:



El horno de fluoración es vertical y en la parte superior existe una tova por donde se carga el fluoruro amónico que desciende -- mediante un descargador de disco y cae en un vaporizador de grafito, calentado exteriormente por resistencias.

El compuesto de uranio-uranato va descendiendo a medida que se va descargando el UF_4 y cayendo en un recipiente en donde existe una sobrepresión de N. Este N cumple una doble misión: mantener en dicho recipiente una atmósfera inerte, pasar a través del dispositivo de descarga, al interior del horno, con lo cual regula riza la temperatura y obliga a que el fluoruro amónico ascienda por aquél, quedando así una cierta zona inferior al horno con atmósfera inerte, en donde precisamente se efectúa el barrido del fluoruro de amonio que existe en exceso en la carga.

Otro procedimiento empleado para obtener tetrafluoruro de uranio en escala industrial es el siguiente, haciendo uso de los lechos fluidizados. La reacción es:



En la actualidad, la obtención del UO_2 por reducción del trióxido de U y la conversión posterior del dióxido en UF_4 se efectúa con un reactor de lecho fluidizado de múltiples etapas, que permite un control exacto de las temperaturas de trabajo. En el reactor de reducción estas son: 530°C para la etapa superior y 580°C para la central e inferior; en el fluorurador las temperaturas son de 530, 450 y 550°C respectivamente.

El reactor de reducción es de acero inoxidable de alto contenido en cromo y níquel, ya que se necesitan condiciones especiales

de resistencia química. El material de construcción del fluorurador y de instalaciones auxiliares es Monel, única aleación, junto al Inconel, capaz de resistir el fuerte poder corrosivo del FH en las condiciones de trabajo.

El UF_4 producido tiene una riqueza superior al 97%, y se destina a la preparación de U metálico o a la obtención de UF_6 . La obtención de U metálico.

Los diferentes métodos que se han seguido para preparar U metálico, pueden resumirse en los cuatro grupos siguientes:

- a) Reducción electrolítica.
- b) Descomposición térmica de halogenuros de U .
- c) Reducción de óxidos de U .
- d) Reducción de halogenuros de U .

2.1.2 REDUCCION ELECTROLITICA..

Fué, posiblemente el primer procedimiento para obtener U en gran escala.

El tipo de electrolisis es el de sales fundidas, ya que la electrolisis acuosa para metales de gran reactividad, como el U , suelen dar óxido o hidróxido en lugar de metal, y la electrolisis no acuosa da un metal muy finamente dividido y de baja pureza.

La electrolisis se lleva a cabo disolviendo un compuesto de uranio, que casi siempre es un halogenuro (UF_4 ó KUF_5) en un baño de halogenuros alcalinos o alcalinoterreos (CaCl_2 ó $\text{CaCl}_2\text{-Ca}$ ó $\text{CaCl}_2\text{-CaLi}$) fundidos, ya que estos tienen altos potenciales de descomposición. Durante el proceso electrolítico, el U se deposita en el cátodo -- con preferencia a los metales alcalinos o alcalinoterreos. El metal depositado consiste en pequeños cristales, cuyo tamaño depende de la corriente empleada y de las condiciones del baño, que luego hay que lavar, briquetear y fundir en vacío.

Se trata, pues de un proceso complejo y no muy conveniente para grandes producciones.

Descomposición térmica de halogenuros de U .

En escala de laboratorio se ha utilizado un yoduro de U como punto de partida para la producción de pequeñas cantidades de U de

de pureza elevada. El proceso consiste en la descomposición de dicho halogenuro sobre un filamento incandescente, para dar U puro y regenerar el yodo.

Se ha desechado por no ser apto para una producción industrial.

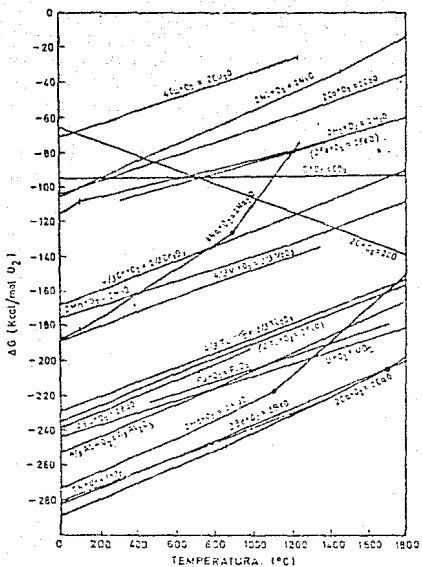
Reducción de óxidos de U.

Como una de las magnitudes termodinámicas que nos muestran -- cuando una reacción es o no posible, es la entalpía libre, hemos representado en la figura la variación de ésta respecto a la temperatura, para el UO_2 y para otros óxidos de posibles elementos que pudieran emplearse como reductores de dicho óxido de U, tales como el U_3O_8 , UO_3 y UO_4 ; de este último, sobre todo, por su extrema inestabilidad, ya que con un suave calentamiento se descompone pasando a UO_3 . Este y el U_3O_8 pueden quedar en una segunda fila frente al UO_2 , cuya estabilidad es, en los casos que estudiamos, -- más manifiesta.

A la vista de la figura vemos la imposibilidad, por ejemplo, de utilizar el H como agente reductor, en condiciones prácticas de trabajo. También se desprende de la misma figura, que la reducción del UO_2 con carbono no es una reacción favorable en la práctica, -- ya que termodinámicamente no es posible, sino a temperaturas muy elevadas.

En cambio si es posible, de acuerdo con la figura, la reducción con aluminio, magnesio y calcio, produciéndose la mayor cantidad de calor en la reacción con el calcio y la menor con el aluminio. De la misma figura se desprende que el Mg reducirá al UO_2 solamente a temperaturas inferiores de $1250^\circ C$, mientras que el calcio permite trabajar en un rango más amplio. En cuanto al Al, aunque termodinámicamente es un proceso factible, existen razones que lo hacen irrealizable en la práctica; estas razones son, fundamentalmente, la tendencia a reaccionar el U con el Al, para formar una serie de aleaciones estables y la insolubilidad en los ácidos de la alúmina, formada a temperatura elevada, lo que hace muy difícil la separación del U.

Quedan por tanto, como posibles agentes reductores, el magnesio y el calcio, con los que se obtiene un U en forma de polvo, -- mezclado con una masa de óxidos refractarios que es necesario separar.



- ENTALPIAS LIBRES DE FORMACION DE OXIDOS, EN FUNCION DE LA TEMPERATURA.

El proceso es de bajo rendimiento y su uso industrial no es factible.

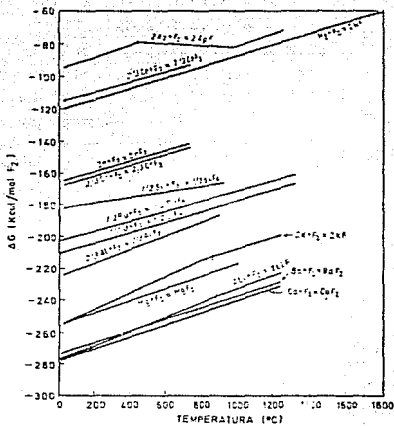
2.1.3 REDUCCION DE LOS HALOGENUROS DE U.

De los cuatro halogenuros de U, parece ser que solo los fluoruros han recibido atención, dado que los restantes, además de otros inconvenientes son, en mayor o menor grado, inestables en el aire. En la figura se han representado, como anteriormente, las en talpías libres de formación de algunos fluoruros en función de la temperatura. En dicha figura puede verse como la reducción con el H resulta impracticable, el sodio resulta inaprovechable para efectuar la reducción, dadas las dificultades de índole práctica, como son: su difícil manejo, su gran reactividad y sobre todo, su extraordinariamente bajo punto de fusión frente al U.

Los dos metales empleados en la práctica son el calcio y el magnesio. En sus comienzos se empleó casi exclusivamente el calcio, pero ha sido desplazado por el magnesio a causa de las dificultades encontradas en la producción de calcio metálico en cantidad y pureza adecuadas, a bajo costo. Actualmente, la mayoría de los centros de producción de U metálico siguen el procedimiento de la magnesioterapia, habiéndose llegado al empleo de bombas de reacción, con capacidades entre una y dos toneladas de metal.

El magnesio es un reductor más pobre que el calcio, en el sentido que el calor de reacción es inferior, y por ello, tanto la calidad de los productos reaccionantes como las condiciones generales de la reacción, deben ajustarse de forma más severa que en la calcioterapia.

Si las reacciones de reducción tienen lugar adiabáticamente, con un razonable exceso de material reductor (alrededor de un 15%), los cálculos termodinámicos indican que la elevación de la temperatura, una vez iniciada la reacción, es de unos 900°C, en el caso del magnesio, y de unos 1800°C en el caso del calcio. En este último caso, como es de esperar, la reacción es suficientemente exotérmica, suministrando las cantidades de calor necesaria para mantener fundidos el metal y la escoria. Existe pues, una diferencia fundamental entre las reducciones según se emplee calcio o magnesio.



- ENTALPIAS LIBRES DE FORMACION DE FLUORUROS, EN FUNCION DE LA TEMPERATURA

Con el primero puede iniciarse la reacción a temperatura ambiente, con la seguridad de obtenerse temperatura suficiente para mantener el U y la escoria por encima de sus puntos de fusión. Con el magnesio en cambio, es preciso un calentamiento previo de las sustancias reaccionantes, para iniciar después la reacción a una temperatura adecuada.

La reacción se realiza en un reactor revestido de fluorita, en el caso de emplear calcio, y de dolomita calcinada, en el caso de magnesio. Estos materiales de revestimiento deben ser muy puros, con el objeto de no introducir en el U impurezas perjudiciales.

El UF_4 en polvo, íntimamente mezclado con el calcio o el magnesio en virutas o en pequeños trozos, se colocan en el reactor revestido con el refractario. En el caso del calcio la operación se realiza en vasija abierta, pero con el magnesio la vasija ha de ser cerrada, puesto que su punto de ebullición ($1107^\circ C$) está por debajo del punto de fusión del U ($1132^\circ C$). El tocho de U obtenido con esta reacción se funde posteriormente y se cuela en vacío, con lo que se obtiene una desgasificación y una separación de los elementos extraños que hallan podido quedar contenidos en el tocho. La colada se realiza en moldes de acero o de grafito, para evitar contaminaciones, y en el caso del acero para que no se funda el molde, pues si ambos metales se ponen en contacto, se forma un compuesto de bajo punto de fusión que termina por destruirlo. La aplicación de una placa protectora interior en el caso del grafito, no ofrece dificultades, pero con el acero, la técnica de recubrimiento es delicada; da buenos resultados la aplicación con pistola de una capa de alúmina de arena de barrera de difusión entre el U y el acero.

Modernamente se ha mejorado la técnica de producción de lingotes de U mediante el llamado proceso de reducción directa, que consiste en obtener directamente por magnesioterapia un lingote de U, que tras un tratamiento térmico y mecánico, se emplea ya como combustible; es decir, en un solo proceso se obtiene el lingote que con la técnica anterior se realiza en dos etapas, la obtención del tocho por magnesioterapia y la obtención del lingote por fusión posterior y colada en vacío. En la literatura inglesa este método se denomina "dingot process", formándose el neologismo "dinget" por contracción de la expresión "direct ingot", en la que se quiere --

significar que el lingote metálico de buena calidad se ha obtenido directamente como resultado de la magnesioterminia.

Las barras de U obtenidas se mecanizan con facilidad, pero deben tomarse precauciones desde el punto de vista de la seguridad en el trabajo, ya que el polvo de U es tóxico e inflamable. Recien mecanizado, el U se oxida lentamente a la temperatura ambiente, llegando a tomar un aspecto dorado que termina por convertirse en negro, a los pocos días.

2.2 PRODUCCION DE URANIO ENRIQUECIDO.

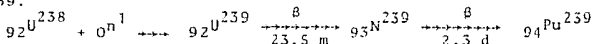
Generalidades.

La producción de energía nuclear mediante el proceso de fisión se basa, fundamentalmente en la fisión del U. En la naturaleza se encuentra una mezcla de tres isótopos de éste elemento con números de masa 234, 235 y 238. Los contenidos relativos de estos isótopos en el UN, y sus masas atómicas, se dan en la tabla siguiente:

COMPOSICION DEL UN

Isótopo	% en Peso	Masa atómica
Uranio - 234	0.0058	234.0409
Uranio - 235	0.711	235.0439
Uranio - 238	99.283	238.0508

Como puede verse, el más abundante es el U-238, mientras que el U-235 se encuentra en una proporción del 0.711%. Por lo que se refiere al tercer isótopo U-234, su proporción en el UN es tan pequeña que se puede ignorar su existencia para fines prácticos. Sin embargo, el isótopo más interesante desde el punto de vista de aplicación directa a la producción de energía, mediante el proceso de fisión es el U-235, ya que es fisiónable mediante neutrones térmicos. El U-238 puede fisionarse mediante neutrones rápidos (umbral de fisión = 1.4 MeV), pero su interés principal no es como material fisiónable, sino como material fértil que, mediante la captura de un neutrón, puede dar lugar a la formación de un átomo de Pu-239.



Esta reacción juega un papel importante en el mejor aprovechamiento del U en un reactor y es de primordial importancia en la explotación de los reactores rápidos reproductores.

El hecho señalado de que el U-235 sea fisiónable con neutrones térmicos, hizo que desde el primer momento se plantease la conveniencia de incrementar el contenido de U-235, es decir, enriquecer

el U en este isótopo, ya que daba una mayor flexibilidad a su empleo. La necesidad de contar con un U enriquecido se hizo sentir desde los primeros momentos, puesto que era necesario que dicho producto poseyese un enriquecimiento en U-235 de al menos, el 90% para poder fabricar bombas atómicas. Posteriormente, los reactores nucleares de propulsión de submarinos precisaban U con el mismo enriquecimiento y más adelante, los reactores nucleares de agua ligera, hoy comercializados, aunque en este caso los enriquecimientos son solo del 2 al 4%.

Las primeras actividades de enriquecimiento del U se iniciaron dentro del Proyecto Manhattan, nombre con el que se conoció el programa militar americano de fabricación de bombas atómicas. Se estudiaron a fondo, por primera vez, los distintos procesos de separación de isótopos que, aunque conocidos teóricamente, no puede decirse que estuviesen resueltos los problemas prácticos implicados, mucho menos tratándose de la separación de los isótopos del U.

La identidad de las propiedades químicas de los isótopos de un mismo elemento hace que su única característica distintiva sea su diferencia de masa; por tanto, a esa diferencia de masa, o a la variación de las propiedades físicas a que la misma conduce, habrá que recurrir en los distintos procesos. Tres fueron los que se desarrollaron inicialmente: separación electromagnética, difusión térmica y difusión gaseosa. El primero y el segundo han sido abandonados, desde el punto de vista de la producción industrial; el tercero, el proceso de difusión gaseosa, se desarrolló con pleno éxito y constituye el método por el que se ha obtenido, hasta la fecha, todo el uranio enriquecido utilizado, tanto para fines militares como civiles. Posteriormente se han ido desarrollando otros procesos de separación de isótopos, entre los que destaca la ultracentrifugación, en pleno desarrollo como veremos, y que es el que presenta mayor interés industrial para el futuro; y el proceso de separación por ebullición, que no parece presentar unas perspectivas económicas que puedan mejorar las de los otros procesos. El compuesto de U que se utiliza, prácticamente en todos los procesos señalados, por su bajo punto de ebullición, es el exafluoruro de U (UF_6) que, por otra parte, presenta unas características que dificultan su manejo. El UF_6 es sólido a la temperatura ordinaria (se

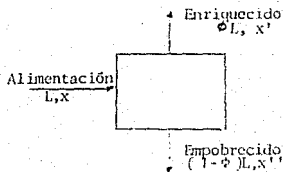
volatiza a 56.5°C a la presión atmosférica), lo que hace que sea necesario trabajar a temperaturas y presiones que los mantengan en forma de gas. Por otra parte, aunque el UF_6 es un compuesto estable, también es excepcionalmente corrosivo y en presencia de material hidrogenado, especialmente vapor de agua, se hidroliza y forma ácido fluorhídrico que ataca prácticamente a casi todos los materiales. Este hecho impone una serie de medidas, a tener en cuenta en las instalaciones de enriquecimiento, en cuanto a las características de los materiales, limpieza y secado de las superficies que han de estar en contacto con el gas, completa estanquidad de los circuitos que los contengan, etc., que presentan la necesidad de resolver una serie de problemas tecnológicos en los distintos componentes que se emplean en los procesos de enriquecimiento.

También hay que tener en cuenta, especialmente cuando se empleen equipos rotativos que sea necesario lubricar, que el UF_6 es incompatible con los productos orgánicos de los aceites lubricantes, por lo que habrá de evitarse, a toda costa, que entren en contacto con él.

Sin embargo, el UF_6 tiene la ventaja de que el fluor natural es monoisotópico, por lo cual las diferencias de masa entre las diferentes moléculas se deben, únicamente, a los isótopos del U.

Principios fundamentales de la separación de isótopos.

En cualquier proceso de separación de isótopos, el elemento más pequeño en que se efectúa alguna separación se denomina unidad de separación. Como se representa en la figura, dicha unidad de separación se alimenta con una mezcla de isótopos con un caudal L y una composición en pesos x en el isótopo que nos interesa, y se extraen dos fases, una enriquecida, con un contenido x' y caudal ϕL , y otra empobrecida, con una composición x'' y caudal $(1-\phi)L$ donde ϕ , que representa la fracción de la alimentación que se extrae como producto, se denomina corte de la unidad.

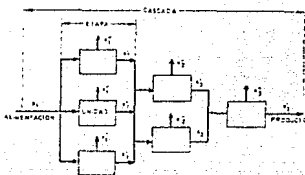


Es importante también definir la relación de abundancia de cada fase considerada. En una mezcla binaria de isótopos, que son -- las que se considerarán la relación de abundancia R viene definida por:

$$R = \frac{x_1}{x_2}$$

Cuando se conecta en paralelo un grupo de unidades de separación que tienen la misma composición en la alimentación y producen dos fases, también de la misma composición, tenemos una etapa del proceso de separación. En la realidad, una etapa puede estar formada por una o varias unidades de separación, ya que una unidad de gran capacidad puede sustituir a varias unidades menores, sin que varíen los conceptos expresados.

Finalmente, cuando como sucede en los casos prácticos que nos interesan, el grado de separación obtenido en una sola etapa sea inferior al necesario, será preciso conectar varias etapas en serie, dando lugar a una cascada. La figura aclara las definiciones enunciadas. La alimentación, con un contenido x_1 del isótopo que nos interesa, se introduce en la primera etapa, constituida en este caso, por varias unidades de separación. El producto más enriquecido que sale de esta etapa de descomposición x'_1 , alimenta la segunda etapa y así sucesivamente en las etapas siguientes, para constituir en conjunto, una cascada.



2.2.1 CONCEPTO DE FACTOR DE SEPARACION.

Si consideramos el concepto de separación representado en la

primera figura, es interesante definir el "factor de separación de la unidad" que nos dará una medida del grado de separación de los dos isótopos alcanzado. Este factor de separación alfa, se define como:

$$\alpha = \frac{\frac{x'}{1-x'}}{\frac{x''}{1-x''}} = \frac{R'}{R''}$$

Es decir, como el cociente entre las relaciones de abundancia en las fases enriquecida y empobrecida que salen de la unidad de separación.

El factor de separación así definido presenta, en la mayor parte de los procesos de separación de isótopos, la característica de ser independiente de la composición y, por lo tanto, constante a lo largo del proceso. Este hecho le presta una gran utilidad, como se verá más adelante.

Otro medio útil de medir el grado de separación alcanzado en una unidad o etapa de separación, es definir el llamado "factor de separación de las cabezas beta" que se define como:

$$\beta = \frac{\frac{x'}{1-x'}}{x} = \frac{R'}{R}$$

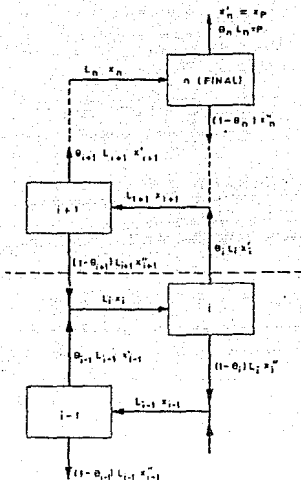
Es decir, como el cociente entre las relaciones de abundancia en la fase enriquecida o producto, y la alimentación de la unidad o etapa. Cascada ideal.

La conexión en serie de sucesivas etapas de separación da lugar, como hemos dicho, a una cascada. La diversa forma de hacer las conexiones entre las distintas etapas, especialmente por lo que se refiere a la utilización de las fases empobrecidas, puede dar lugar a distintas clases de cascadas. Consideremos una cascada como la representada en la figura. Sea L_i el caudal que se introduce en la etapa i , siendo i el número de etapa a partir de la alimentación de la cascada, y x_i la composición del material que se introduce.

Este caudal L_i se divide, como hemos dicho, en dos fases, una enriquecida de caudal $\phi_i L_i$ y composición x'_i y otra empobrecida de caudal $(1-\phi)L_i$ y composición x''_i . Un balance material en la etapa i nos dará la relación entre estas magnitudes:

Entra $L_i x_i$

Sale $\phi_i L_i x'_i + (1-\phi_i)L_i x''_i$ $x_i = \phi_i x'_i + (1-\phi_i)x''_i$



Es preciso hacer notar que las magnitudes L y ϕ pueden variar de una etapa a otra, de forma que tendrá que variar, de una manera análoga el tamaño de las etapas. Por otra parte, puede apreciarse también que el tratamiento no tiene influencia, como ya habíamos señalado, el hecho de que cada etapa esté constituida por una sola unidad, de tamaño variable, o por un número variable de unidades - del tamaño más pequeño.

Si consideramos la cascada de la figura anterior partida por

una línea imaginaria (señalada en puntos), entre las etapas i e $i + 1$ más el balance material de la parte que queda por arriba de la línea hasta la etapa n , de la que se extrae el producto final P con un contenido $x_p = x'_n$, nos dará:

$$\phi_i L_i = P + (1 - \phi_{i+1}) L_{i+1}$$

$$\phi_i L_i x'_i = P x_p + (1 - \phi_{i+1}) L_{i+1} x'_{i+1} + 1$$

Despejando en ambas ϕ_{i+1} e igualando:

$$L_i = \frac{P(x_p - x'_{i+1} + 1)}{\phi_i(x'_i - x'_{i+1})}$$

Que nos permitirá establecer las relaciones entre la composición del producto y los valores del caudal de alimentación y composición de etapas intermedias, así como del corte.

La expresión anterior es válida para cualquier tipo de cascada; sin embargo, existe un tipo fácil de tratar teóricamente que conduce a caudales mínimos, entre las diferentes etapas y que es el que se aplica, dentro de lo posible, en las palancas de separación de isotopos proyectadas para un costo mínimo; es la que se denomina cascada ideal. En una cascada ideal se cumple:

- Los valores del factor de separación de las cabezas beta, en todas las etapas, son los mismos.
- La composición de la alimentación de una etapa es igual a la composición de las colas de la etapa siguiente y a la composición de las cabezas de la etapa anterior, es decir:

$$x_i = x'_{i+1} = x'_{i-1}$$

lo que quiere decir que en el funcionamiento de la cascada no hay mezcla de materiales de distinta composición.

La condición señalada en b) también puede expresarse en función de las relaciones de abundancia y tendríamos:

$$R_i = R'_{i+1} = R'_{i-1}$$

Es interesante establecer la relación entre beta y alfa en una - -

cascada ideal. De la definición del factor de separación de las cabezas beta:

$$R'_i = \beta R_i$$

pero, en una cascada ideal, teniendo en cuenta la penúltima ec.

$$R'_i = \beta R'_{i+1}$$

y análogamente

$$R'_{i+1} = \beta R'_i$$

y multiplicando miembro a miembro, tendremos:

$$R'_{i+1} = (\beta)^2 R'_{i+1}$$

Pero de la definición de factor de separación de la etapa alfa:

$$R'_{i+1} = \alpha R'_{i+1}$$

se deduce

$$\beta = \alpha$$

que es la propiedad clave de la cascada ideal.

Método de separación de isótopos.

Existen varios métodos de separación de los isótopos para enriquecer el U, pero los más importantes son el de Difusión Gaseosa y el de Centrifugación.

2.2.2 DIFUSION GASEOSA.

El proceso de difusión gaseosa se basa en la diferente velocidad de difusión, a través de una barrera porosa, de las moléculas de dos isótopos de un mismo elemento, como consecuencia de su diferencia de masa. Hace unos cien años Graham demostró que en determinadas ocasiones, la velocidad de flujo de un gas a través de una membrana porosa, es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del peso molecular. Esta ley es una consecuencia directa de la teoría cinética de los gases; supongamos que el gas está formado por dos isótopos de un mismo elemento, designemos con el subíndice 1 el isótopo ligero y con el 2 el pesado.

Como la energía cinética media de las moléculas ha de ser la misma, tendremos:

$$1/2 m_1 v_1^2 = 1/2 m_2 v_2^2$$

y por tanto,

$$v_1 = \frac{\sqrt{m_2}}{\sqrt{m_1}} v_2 = \frac{\sqrt{M_2}}{\sqrt{M_1}} v_2$$

siendo M_1 y M_2 las masas moleculares de los isótopos y como

$$\frac{M_2}{M_1} > 1, \text{ queda } v_1 > v_2$$

Es decir, la velocidad media del isótopo más ligero será mayor que la del más pesado, de modo que la frecuencia de choques con la barrera será mayor y al cabo de un cierto tiempo, la mezcla del otro lado de la barrera porosa se habrá enriquecido en este isótopo más ligero.

Es interesante definir el factor de separación en este proceso en función de las masas de ambos isótopos:

$$\alpha = \frac{\frac{x'}{1-x'}}{\frac{x''}{1-x''}}$$

Pero en esta expresión podremos representar $x' = n'_1$ y $1 - x' = n'_2$ así como $x'' = n_1$ y $1 - x'' = n_2$, siendo n' las fracciones molares del isótopo más ligero, U-235, y del más pesado U-238, del gas que atraviesa la barrera, y n las correspondientes al gas que queda sin atravesarla. En estas condiciones:

$$\alpha = \frac{\frac{n'_1}{n'_2}}{\frac{n_1}{n_2}}$$

Ahora bien el número de moléculas que choca contra la barrera de cada tipo, en cada segundo, es proporcional al número pre-

sente n y a su velocidad v , y el número de moléculas n' , que atraviesa la barrera, será estadísticamente proporcional al número de choques, de forma que:

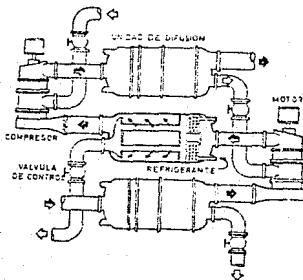
$$\frac{n'_1}{n'_2} = \frac{n_1 v_1}{n_2 v_2}$$

es decir,

$$\alpha = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\sqrt{M_2}}{\sqrt{M_1}} = \frac{\sqrt{352}}{\sqrt{349}} = 1.00429$$

para el hexafluoruro, que corresponde al valor máximo teórico del factor de separación que se puede alcanzar, en el primer momento, para una mezcla determinada.

La figura nos da una representación de la forma en que se conectan las etapas individuales para obtener una cascada, así como de los componentes de esas etapas individuales que son vitales en el proceso.



*CASCADA DE DIFUSION GASEOSA.

La mezcla de isótopos en forma de UF_6 , se introduce en la parte central de la unidad difusora: parte del UF_6 atraviesa la membrana (fracción enriquecida), mientras que otra parte (fracción empobrecida) sale de la unidad por el otro extremo. El UF_6 que cons

tituye la fracción enriquecida se comprime, mediante un compresor accionado por un motor eléctrico, para bombearlo a la próxima etapa aunque, antes de llegar a la unidad difusora es necesario situar un cambiador de calor que refrigere el gas, extrayendo el calor generado en la compresión. Como ya vimos al estudiar la cascada, en la entrada de cada compresor se une la fracción enriquecida de la etapa i y la empobrecida de la etapa i más 2.

La unidad difusora es, normalmente, una gran vasija cilíndrica que contiene la barrera, con una disposición que mantenga separadas las dos fracciones, conectada con el resto por una serie de tuberías de distintos tamaños, a causa de las distintas presiones en las fracciones, ya que el caudal es prácticamente el mismo. Las válvulas de control se utilizan para obtener el balance adecuado de caudales. La conexión de las distintas unidades, en serie o en paralelo, nos dará la cascada adecuada al producto que deseamos obtener.

Hemos señalado que el proceso de difusión se basa en la diferencia de velocidades de difusión, a través de una barrera porosa, de las moléculas de dos isótopos, como consecuencia de su diferencia de masa. En realidad, el proceso se basa en el fenómeno de la "efusión molecular" que tiene lugar cuando la barrera porosa tiene orificios que permiten el paso de las moléculas individuales, sin permitir el paso del gas en régimen laminar. Esto requiere que el diámetro del poro, u orificio, de la barrera de difusión sea menor que el camino libre medio de las moléculas del gas, lo que lleva a valores del diámetro del orden de 0.01 micras.

Cuando se logran las condiciones de paso individual de moléculas a través de un orificio, lo que requiere que el gas tenga una presión baja, de forma que no choquen unas moléculas contra otras dentro del poro, el caudal por unidad de superficie viene gobernado por la ley de Knudsen, que puede expresarse:

$$G = \frac{4}{3} \cdot \frac{d}{l} \cdot \sqrt{\frac{1}{2\pi M RT}} (P_1 - P_2)$$

en la que:

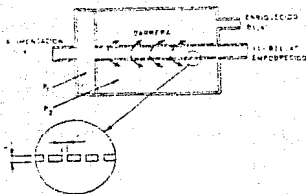
- d = diámetro del poro de la barrera.
- l = longitud del poro.
- M = peso molecular del isótopo considerado.

R = constante de los gases.

T = temperatura absoluta.

P_1 y P_2 = presiones del gas antes y después de la barrera.

d = diámetro del poro de la barrera
 l = longitud del poro
 M = peso molecular del isótopo considerado
 R = constante de los gases
 T = temperatura absoluta
 P_1 y P_2 = presiones del gas antes y después de la barrera.



UNIDAD DE DIFUSION

Por el contrario, cuando se aumenta la presión del gas y se producen, dentro de los poros, colisiones entre moléculas, en cantidad suficiente para producir un flujo laminar a través de los poros, el caudal de gas puede calcularse mediante la ley de Poiseuille:

$$G = \frac{d^3 (p_1^2 - p_2^2)}{16 l \mu RT}$$

donde μ es la viscosidad del gas considerado.

La diferencia fundamental radica en que en el flujo laminar el caudal es proporcional a la diferencia del cuadrado de las presiones, mientras que en el flujo molecular lo es únicamente a la diferencia de presiones y por otra parte, en el molecular es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del peso molecular y mientras que en el laminar no interviene el peso molecular y es inver-

samente proporcional a la viscosidad. Estos hechos nos señalan que, con objeto de conseguir una separación, será conveniente que la mayor parte del gas que atraviese los poros de la barrera de difusión, lo haga en forma de flujo molecular.

Ahora bien, en un proceso real de difusión gaseosa las presiones que se utilizan, hacen que concurren ambos tipos de flujo, de forma que la permeabilidad de una barrera de difusión se puede expresar por la suma de las ecuaciones anteriores.

La permeabilidad constituye una propiedad importante de las barreras de difusión, ya que de su valor depende, para unas condiciones de trabajo determinadas, la superficie de barrera necesaria para obtener el paso de una determinada cantidad de gas a través de dicha barrera que, a su vez, nos fijará la producción de la instalación.

Hemos visto que el valor mínimo del factor de separación, en una etapa de un proceso de separación de isótopos de uranio, es:

$$\alpha_0 = 1.00429$$

o también el máximo coeficiente de enriquecimiento teórico:

$$\psi_0 = \alpha_0 - 1 = 0.00429$$

Sin embargo, el valor real del coeficiente de enriquecimiento ψ es inferior al teórico; para obtener un valor es necesario introducir unos factores que tengan en cuenta las condiciones de explotación real de una unidad difusora, de forma que el valor de ψ tome la forma

$$\psi = \psi_0 \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3$$

El factor Z_1 , denominado "rendimiento de la separación" depende de las propiedades y condiciones de trabajo de la barrera. Para interpretar este factor es necesario considerar que ψ_0 se ha deducido suponiendo que existe difusión a través de la barrera únicamente hacia afuera, lo que equivaldría a considerar $p_2 = 0$. Ahora bien, como en el proceso real de difusión $p_2 > 0$, este hecho dará lugar a un flujo molecular en sentido $p_2 \rightarrow p_1$, es decir, contrario al principal que produce una disminución de la separación realizada en

la unidad difusora. Por otra parte, es necesario también tener en cuenta que no todo el paso de UF_6 a través de la barrera difusora se efectúa en forma de flujo molecular, sino que habrá una parte, - como ya dijimos, de flujo laminar que contribuye a reducir la separación isotópica. Martensson ha deducido una expresión simplificada para este factor. Esta expresión es la siguiente:

$$Z_1 = 1 - \frac{p_2}{p_1} - \frac{d(p_1 - p_2)}{(exp) 133.6 T 1.933}$$

El factor Z_2 se puede denominar "factor de Rayleigh" porque su valor puede deducirse, de acuerdo con el tratamiento hecho por - - Cohen de la teoría de la destilación de Rayleigh. En el proceso de difusión, que tiene lugar en una unidad difusora como la representada en la figura, el gas entra a medida que circula por la parte central, se va empobreciendo en componente ligero, ya que éste se va difundiendo a través de la barrera, de forma que la composición irá variando de la entrada a la salida de esta parte central. El fenómeno será análogo a l de la destilación de una mezcla binaria contenida en un recipiente; la composición del destilado irá variando a medida que se efectúa la destilación. En estas condiciones las composiciones medias de la fracción enriquecida y empobrecida dependerán del corte teta y puede deducirse que el valor de Z_2 será:

$$Z_2 = \frac{1 - \theta}{\theta} \ln \frac{1}{1 - \theta}$$

Ahora bien, como ya indicamos, en estos procesos teta vale normalmente 0.5 con lo que nos quedará:

$$Z_2 = \ln 2 = 0.693$$

Finalmente, el factor Z_3 , se denomina "efecto de la capa límite". Se basa en el hecho de que el gas que se encuentra en la inmediata vecindad de la pared de la barrera (capa límite) se empobrece más que el resto de la masa de gas, en el componente ligero, - como consecuencia de la difusión a través de dicha barrera. Como precisamente la difusión se inicia en dicha capa, el coeficiente de enriquecimiento real será menor que si la concentración de la mezcla de gas en esa capa, fuera la misma que la concentración del gas

que atraviesa el tubo completo. El efecto de la capa límite aumenta cuando la permeabilidad de la barrera, pero disminuye, por disminuir la capa límite cuando aumenta el caudal de gas que atraviesa el tubo central. Sin embargo, este caudal viene fijado por la permeabilidad (debe difundirse el 50% del caudal a través de los poros en una longitud de tubo determinada) y, por tanto, el efecto de la capa límite dependerá, fundamentalmente, de la permeabilidad G . A partir de la teoría dada por Bilous y Coumas, Martensson ha deducido para Z_3 la siguiente expresión:

$$Z_3 = e^{-0.0055 T^{-0.16} G^{0.17}}$$

Las características reales de una unidad difusora, representadas por factores definidos anteriormente, hace que el valor real del coeficiente de enriquecimiento psi sea del orden de 0.002 o menor, valor considerablemente inferior al teórico.

Como puede deducirse de la figura y de las expresiones anteriores, los valores de las presiones p_1 y p_2 , a ambos lados de la barrera difusora tienen una gran importancia en el proyecto de una instalación de este tipo. El caudal volumétrico en ambos lados de la barrera dependerá de estas presiones y, por tanto, función de ellas será el tamaño del equipo necesario para una determinada producción. El trabajo de compresión y el calor a eliminar en el cambiador serán función de la relación p_1/p_2 . Finalmente, el valor del coeficiente de enriquecimiento, a través de las expresiones de Z_1 y Z_3 , y la permeabilidad de la barrera, dependen también de p_1 y p_2 . Por consiguiente, como hemos señalado las presiones son dos parámetros fundamentales para fijar, no sólo el tamaño de los equipos, sino también las necesidades de energía del proceso. Sin embargo, como sucede en otros casos, la influencia de las presiones en la economía del proceso es conflictiva, por lo que debe llegarse a un compromiso.

Así, podemos señalar que, para alcanzar un valor lo mayor posible de psi, sería necesario reducir lo más posible los valores de las presiones. Pero esta reducción nos llevaría a un enorme incremento del caudal volumétrico y, por tanto, de los equipos, con el consiguiente aumento del costo. Además, al disminuir las presiones disminuiría la permeabilidad y sería necesario incrementar la super-

ficie de la barrera de difusión, con las consiguientes consecuencias en el tamaño y costo de los equipos asociados.

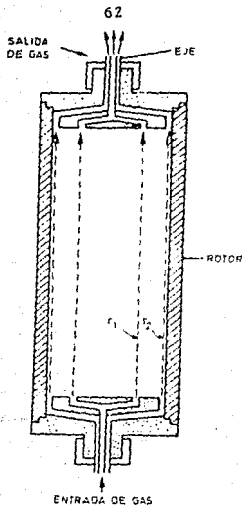
La optimización depende en gran parte de las propiedades de la barrera difusora. En general, podemos señalar que será conveniente reducir el diámetro del poro (d) y el espesor de la barrera (l) tanto como sea posible, teniendo en cuenta las limitaciones impuestas por el procedimiento de fabricación, resistencia de los materiales, corrosión, etc.

2.2.3 CENTRIFUGACION.

Una centrífuga de gas consta, fundamentalmente, de un cilindro hueco que contiene un gas y gira a una gran velocidad, lo que da lugar a que, como consecuencia de la fuerza centrífuga, el gas se distribuye de forma que la presión y la densidad serán mayores cerca de la periferia que en el centro. Como esta distribución depende del peso molecular, se deduce que si el gas es una mezcla de dos isótopos, la concentración de un isótopo con relación al otro será diferente en el centro que en la periferia: el de mayor peso molecular se encontrará hacia la periferia del cilindro, y el de menor hacia el eje. En la figura presentamos el esquema de una centrífuga en su concepción más sencilla. El gas se introduce por uno de sus extremos y adquiere la energía de rotación, que da lugar a la fuerza centrífuga, mediante colisiones con las paredes. Cuando llega al otro extremo del rotor, o cilindro giratorio, se habrá alcanzado, si la longitud es suficiente, la distribución radial de equilibrio en la densidad que permitirá, mediante la utilización de dos salidas diferentes, la separación de las fracciones pesada y ligera.

Veamos ahora la forma de determinar el factor de separación teórico en una centrífuga como la que hemos descrito. Cuando un gas de peso molecular M y densidad molar ρ_0 está sometido a una aceleración centrífuga $\omega^2 r$ experimentará una fuerza:

$$F = \rho_0 M \omega^2 r$$



siendo w la velocidad angular y r el radio. El gradiente de presión establecido en el gas será por tanto:

$$\frac{dp}{dr} = \rho M w^2 r = \frac{M p}{RT} w^2 r$$

de donde

$$\frac{dp}{p} = \frac{M w^2}{RT} r dr$$

que integrada entre los radios r' y r'' , a los que corresponderían las presiones p' y p'' , nos dará

$$\frac{p''}{p'} = e^{\frac{M w^2}{2RT} (r''^2 - r'^2)}$$

Si hacemos $r' = 0$, es decir, en el centro del cilindro giratorio, $p' = p_0$, $r'' = r$ y $p'' = p$; nos quedará entonces:

$$p = p_0 \cdot e^{\frac{Mw^2 r^2}{2RT}}$$

que nos dará el gradiente de presión a lo largo del radio del cilindro.

Supongamos ahora que en el cilindro tenemos una mezcla de dos isótopos de masa M_2 (el más pesado) y M_1 (el más ligero). En el equilibrio podremos aplicar la expresión penúltima a ambos componentes, introduciendo sus presiones parciales. Si consideramos que x' y x'' son las fracciones molares del componente más ligero en los radios r' y r'' respectivamente, tendremos:

$$\text{Componente ligero: } \frac{p''x''}{p'x'} = e^{\frac{M_1 w^2 (r''^2 - r'^2)}{2RT}}$$

$$\text{Componente pesado: } \frac{p''(1-x'')}{p'(1-x')} = e^{\frac{M_2 w^2 (r''^2 - r'^2)}{2RT}}$$

y dividiendo la segunda por la primera tendremos:

$$\alpha = \frac{x'(1-x'')}{x''(1-x')} = e^{\frac{(M_2 - M_1) w^2 (r''^2 - r'^2)}{2RT}}$$

y el valor máximo que podría alcanzarse, para $r' = 0$ y $r'' = r_2$, radio del motor será:

$$\alpha_0 = e^{\frac{(M_2 - M_1) w^2 r_2^2}{2RT}}$$

Es importante señalar que en la centrifugación, α_0 es función de la diferencia de pesos moleculares, y no de su relación, como sucedía en la difusión gaseosa. Este hecho hace que, desde el punto de vista teórico, la centrifugación presente ventajas cuando se trata de separar isótopos de elementos pesados, como el uranio.

Para darnos una idea del valor que pueda alcanzar α_0 , consideremos una centrífuga en la cual $w r_2 = v$, velocidad periférica, sea del orden de 400 m/seg., valor más bien bajo con los desarrollos actuales. En estas condiciones, si tomamos un valor de - -

T = 330°K, como

$$M_2 - M_1 = 352 - 349 = 3 \text{ grs/mol-gr}$$

$$R = 8.315 \cdot 10^7 = \text{ergios/mol-gr-}^\circ\text{K}$$

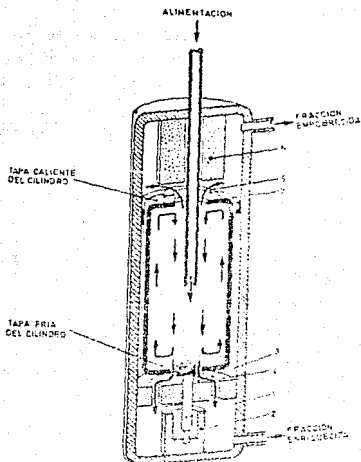
$$w^2 r_2^2 = v^2 = 16 \cdot 10^8 \text{ cm}^2/\text{seg}^2$$

nos quedará:

$$\alpha = e^{-\frac{(M_2 - M_1) w^2 r_2^2}{2RT}} = 1.0914$$

valor bastante superior al correspondiente al proceso de difusión gaseosa. Como hemos señalado, el esquema de centrifuga representado en la figura anterior, el que nos hemos referido hasta ahora, el más sencillo. Sin embargo, se puede alcanzar un incremento en el factor de separación real de los dos isótopos mediante una circulación en contracorriente del gas, dentro de la centrifuga. El método se basa en principios similares a otros procesos que se efectúan en contracorriente, como la destilación, intercambio de calor, etc. La figura representa lo que podría ser una máquina de este tipo. El gas se introduce a través de la parte superior del eje de la centrifuga, que es hueco, hasta el centro aproximadamente, del cilindro y las fracciones enriquecida y empobrecida se extraen por la parte inferior y superior de dicho cilindro, respectivamente. La circulación del gas en la forma en que indican las flechas se favorece cuando un gradiente de temperatura, entre la parte inferior y superior del cilindro, que da lugar a un movimiento térmico continuo.

El rotor de la centrifuga está compuesto fundamentalmente por el cilindro de centrifugación que se apoya, mediante un eje, sobre un entrante de forma apropiada, convenientemente lubricado, del cojinete (2). Al propio eje (1) va unido al inducido (3) del motor eléctrico que hace girar la centrifuga mientras que el estator (4) se une a la parte inferior de la envuelta que sirve también como seguridad y protección. En la parte superior, el rotor de la centrifuga cuenta con un imán permanente (5) y se mantiene girando verticalmente, sin contacto, mediante el imán fijo (6), constituyendo el conjunto un cojinete magnético. En el espacio comprendido entre el rotor y la pared interior de la envuelta se mantiene



un vacío lo mayor posible, con objeto de reducir al máximo la fricción. Con este objeto las juntas (7) tienen la forma de bombas moleculares.

La centrífuga en contracorriente tiene la propiedad de hacer mayor el factor de separación de una máquina sencilla. Como consecuencia de la circulación en contracorriente, se establece un gradiente de concentración en la dirección del flujo, gradiente que dependerá de la longitud de la centrífuga L y de su radio r . En estas condiciones, el factor de separación que puede obtenerse viene dado teóricamente por la expresión:

$$\alpha = e k_1 \frac{L}{r} \frac{(M_2 - M_1) v^2}{2RT}$$

que se diferencia de la expresión anterior en la existencia de los factores k_1 y L/r . Este último, ya hemos señalado, que se debe a

la existencia del gradiente de concentración a lo largo del eje, - mientras que k_1 , que tiene siempre un valor inferior a la unidad, depende del caudal de gas a través de la centrifuga. Su valor será máximo cuando el caudal sea cero, es decir, cuando la centrifuga -- funcione a reflujo total. Sin embargo, en la práctica es necesario, para obtener la cantidad de producto necesario requerido, un cierto caudal, lo que da lugar a una disminución de k_1 .

Otro aspecto fundamental, en la teoría de las centrifugas de - gas, corresponde al valor máximo del trabajo de separación que puede obtenerse en una unidad. Su valor viene dado por la fórmula:

$$\Delta_{\text{MAX}} = \rho D \left(\frac{M_2 - M_1}{2RT} \right)^2 \frac{v L}{2}$$

donde D es el coeficiente de difusión en el gas y el resto con parámetros ya definidos. La ecuación nos indica que delta máxima depende de las propiedades del gas de que se trate, del proyecto de la centrifuga y de las condiciones de funcionamiento. También puede apreciarse que depende de la cuarta potencia de la velocidad periférica, de donde se deduce la conveniencia de aumentar ésta, y es proporcional a la longitud. Sin embargo, para una velocidad periférica dada, se puede apreciar que delta máxima es independiente del radio del rotor.

2.3 REPROCESAMIENTO DE COMBUSTIBLES NUCLEARES.

Diez y nueve años después de la entrada en servicio de la primera planta de energía nuclear en Shippingport, no había en Estados Unidos licencia para recobrar el plutonio y U-235 no quemado del combustible gastado de los reactores nucleares. Solamente una planta primitiva tuvo siempre licencia de operar, y esta paró en 1972 por modificaciones y agotamiento. Sus dueños, Nuclear Fuel Services, Inc., of West Valley, N.Y., han pugnado no obstante por obtener una licencia para reabrirla. Entre 1966 y 1972 la planta reprocesó algo así como 650 toneladas de combustible gastado.

A diferencia del carbón, el combustible fusionable de los reactores nucleares no puede ser "quemado" totalmente hasta convertirse en una ceniza inocua. El combustible fresco para los reactores contiene usualmente entre un 2.5 y un 3.5% del isótopo fisible U-235, habiendo sido enriquecido desde el valor 0.7% del U natural por el método de difusión gaseosa a algún otro método. El remanente de uranio en el combustible es la mayoría de las veces el isótopo fisible U-238. Cuando el núcleo de U-235 fisiona en el reactor da lugar a una gran variedad de productos radiactivos muchos de los cuales actúan como venenos por absorber los neutrones necesarios para mantener la reacción en cadena. En el tiempo en que la concentración de U-235 ha descendido al 1%, los efectos combinados del agotamiento y los venenos hacen necesario el reemplazo del combustible.

En adición al U-235 el combustible gastado contiene entre 0.7 y 1% de Pu-239, sintetizado a partir del U-238 por la absorción de un neutrón. El Pu-239 tiene características fisiles superiores aun a las del U-235. El material fisible recobrado del combustible gastado de tres reactores es suficiente para abastecer la recarga de un reactor. Debido a este hecho la economía de la industria nuclear se ve fuertemente influenciada por el reciclaje de las mezclas de combustible.

En el momento de la parada de un reactor su combustible gastado contiene unos 450 núclidos artificialmente producidos, incluyendo U-237 y neptunio-239, el cual decae en neptunio-237 y Pu-239. Los métodos para separar químicamente el Pu del U y sus productos de fisión fueron desarrollados durante la Segunda Guerra Mundial para

obtener Pu altamente purificado para las bombas atómicas. El plutonio-239 fue separado del uranio metálico no enriquecido que servía de combustible a los reactores de Hanford en el proyecto Manhattan. El calor de los reactores era descargado en agua fría, e inicialmente solo el plutonio era recuperado.

El uranio, neptunio y plutonio son miembros de la serie de los actínidos de la tabla de elementos, sus propiedades químicas son similares a las de las tierras raras. Unos meses antes de que Enrico Fermi y sus colaboradores demostraran que el Pu podía ser obtenido mediante una reacción en cadena en una pila de uranio, Glenn T. Seaborg y sus colegas habían separado y purificado algunos microgramos de Pu metálico puro, que había sido creado bombardeando uranio en un ciclotrón. Los primeros estudios revelaron que el Pu tenía propiedades químicas que variaban con su oxidación y que podía así ser explotado por procesos de separación. Estas propiedades incluían la solubilidad de los fosfatos del Pu y fluoruros en soluciones acuosas (comparado con la insolubilidad de los fosfatos y fluoruros de los productos de fisión) y el hecho de que ciertos iones del Pu podían ser extraídos con solventes orgánicos.

Los productos de fisión son isótopos de los elementos de la serie con números atómicos que van desde 30 (zinc) hasta 66 (disprosio). La mayoría de ellos son radiactivos, con vidas medias que varían, desde menos de un segundo hasta miles de años. Los productos de fisión son, la principal fuente del calor y la radiación del combustible gastado. Solo una docena o algo así combinan una radiación intensa y larga vida media con propiedades químicas y físicas que son gravosas para el reprocesamiento o la disposición final de los desechos.

El primer paso en el tratamiento del combustible nuclear gastado es almacenarlo por algunos meses en piscinas con agua en la planta nuclear. Durante este período la radiactividad y la evolución del calor decrece en un factor de cerca de 10,000. Por ejemplo, la radiactividad del yodo 131 es el principal determinante del tiempo que debe dejarse enfriar el combustible; siendo la remoción de los elementos volátiles uno de los problemas del reprocesamiento.

El diseño de las plantas químicas de separación en Hanford reconoció que las innovaciones técnicas requeridas para conducir las

operaciones químicas a control remoto tras gruesas paredes de concreto era un requerimiento sin el cual no podían satisfacerse las necesidades de optimización del proceso. Ellos escogieron las operaciones simples de horneado que habían sido desarrolladas por Seaborg para trabajar con cantidades de microgramos de Pu. Resumidamente, las barras de uranio fueron primero disueltas en ácido, permitiendo una solución acuosa en la cual los iones de Pu estuvieran extremadamente diluidos. Fueron adicionados bismuto y lantano como "transportadores", así que cuando el fosfato de bismuto y el fluoruro de lantano fueron subsecuentemente precipitados ellos transportaron consigo el fosfato de plutonio en cantidades de precipitado lo bastante grandes para ser separado. Por repetidas disoluciones y precipitaciones, con intervención en los estados de oxidación, el plutonio fue separado del uranio y los productos de fisión. Fueron usados tanques simples para las disoluciones y precipitaciones; fueron usadas también centrifugadoras para la precipitación.

El proceso trabajó bien y seguramente, sin daños a la salud de los trabajadores o el ambiente. La remoción de los productos de fisión fue eficiente, y más del 95% del plutonio fue recuperado. El uranio no fue recuperado, y el volumen de desechos fue grande porque el fosfato de bismuto y el fluoruro de lantano que habían sido adicionados tampoco fueron recuperados.

El legado importante de Hanford a la industria de reprocesamiento de combustibles nucleares fue el concepto de operación remota y mantenimiento, junto con las innovaciones de diseño ingenieril que fueron necesarias para implementarlo. La construcción fue larga, gruesas paredes de concreto que encerraban los "cañones" o espacios de procesamiento. Las tuberías estaban enbebidas en las paredes y terminadas en conectores precisamente localizados en posiciones estándar en el interior y cerca de la tapa de los cañones. Estos fueron conectados al equipo de procesamiento por encamisados cuidadosamente elaborados que podían ser instalados y movidos por grúas que viajaban a lo largo de los cañones sobre rieles. El operador de las grúas, protegido por pesados blindajes y observando sus tareas a través de un periscopio, podían mover y reinstalar cualquiera de los equipos usando llaves de impacto para manipular los conectores al final de los encamisados. Todos los líquidos fueron transferidos

o por gravedad o por eyectores de vapor. Ingeniosas válvulas múltiples fueron desarrolladas para asegurar que las líneas de vapor fueran purgadas con aire de manera que la condensación no pudiera absorber soluciones radiactivas fuera de los espacios blindados.

Después de la guerra se hizo mayor esfuerzo para desarrollar -- procesos técnicamente superiores que pudieran operar continuamente y que pudieran recuperar tanto uranio como plutonio con un alto rendimiento. La extracción de solventes recibió una de las mayores atenciones porque ésta previamente había sido suficientemente aplicada a la purificación del uranio. En la extracción de solventes, soluciones acuosas y orgánicas fluyen en direcciones opuestas (a contracorriente) a través de una columna o alguna otra buena cámara de mezclado que disperse una de las soluciones en pequeñas gotas a través de la otra. Entre los solventes que fueron usados se encuentran los iones hexavalentes uranil (UO_2^{++}), y los iones (PuO_2^{++}), junto con los iones trivalentes Pu^{3+} (átomos de plutonio de los cuales han sido removidos cuatro electrones), las cuales son solubles, mientras que los iones trivalentes del plutonio, Pu^{3+} y los productos de fisión no lo son. Así el solvente puede extraer el uranio y el plutonio (en estas formas altamente oxidadas) de la solución acuosa de -- alimentación, la cual retiene la mayor parte de los productos de fisión. En la separación del plutonio del uranio, el plutonio es reducido a plutonio trivalente Pu^{3+} , haciéndola insoluble en el solvente, el cual entonces contiene todo el uranio.

Este juego con los estados de oxidación da razón al nombre de -- Redox al primer proceso de extracción al ser aplicado en gran escala. El proceso Redox, con Hexone (metil isobutil ketone) como solvente orgánico, fue puesto en operación en Hanford en 1951. Últimamente, otros procesos con otros solventes explotan el mismo ciclo de oxidación-reducción. Para forzar a los altamente oxidados iones de uranio y plutonio dentro del solvente son necesarias altas concentraciones de iones nitrato. En la mayoría de los procesos químicos es usado el ácido nítrico para suplir los iones nitrato. Como el solvente Redox el Hexone es descompuesto por medio de altas concentraciones de ácido nítrico, sin embargo, el nitrato de aluminio fue -- usado en su lugar. Este se añadió grandemente a la cantidad de -- desechos altamente radiactivos. El Hexone también tiene la desventaja de ser altamente volátil e inflamable.

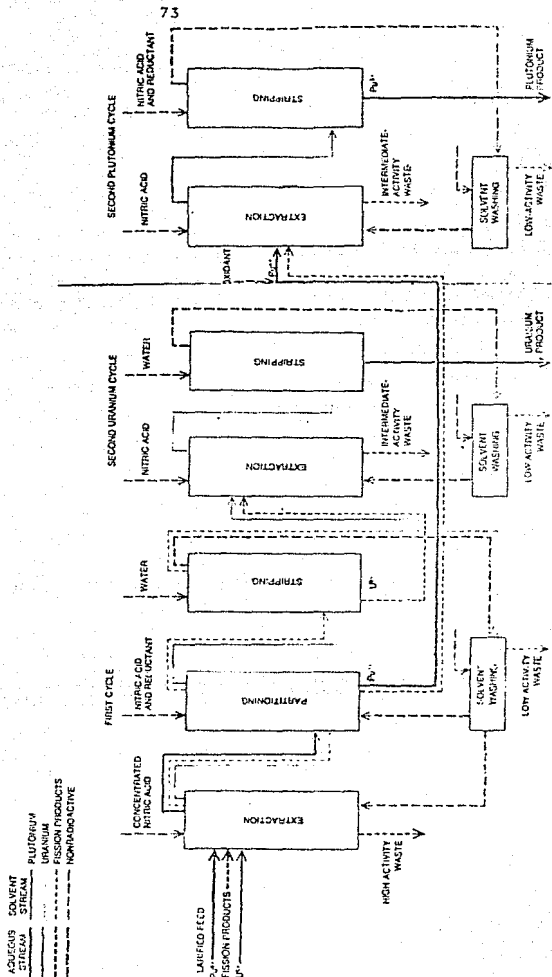
Poco tiempo después de la guerra, Gran Bretaña comenzó su producción de reactores y construyó una planta de separación en Windscale en Cumbria. Ellos prefirieron como solvente de extracción - el Butex (β , β' dibutoxi dietil eter). El Butex es químicamente estable en ácido nítrico fuerte, haciendo esto innecesario el recurso del nitrato de aluminio. Este es también denso y menos volátil que el Hexone, pero es más costoso. A principios de los cincuenta cuando E.U. construyó una nueva planta mayor, para producir Pu y el isótopo del hidrógeno tritio en Savannah River cerca de Aiken, S.C. fue seleccionado el tributil fosfato (TBP) para el proceso solvente extracción. Cuando el TBP es disuelto en un solvente querosenílico, este es químicamente igual de estable que el Butex, es tan barato como el Hexone y da tan buenas separaciones como ellos. El TBP, o Purex, es ahora el proceso usado en todas las plantas de reprocesamiento.

El proceso Purex comprende tres ciclos de extracción con TBP. La extracción es precedida por una "head end" paso en el cual el combustible gastado es disuelto y la solución clarificada, un proceso que varía con la naturaleza del combustible y el envainado de las barras de combustible. En la planta de Savannah River, donde los reactores son cargados con uranio natural metálico envainado en aluminio, el material del envainado es disuelto en una solución acuosa de hidróxido de sodio y nitrato de sodio para su remoción. Los elementos de óxido de uranio envainados en acero inoxidable o con la aleación llamada Zircaloy son preparados por el proceso de cortar los tubos en pequeñas secciones y disolviendo fuera el óxido ("Chop-leach", picado-lixiviado). La solución procedente del "head end" disuelta es usualmente centrifugada con el fin de remover los sólidos que pudieran interferir con el proceso de solventación y extracción. Una substancia tal como el bióxido de magnesio es algunas veces precipitada para ayudar a la clarificación y para transportar al fondo algunos de los productos de fisión.

Cuando la corriente de uranio y plutonio separados emerge del proceso Purex, ella contiene solamente cerca de una millonésima, cuando mucho de radiactividad, debida a los productos de fisión que contenía el material de alimentación. A este bajo nivel de radiactividad los productos en las dos corrientes pueden ser purificados adicionalmente y convertidos a las formas finales preferidas

por medio de operaciones químicas convencionales con relativamente poco blindaje. Evaporación, intercambio iónico, absorción, precipitación y calcinación han sido todas ellas empleadas en un tiempo o en otro. En las plantas Gubernamentales el plutonio es reducido a la forma metálica requerida en las armas. Si el plutonio es usado como combustible en las plantas para producir potencia, el óxido de plutonio podría ser la forma preferida, como lo es el óxido de uranio (U_3O_8). Si el uranio es para ser retornado a las plantas de difusión gaseosa para su enriquecimiento, este es convertido en exafluoruro (UF_6), el cual es un gas a la temperatura ambiente.

PROCESO PUREX.



Explicación del Diagrama.

El Proceso Purex para recobrar el uranio y el plutonio del combustible gastado de los reactores de potencia, emplea el TBP (tributil fosfato) disuelto en una solución querosénica hidrocarbonada como agente separador. Cuando los iones uranio y plutonio se encuentran en un estado de alta deficiencia electrónica, esto es, están altamente ionizados, son más solubles en la solución TBP-hidrocarbonada que cuando se encuentran en una solución acuosa. Bajo las mismas condiciones los cientos de productos radiactivos creados cuando el U-235 se fisiona en un reactor son más solubles en una solución fuertemente ácida que en una orgánica. Este diagrama simplificado muestra siete columnas verticales en las cuales las soluciones acuosas y orgánicas son forzadas a viajar a contracorriente en íntimo contacto, de manera que las substancias más solubles en una solución que en otra, pueden ser eficientemente separadas. La mezcla de alimentación que entra a la primera columna de extracción, es el combustible gastado en solución acuosa. En adición a los productos de fisión altamente radiactivos, esta contiene típicamente cerca de 1% de U-235 no fisionado, más del 90% del isótopo U-238 y entre 0.5 y 1% de una mezcla de isótopos del Pu, principalmente Pu-239 y Pu-240, el primero producido a partir del U-238 por la captura de un neutrón y el segundo a partir del Pu-239 por captura de otro neutrón. Los iones del uranio se encuentran en un estado altamente oxidado, deficientes en seis electrones (U^{6+}); los iones de plutonio son deficientes en cuatro electrones (Pu^{4+}). La solución acuosa de alimentación entra en la primera columna de extracción cerca de la media altura; el solvente TBP entra por el fondo. El uranio y el plutonio son extraídos por el flujo ascendente del solvente; los productos de fisión son "fregados" fuera del solvente por medio de la corriente acuosa descendente de ácido nítrico y extraídos por el fondo de la columna. La mezcla de uranio-plutonio pasa a la segunda, o columna separadora, donde el plutonio es "despojado" del solvente por contacto a contracorriente con ácido nítrico, que contiene un reductor que reduce el plutonio al estado $3+$ (Pu^{3+}) haciéndolo insoluble en el solvente orgánico. Simultáneamente una corriente ascendente de solvente fría las últimas trazas de uranio de la solución acuosa de plutonio, la cual se extrae por el fondo de la columna de sepa-

ración. En la tercera, o columna de despojamiento, el uranio es -
removido del solvente orgánico por medio de ácido nítrico diluido.
En un segundo ciclo el uranio y el plutonio son extraídos y despo-
jados repartidos separadamente. En su paso a través del sistema,
particularmente en el primer ciclo, el solvente es algunas veces -
degradado por la intensa radiación y por el ataque químico. Los -
productos de la degradación, junto con trasas de los productos de
fisión, son removidos del solvente con soluciones alcalinas.

2.4 DISPOSICION DE LOS DESECHOS RADIACTIVOS DE LOS REACTORES NUCLEARES.

Actualmente la tarea de la disposición de los desechos nucleares casi no es dificultad o algo incierto como muchas personas lo piensan. Desde 1957, cuando un comité de la Academia Nacional de Ciencias (de E.U.) propuso el entierro profundo de tales desechos, en formaciones geológicas recosas estables, se ha acumulado un substancial cuerpo de evidencias puntualizando la factibilidad técnica, la viabilidad económica y la comparativa seguridad de esta proposición. En años recientes un cierto número de proyectos alternativos han sido también puestos a disposición, pero el enterramiento profundo sigue siendo el entendido y la solución más favorable al problema de la disposición de los desechos nucleares.

¿Cuáles son las características especiales de los desechos de las plantas nucleares, y cual es su diferencia con respecto a los desechos producidos por la quema de otros combustibles para generar electricidad? Para hacer posible la tarea de comparación es necesario auxiliarse, considerando primero los desechos resultantes de la operación de una planta carboeléctrica de 1,000 Mw. Su principal desecho es el dióxido de carbono, el cual es emitido del depósito exhausto de la planta a una razón de cerca de 600 libras por seg. (980 toneladas por hora). El dióxido de carbono no es en sí un gas peligroso, pero existe la inquietud de que grandes cantidades de éste, liberadas a la atmósfera por la quema de combustibles fósiles puede tener efectos desfavorables a largo plazo en el clima del planeta. El polutante más dañino liberado por las carboeléctricas es el dióxido de azufre, el cual es típicamente emitido a una razón de cerca de 10 libras por seg. (16.5 toneladas por hora). De acuerdo con estudios recientes conducidos bajo el auspicio de la Academia Nacional de Ciencias, el dióxido de azufre liberado por una sola planta causa anualmente cerca de 25 decesos, 60,000 casos de enfermedades respiratorias y \$12 millones de dólares en daños a la propiedad. Entre los otros gases venenosos descargados por una carboeléctrica, se encuentra el óxido de nitrógeno, el principal polutante de los gases expelidos por los automóviles (una planta carboeléctrica de las dimensiones de la analizada emite tanto óxido de nitrógeno como 200,000 automóviles juntos) y el bencapireno, la principal

causa de cáncer producido por los cigarrillos. También se producen desechos sólidos, parcialmente en forma de diminutas partículas. - Actualmente en los E.U. tales "partículas finas" son consideradas como el segundo contaminante nocivo después del dióxido de azufre; aproximadamente una sexta parte de las partículas finas que constituyen la polución deben su origen a las plantas carboceléctricas. - Finalmente tenemos los desechos en forma de cenizas, los cuales se presentan en una planta como la considerada a una razón de 30 libras por seg. (49 toneladas por hora).

Los desechos de una planta nuclear con una capacidad equivalente, difieren de los desechos de la carboceléctrica de dos importantes maneras: cuando los desechos son preparados para su disposición final, el volumen total producido anualmente por un reactor nuclear de 1,000 Mw es de cerca de dos metros cúbicos, volumen que ocupa -- una mesa de comedor. Las comparativamente menores cantidades de materiales radiactivos involucradas, hacen práctico el uso de procedimientos altamente sofisticados para el manejo de desechos, cuyo costo debe ser visto en relación al precio de la electricidad generada. Para un reactor de 1,000 Mw este precio es a groso modo \$200 millones de dólares por año.

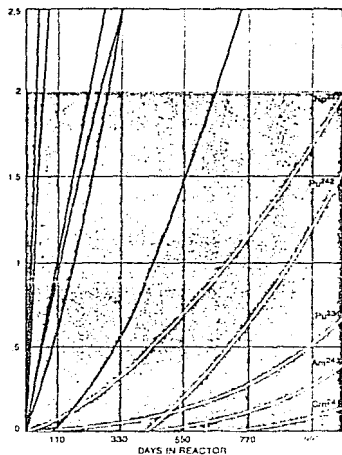
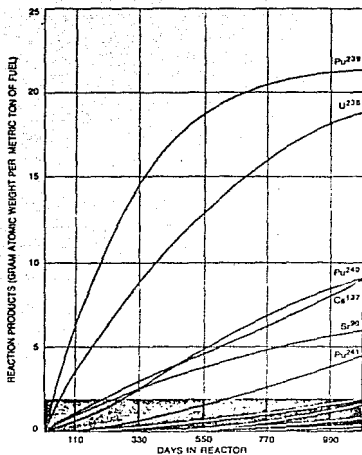
La segunda característica distintiva de los desechos nucleares es que su potencial como un riesgo para la salud, proviene no de sus propiedades químicas sino de la radiación que emiten. Parece haber una difundida malversación en el hecho de que este factor introduce un considerable grado de incertidumbre en la evaluación del potencial nocivo de la salud, asociado con los desechos nucleares, pero la verdad es enteramente opuesta. Los efectos de la radiación en el cuerpo humano, con mucho, están mejor entendidos que los efectos de los químicos tales como los polutantes en el aire, los fertilizantes y los pesticidas. La radiación es fácil de medir exactamente con instrumentos poco costosos pero altamente sensibles; tan es así, que es por lo que los isótopos radiactivos son usados ampliamente en investigaciones biomédicas. Por otro lado, un gran cuerpo de información ha sido compilada a través de años acerca de la exposición intensa a la radiación, incluyendo la procedente del ataque con la bomba atómica al Japón, tratamientos médicos con diferentes formas de radiación y la inhalación de gas radón por los

mineros. Los datos disponibles han sido analizados intensivamente por grupos nacional e internacionales, incluyendo al Comité para el Estudio de los Efectos Biológicos de la Radiación Ionizante de la Academia Nacional de Ciencias (de E.U.) y el Comité para el Estudio de los Efectos de la Radiación de las Naciones Unidas. El resultado es un cúmulo bastante confiable de estimaciones de los máximos efectos de varios niveles de exposición a la radiación en el cuerpo humano.

¿Cuáles son las substancias radiactivas en los desechos producidos por un reactor nuclear, y como se forman?

En un reactor de agua ligera (uno de los tipos de reactores - más difundido) el combustible consiste inicialmente en una mezcla de dos isótopos del uranio: el raro, isótopo fisible U-235 (enriquecido al 3.3%), y el abundante isótopo fisionable U-238 (96.7%). La mezcla de combustible es fabricada en forma de pastillas cerámicas de dióxido de uranio (UO_2), las cuales son encerradas herméticamente en tubos de acero inoxidable o una aleación de circonio. En el curso de la operación del reactor los neutrones producidos -- inicialmente por la fisión de algunos núcleos de U-235 chocan con otros núcleos de uranio rompiéndoles en dos (continuando de tal modo la reacción en cadena) o son absorbidos (y de este modo incrementan el peso de la estructura nuclear en una unidad). Estos dos tipos de reacciones resultan en una variedad de productos nucleares, los cuales pueden ser graficados como una función del tiempo que -- el combustible permanece en el reactor, usualmente cerca de tres años (ver figura).

La reacción más importante en un reactor de agua ligera es la fisión del U-235, la cual crea cientos de diferentes productos, de los cuales el estroncio-90 y el cesio-137, dos fragmentos de fisión característicos, constituyen cerca del 5% del total. Otra importante reacción es la captura de neutrones por el núcleo de U-238, la cual origina el Pu-239. El Pu-239 no continúa creándose linealmente con el tiempo, porque éste puede también participar en las reacciones nucleares. Por ejemplo, un núcleo de Pu-239 puede fisionarse cuando choca con un neutrón, o puede absorber el neutrón para convertirse en Pu-240. La curva de nivel de Pu-239 puede ser decreciente al final de la vida efectiva del combustible ya que éste



BUILDUP OF REACTION PRODUCTS per metric ton (1,000 kilograms) of uranium fuel in the active core of a typical U.S. power reactor of the light-water type is plotted here on two different vertical scales as a function of time over the three-year period the fuel customarily resides in the core. The hundreds of products resulting from the fission of uranium-235 nuclei in the fuel are represented by two characteristic fission fragments, strontium 90 and cesium 137,

which together constitute about 5 percent of the total. All the other isotopes shown result from nuclear reactions in which uranium nuclei in the initial fuel are transmuted by neutron-capture reactions, followed in some cases by radioactive decay. Leveling off of the curve for fissionable plutonium 239 means that near the end of the effective life of the fuel this isotope is being consumed by fission reactions and neutron-capture reactions almost as fast as it is being created.

puede ser consumido a la misma razón a la que fue creado.

El Pu-240 puede también capturar un neutrón y convertirse en Pu-241, el cual puede a su vez del mismo modo fisilar o capturar otro neutrón y convertirse en Pu-242. El Pu-242 puede convertirse por la captura de otro neutrón aún en americio-243 (después de un decaimiento radiactivo intermedio desde el Pu-243), y hay aun una apreciable cantidad de curio-244 creado por la captura adicional de un neutrón, seguida de un decaimiento radiactivo. Por medio de análogas capturas sucesivas el U-235 puede dar lugar respectivamente a U-236, neptunio-237 y Pu-238.

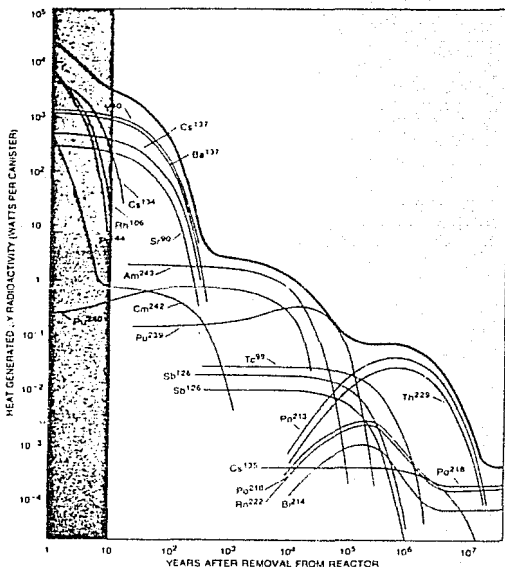
Por cada tonelada métrica (1,000 Kg.) de uranio en el combustible inicial son consumidos 24 Kg. de U-238 y 25 Kg. de U-235 en un período de tres años, reduciendo el enriquecimiento en U-235 desde 3.3% hasta 0.8%. En el proceso pueden ser generados 800 millones de kilowatts-hora de energía eléctrica, y el uranio que es consumido, es convertido en 35 Kg. de lo que se ha calificado como productos de fisión, 8.9% Kg. de varios isótopos del Pu, 4.6 Kg. de U-236, 0.5 Kg. de neptunio-237, 0.12 Kg. de americio-243 y 0.04 Kg. de curio-244. Como solamente 25 Kg. de U-235 son consumidos y unos cinco de esta cantidad son convertidos en U-236 y neptunio-237, uno puede calcular fácilmente que solo un 60% de la energía liberada tiene lugar por las fisiones del U-235. La restante se distribuye de la siguiente forma: 31% es debida al Pu-239, 4% al Pu-241 y 5% al U-238, este último fisionado por neutrones rápidos.

Después de que el combustible gastado es removido del reactor, éste es almacenado por algunos meses (en "piscinas de enfriamiento") con el objeto de permitir que los isótopos con vida media corta decaigan a estados más estables (este almacenamiento temporal es particularmente importante con respecto a un isótopo tal como el yodo-131, uno de los productos de fisión más peligrosos, el cual tiene una vida media de solo ocho días). Después de esto una de las opciones que podrían tomarse es la del reprocesamiento, tema ya tratado.

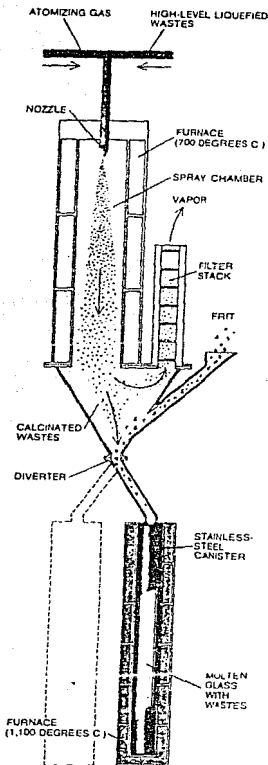
El simple y más obvio camino para disponer del remanente con alto nivel de desechos podría ser enterrarlos permanentemente en depósitos subterráneos profundos. Una proposición como esta parece razonablemente segura; como todas las rocas contienen trasas de substancias naturales radiactivas tales como el uranio, torio, pota

sio y rubidio y la cantidad total de esta radiactividad natural a una profundidad de 600 m. como la propuesta para los enterramientos, es enormemente mayor que la radiactividad de los desechos que pudieran producirse si en un país como E.U. toda la electricidad fuera generada a base de energía nuclear, el proceso asegura su confiabilidad. Por supuesto, la radiactividad de los desechos nucleares es más concentrada, pero en principio esto no constituye ninguna diferencia; los efectos biológicos de la radiación generalmente se asumen como una relación lineal de la dosificación, de manera que distribuyendo una dosificación total dada entre más gente podrían no cambiar los efectos adversos de la salud. (Si esta "hipótesis de linealidad" fuera abandonada, las estimaciones corrientes del potencial nocivo a la salud que se derivan de los desechos nucleares y de todos los otros aspectos de la industria nuclear podrían tener una drástica reducción).

Los procedimientos detallados para el manejo de los desechos de alto nivel no están aun definidos, pero las indicaciones presentes son que los desechos serán incorporados a un vidrio borosilicatado (similar al Pyrex), el cual será fabricado de cilindros de cerca de 3 m. de longitud y 30 cm. de diámetro. Tales cilindros de vidrio serán a su vez introducidos en una gruesa cubierta de acero inoxidable. Las canastillas de desechos serán entonces remitidas a una estación de enterramiento operada federalmente ("panteón" de desechos nucleares). Los desechos anuales de un reactor de 1,000 Mw. ocuparían 10 de tales canastillas.

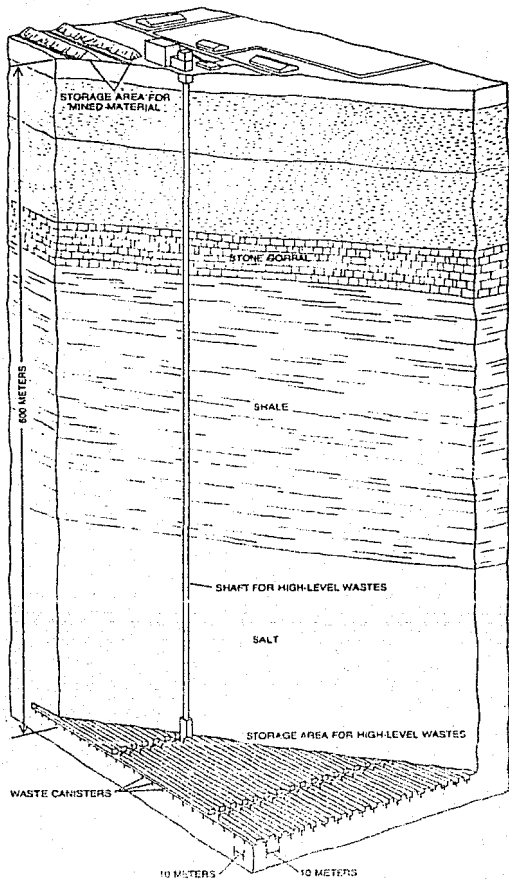


Al calor generado por varios de los isótopos radiactivos presentes en el combustible gastado de los reactores nucleares debe permitirse una disipación segura, de tal manera que en cualquier período del plan de almacenamiento la canastilla que contiene los desechos de alto nivel debe presentar un área de disipación adecuada. El problema puede ser substancialmente solucionado mediante el recurso del período de almacenamiento-intermedio de alrededor de 10 años, después del cual el calor generado por la canastilla podría descender hasta de cerca de los 3.4 Kw. Las curvas interiores trazan la contribución de los isótopos radiactivos más importantes al calor total, el cual está representado por la curva más exterior.



Planta corrientemente utilizada para el manejo de los llamados desechos radiactivos de alto nivel - para su disposición dentro de cilindros de vidrio de cerca de 3 m. de longitud y 30 cm. de diámetro. En el proceso de paso-simple de solidificación descrito aquí, los desechos radiactivos de alto nivel - en forma líquida son primero convertidos en un polvo fino dentro de una cámara de calcinación, -- después son mezclados con una preparación vítrea y finalmente la mezcla fundida es introducida en -- un tubo de vidrio, el -- cual se halla dentro de -- la llamada canastilla de acero inoxidable en la -- cual será eventualmente -- almacenada.

Cuando la canastilla está llena, el flujo es derivado por medio de una válvula la Divertora hacia una -- nueva canastilla, haciendo así continuo el proceso.



El enterramiento subterráneo profundo es en el presente el método favorecido por la mayoría de los expertos en Energía Nuclear de los E.U. para el almacenamiento a largo plazo de los desechos radiactivos de alto nivel. En este diagrama idealizado las canastillas de desechos se ven emplazadas a una profundidad de 600 m. en una formación geológicamente estable. Con el fin de que pueda ser disipado el calor de las canastillas, éstas podrían estar enterradas con una separación de 10 m., así cada canastilla podría ocupar una área de 100 m². Sobre esta base, los desechos radiactivos anuales de 400 plantas de 1,000 Mw. c/u ocuparían una área menor a medio kilómetro cuadrado.

CAPITULO III

CARACTERISTICAS DE LOS ATOMOS
FISILES.

3. CARACTERISTICAS DE LOS ATOMOS FISILES.

3.1 ISOTOPOS DEL URANIO Y PROPIEDADES NUCLEARES.

Insertamos en la tabla a continuación, una relación de los isótopos encontrados del uranio, expresando sus masas en unidades de -- masa atómica de la escala física (uma). En la misma tabla se indican los períodos de desintegración.

Los isótopos que se encuentran en la naturaleza y su relación - en peso, se indican a continuación:

<u>ISOTOPO</u>	<u>% EN PESO</u>	<u>MASA ATOMICA (UMA)</u>
U-234	0.0058	234.1141
U-235	0.711	235.1175
U-238	99.283	238.1252

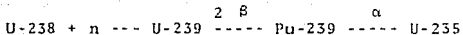
Isótopos del uranio.

N.º másico A	Masa (uma)	Período
(230)	--	(20,8 días)
231	231,1086	4,3 días
232	232,1098	74 años
233	233,1124	$1,62 \cdot 10^3$ años
234	234,1141	$2,48 \cdot 10^3$ años
235	235,1175	$7,13 \cdot 10^3$ años
236	236,1196	$2,39 \cdot 10^3$ años
237	237,1228	6,75 días
238	238,1252	$4,51 \cdot 10^3$ años
239	239,1292	23,5 minutos
240	240,1318	14,1 horas

Ante la suposición de que la edad del sistema solar (y por tan to de la tierra) es de unos cuatro o cinco mil millones de años y - de que las diversas especies químicas, en conjunto, han sido crea-- das por procesos nucleares enormemente violentos durante los prime-- ros instantes de la vida, cuando la materia se encontraba en estado hiperconcentrado, se deducen las siguientes consideraciones en rela

ción con el uranio: una especie atómica cuyo período fuese de cuatro mil millones de años existe todavía, dada la definición de período, con la mitad de su abundancia inicial; este es prácticamente el caso del U-238. Para un período cinco veces menor, como sucede al U-235, su abundancia ha caído a 1/25, es decir se ha hecho 1/32 veces su valor inicial. La relación de abundancia entre el U-238 y el U-235 es constante y los valores hallados experimentalmente oscilan entre 138 y 140. Entre el U-235 y el U-234 la razón encontrada es de 141.5

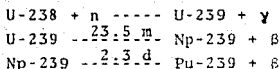
Se ha especulado bastante sobre el origen del U-235 en el uranio natural, a la vista del contenido constante de U-235 en minerales de uranio de distinta edad. Ello ha sido explicado según dos hipótesis; una de ellas supone que el U-235 estaba presente en la mezcla natural de isótopos que existía al principio de la formación de la tierra, en una fracción considerablemente superior (relativa al U-238) que la de ahora, y que su concentración actual un resto de la cantidad inicial. La otra hipótesis supone que el U-235 se ha formado y se sigue formando aun a partir del U-238, por ejemplo la reacción:



De los isótopos del uranio mencionados, los tres de interés nuclear son: el U-238, el U-235 y el U-233. El U-235 es fisionable por neutrones térmicos, pero no lo es el U-238. Sin embargo, éste experimenta fisión cuando es alcanzado por neutrones rápidos (energías de unos 1.4 MeV). Pero el interés primordial del U-238 es el de ser un material fértil, es decir, un material que puede dar lugar a otro material físil, a su vez, por neutrones térmicos. Esta conversión sucede porque el neutrón incidente da lugar a (combiene aquí hacer un paréntesis para hacer ciertas aclaraciones: existen átomos que son fisionables por neutrones de cualquier energía, a los que llamaremos físilos, por otro lado existen átomos que son fisionables solo por neutrones de alta energía, a los que llamaremos fisionables, por último hay átomos que por absorción y radiactividad pueden dar origen a átomos físilos, a éstos los llamaremos fértiles) lugar a una captura simple, la cual viene seguida de dos desintegraciones beta sucesivas, que producen el isótopo físil.

En el caso del U-238, este material da lugar al isótopo físil $Pu-239$.

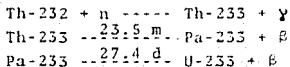
Las reacciones son:



El plutonio tiene un período relativamente largo y su transmutación da lugar a otro isótopo físil, el U-235.



En cambio el U-233 es un material físil que procede del fértil Th-232. Las reacciones son:



Esta conversión de materiales no físiles, juega un papel importante en el proyecto y funcionamiento de determinados reactores.

Constantes Nucleares.

La existencia de captura sin fisión hace que el número de neutrones secundarios por neutrón capturado (η) sea inferior al número de neutrones secundarios por fisión (ν), según la conocida relación:

$$\eta = \frac{\nu}{1 + \alpha} = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_n}$$

siendo alfa la relación entre las secciones eficaces de captura y de fisión. La variación de alfa con la energía neutrónica es complejidada y así como ν es casi constante, no sucede lo mismo para α . De una forma general para todas las especies fisionables y físiles, α disminuye para las energías pequeñas de los neutrones incidentes, pasa por un mínimo hacia los 100 eV y después se aproxima bastante pronunciadamente a ν , para energías del orden de 0.1 MeV y superiores, en que alfa tiende a cero. Esta marcha, sin embargo, se complica a causa de la "estructura fina", debida a la presencia de capturas por resonancia, como resultado de la naturaleza ondulatoria del neutrón. Existen dos tipos de niveles de resonancia: los

de resonancia-fisión, que son anchos y para los cuales alfa tiene un valor pequeño, y por consiguiente, eta es muy próximo a nu, y los de resonancia-captura, que son estrechos con un valor grande de alfa y eta, inferior a nu/2. En las figuras se han representado -- las variaciones de eta con la energía del neutrón incidente, para -

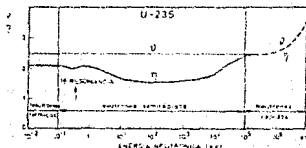


FIG. 13.- VARIACION DE η DE η CON LA ENERGIA DEL NEUTRON INCIDENTE EN EL ISÓTOMO 235.

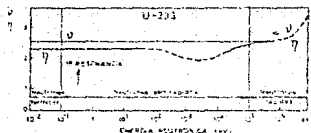


FIG. 14.- VARIACION DE η DE η CON LA ENERGIA DEL NEUTRON INCIDENTE EN EL ISÓTOMO 233.

el U-235 y U-233. En el U-235 se manifiesta la influencia de la estructura fina en la resonancia (se ha indicado la primera resonancia); el U-233 representa una excepción en este sentido, pues, aunque posee niveles de resonancia como el U-235 (y como el Pu-239), carece de estructura fina en eta.

En la tabla siguiente hemos recogido los valores de nu, eta y alfa para los tres isótopos mencionados del uranio (al final de esta sección se da una tabla general). En ella se indican también los valores de las secciones eficaces de absorción y de fisión que

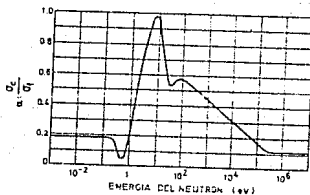
permiten el cálculo de alfa.

Constantes nucleares de los isótopos del uranio.

Isótopo	σ_a (barns)	σ_f (barns)	α	ν	η
U-233	581 ± 7	527 ± 4	$0,102 \pm 0,005$	$2,51 \pm 0,03$	$2,28 \pm 0,02$
U-235	694 ± 8	582 ± 6	$0,19 \pm 0,01$	$2,47 \pm 0,03$	$2,07 \pm 0,02$
U-238	$2,71 \pm 0,02$	$< 0,0005$	---	---	---

Los valores indicados corresponden a neutrones de 2,200 m/seg. Aunque el U-238 no es fisionalbe por neutrones térmicos también se ha incluido en la tabla, puesto que siempre acompaña al U-235. Para el uranio natural, el valor de ν es el mismo que para el U-235, ya que solo éste es el isótopo fisionalbe por neutrones térmicos en el uranio natural.

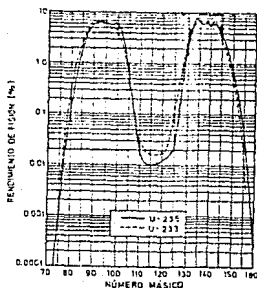
Como complemento de la figura donde se representan las propiedades del U-235 se ha representado la variación de alfa con la energía de los neutrones. Entre 1 y casi 10^5 eV, el valor de alfa es mayor que el correspondiente para los neutrones térmicos, lo que quiere decir que cuando el U-235 es fisionaldo por neutrones rápidos, se liveran más neutrones por absorción que si lo es por neutrones térmicos.



-VARIACION DE α CON LA ENERGIA DEL NEUTRON, PARA EL URANIO-235.

Productos de fisión. Distribución de masas.

Entre los productos de fisión han sido identificados núcleos con números de masa comprendidos entre 72 y 161. La distribución de masas de los productos de fisión depende de la especie atómica empleada como blanco y de la energía de los neutrones que inician la reacción de fisión. En la figura siguiente se representa la distribución de los fragmentos de fisión según su número másico, para las especies físisles U-235 y U-233.



-DISTRIBUCION DE LOS FRAGMENTOS DE FISION SEGUN SU NUMERO MASICO CUANDO EL U-235 O EL U-233 SON BOMBARDEADOS POR NEUTRONES TERMICOS.

3.1.1 ENERGIA LIBERADA EN LA FISION.

El gran interés en el proceso de fisión radica en la gran cantidad de energía que se libera, aproximadamente unos 200 MeV por cada núcleo reaccionante ($1 \text{ MeV} = 1.6 \times 10^{-6} \text{ ergios} = 1.6 \times 10^{-13} \text{ vatios x segundo}$).

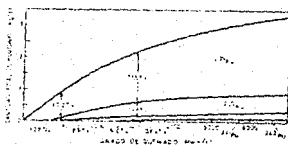
La mayor parte de esta energía se libera en el mismo proceso de fisión y otra parte más pequeña en la desintegración de los fragmentos primarios, siendo toda esta energía solo el 0.1% aproximadamente de la energía disponible, en forma de masa, en el núcleo pesado.

3.2 ISOTOPOS DEL PLUTONIO Y SUS PROPIEDADES NUCLEARES.

El plutonio forma varios isótopos con números másicos, comprendidos entre 232 y 246; todos ellos son radiactivos. En la tabla siguiente se dan los periodos de semidesintegración:

<u>Nó. Másico</u>	<u>Período</u>	<u>Nó. Másico</u>	<u>Período</u>
232	36 m	240	6000 a
233	(20 m)	241	13 a
234	9 h	242	9×10^5 a
235	26 m	243	5 h
236	2.7 a	244	7.6×10^7 a
237	40 d	245	10.1 a
238	89.6 a	246	10.85 d
239	24360 a		

La cantidad relativa de isótopos formados en un reactor depende de la dosis de irradiación del tipo de reactor y del tiempo de funcionamiento del combustible nuclear. En la figura se muestra la dependencia de la formación de plutonio con el grado de quemado del uranio natural en un reactor térmico.



DEPENDENCIA DE LA FORMACIÓN DE PLUTONIO EN FUNCIÓN DEL GRADO DE QUEMADO DEL URANIO NATURAL. REACTOR TÉRMICO DE TIPO CANDU.

Aparte de la importancia del isótopo fisible Pu-239, algunos de los demás isótopos presentan aplicaciones prácticas de gran interés.

El Pu-238 se emplea en la construcción de dispositivos compactos para la producción de energía térmica, del tipo SNAP (Systems for Nuclear Auxiliary Power). La misión de estos dispositivos es -

suministrar la energía necesaria, durante largos períodos de tiempo, para el funcionamiento de diversos aparatos eléctricos instalados en satélites y cápsulas espaciales. Este isótopo fue el primero descubierto y, aunque su impacto en la tecnología nuclear no ha sido tan importante como el del Pu-239, se estima que en los próximos años habrá una demanda de muchos kilogramos de Pu-238, precisamente para aplicaciones, no solo espaciales, sino también terrestres, como fuente de energía. La energía liberada por un gramo de Pu-238 es de unos 0.5 vatios térmicos.

El isótopo Pu-242 presenta gran interés en la obtención de algunos elementos transplutónicos, también empleados en la fabricación de dispositivos generadores de energía del tipo SNAP, de gran potencia (Cm-242, 120 vatios/gramo; Cm-244, 3 vatios/gramo).

El más importante de todos, como decíamos, es el isótopo Pu-239, elemento fisible como el U-235. El Pu-239 no es estable; cuando se forma, comienza su proceso de transmutación, dando en su primera etapa U-235 y lanzando partículas alfa.



La masa crítica del Pu como la de los demás elementos físi- les, necesaria para automantener la reacción en cadena, es aproximadamente proporcional al valor recíproco de su sección eficaz de fisión, y viene determinada por la forma del metal, por su densidad, por la presencia de reflectores de neutrones, y en el caso de aleaciones y disoluciones, por la concentración de Pu en ellas. La influencia de estos factores es tan grande que, a veces, unos pocos cientos de gramos de Pu pueden formar un estado crítico, que bajo otras condiciones, hacen falta kilogramos para que lo sea.

En la tabla siguiente se dan algunos valores de constantes nucleares:

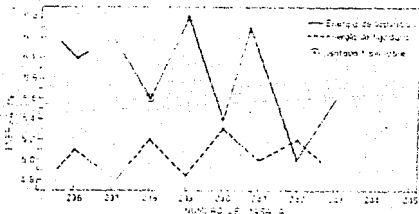
Algunos parámetros nucleares de isótopos de plutonio.

Isótopo	σ_a (barras) N. térmico	σ_f (barras)		ν		η	
		N. térmico	N. rápido	Térmico	Rápido	Térmico	Rápido
Pu-239	1026 ± 13	746 ± 8	1,78	2,99 ± 0,91	2,98	2,10 ± 0,02	2,71
Pu-240	295 ± 20	- 0,1		2,20 ± 0,03		—	
Pu-241	1400 ± 60	1025 ± 10		3,1 ± 0,12		2,96	

ν = número de neutrones producidos por fisión; η = ν/σ_a (número de neutrones producidos por cada neutron absorbido).

Para que un núcleo formado por la absorción de un neutrón pueda fisionarse es necesario que la energía de excitación sea superior a la llamada energía crítica de fisión o energía de activación E_a . La energía de excitación es la suma de dos sumandos. El primero de ellos lo forma la parte de la energía cinética del neutrón incidente que queda en el núcleo y se reparte entre los nucleones del mismo. El segundo sumando no es sino la energía de ligadura del neutrón absorbido en el nuevo núcleo. Así pues, si suponemos que el neutrón incidente carece de energía cinética y calculamos que es esta hipótesis la energía de excitación, obtenemos una condición necesaria para la posibilidad de fisión de un núcleo por neutrones térmicos o carentes prácticamente de energía. Así pues, concluiremos que para que un núcleo pueda ser fisionable por neutrones térmicos; su energía de ligadura debe ser superior a su energía de activación.

En la figura siguiente se indican los valores aproximados de ambas energías para los diferentes isótopos del Pu comprendidos entre $A = 236$ y $A = 242$. De ella se deduce que los isótopos con números de masa impares 237, 239 y 241 son fácilmente fisionables, no siéndolo el 242 y algo muy poco, el 240. Los valores experimentales de las secciones de fisión confirman ampliamente estas consideraciones teóricas.

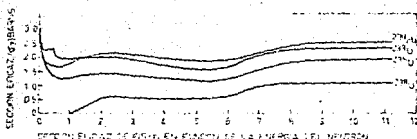


De la figura anterior también se deduce que el más fácilmente fisionable es el 239, aunque las secciones eficaces de fisión del Pu-239 y del Pu-241 sean comparables.

Por otra parte el isótopo que primero se forma y en mayor cantidad aparece en el uranio es el 239. A estos dos hechos, su carácter de fácilmente fisionable por neutrones lentos, y a mayor abudamiento por neutrones con cualquier energía, y de ser el isótopo que en mayor cantidad aparece,

En la figura siguiente se indican los valores respectivos de la sección eficaz de fisión contra las energías de los neutrones incidentes en los tres isótopos físiles, así como la correspondiente al U-238, que es fisionable por neutrones con energía superior a 1.0 MeV aproximadamente.

De ella se deduce que aunque el Pu-239 es buen material fisionable por neutrones lentos, le supera en este aspecto por un pequeño margen el U-235, pero a partir de 1.5 MeV en adelante, el Pu-239, es sin duda, el mejor de los cuatro isótopos considerados.



Esto ya hace suponer que el Pu-239 ha de ser el combustible idóneo para los reactores rápidos, en los cuales un porcentaje apreciable de neutrones poseen energías superiores a 1.5 MeV. Pero otras propiedades se suman a la anterior para confirmar esta idea. Veamos en primer lugar los números medios ν de neutrones emitidos por fisión en función de la energía en los mismos tres isótopos. Estos valores en el intervalo de energías comprendidas entre los neutrones térmicos y 1.0 MeV, están indicados en la figura siguiente:

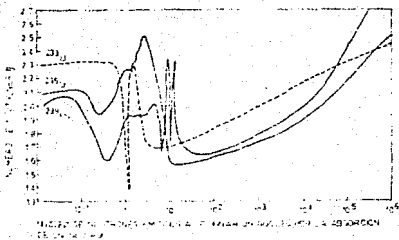


Figura 1

Como se ve en ella, de nuevo el Pu-239 aventaja en este aspecto a los otros dos isótopos fisibles al ir aumentando la energía cinética de los neutrones que causan fisión. Debe también señalarse que para neutrones térmicos, como se ve, el mejor combustible en este aspecto es el U-233, y su alta producción de neutrones explica que solo puedan convertirse reactores reproductores térmicos con torio como combustible.

Para acabar de caracterizar las inigualables ventajas del Pu-239 en el aspecto considerado es preciso estudiar la variación de esta con la energía, siendo esta como se recordará:

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_c + \sigma_f}$$

es decir, el número medio de neutrones emitidos por un núcleo fisible por cada neutrón absorbido. Esta puede llegar hasta 2.7 para neutrones de alta energía. Veamos ahora los valores exactos de η y ϵ en los tres isótopos considerados para las energías térmicas y media en un reactor rápido. Estos son los indicados en la tabla siguiente:

Secciones eficaces de captura de neutrones de isótopos de uranio y plutonio y valores de ν y η

Isótopo	σ_c barns		σ_f barns		ν		η	
	Térmico	Rápido**	Térmico	Rápido**	Térmico	Rápido**	Térmico	Rápido**
²³⁵ U	680 ± 100	—	532 ± 6	1.44	2.52 ± 0.03	2.52	2.23 ± 0.02	2.28
²³⁸ U	280 ± 7	—	± 0.065	—	—	—	—	—
²³³ U	92 ± 7	—	382 ± 10	2.26	2.47 ± 0.03	2.59	2.07 ± 0.02	2.42
²³⁵ U	694 ± 10	—	—	—	—	—	—	—
²³⁸ U	6 ± 2	—	0.5 × 10 ⁻²	0.112	—	2.61	—	—
²³⁹ Pu	2.75 ± 0.04	—	738 ± 9	1.78	2.91 ± 0.04	2.98	2.09 ± 0.02	2.74
²⁴¹ Pu	10.25 ± 13	—	0.1	—	2.20 ± 0.03	—	—	—
²⁴³ Pu	510 ± 10	—	950 ± 50	—	3.1 ± 0.12	—	2.66	—

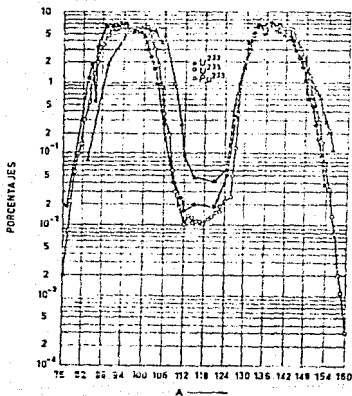
* Neutrones térmicos: energía 0.025 eV.

** Neutron con energía promedio en un reactor reproductor.

De ella se deduce que en este aspecto el combustible mejor en reactores térmicos es el U-233, pero en los rápidos incontestablemente se impone la superioridad del Pu-239, que por esta importante razón será el único que, como veremos posteriormente, permitirá tiempos de duplicación aceptables así como la reproductividad neta más elevada.

Examinemos ahora muy brevemente la distribución de los productos de fisión del Pu-239 en función de la energía del neutrón que produce la fisión.

En la siguiente figura se expone la forma en que se distribuyen las frecuencias de cada clase de fisión en los tres isótopos. Es bueno aclarar que esta figura se refiere a fisiones producidas por neutrones térmicos.



Figura

En este caso la fisión más frecuente es asimétrica con números de masa del orden de 95 y 140, la cual es unas 600 veces más probable que la simétrica.

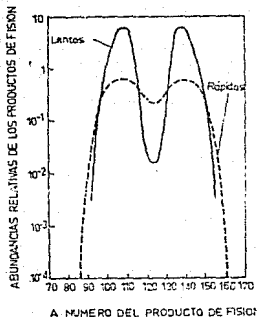
Pero al ir creciendo la energía de los neutrones que producen la fisión, esta distribución cambia y la fisión simétrica es cada vez más frecuente.

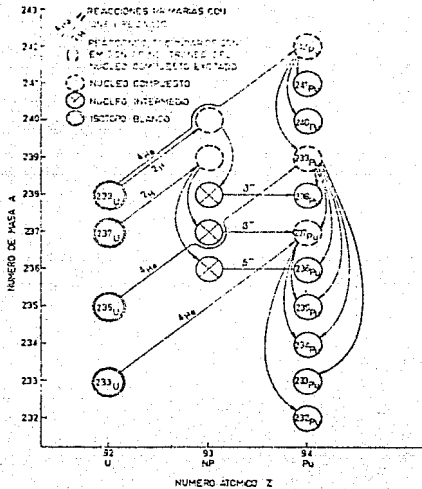
En la siguiente figura se indican las curvas correspondientes a las fisiones producidas por neutrones lentos y rápidos que configuran lo dicho.

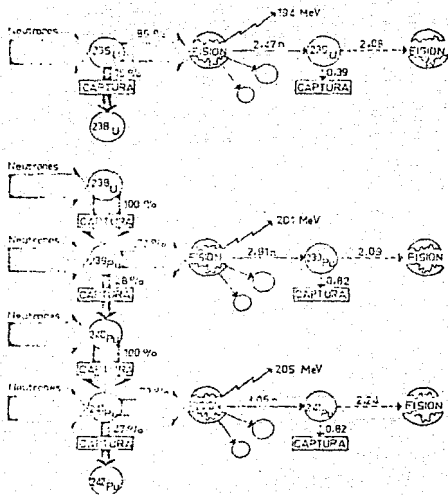
Esta tendencia hacia la simetría de la fisión al crecer la -- energía de la partícula proyectil es general, es decir, es independiente del tipo de partícula que se use y así por ejemplo, con deuterones de una energía de 24 MeV o superior la fisión más probable es ya simétrica.

Indiquemos ahora, para completar esta información, que la fisión de 1,000 gr. de Pu-239 produce:

- 987.6 gr. de productos de fisión
- 11.6 gr. de neutrones
- 0.7 gr. de energía liberada instantáneamente
- 0.1 gr. de energía liberada posteriormente por radiactividad beta y gama de los productos de fisión.







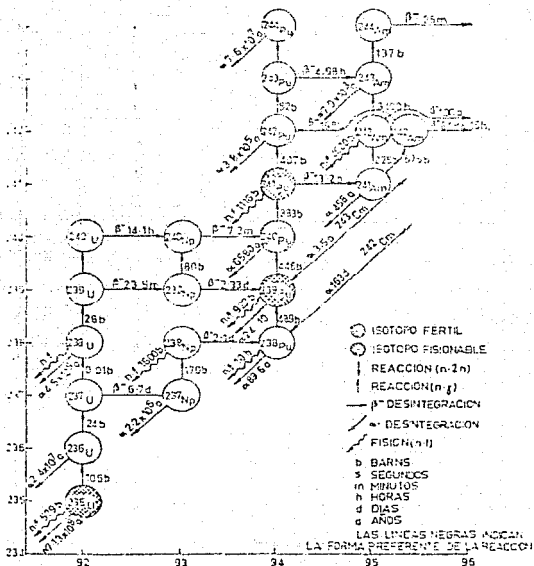


Figura 3.1-5

TABLA 31-1 (*)
Isótopos del plutonio

Isótopo	Modo de obtención del isótopo (reacción nuclear)	Tipo de transición y período de vida media (segundos ^{††})	Energía de radiación liberada en MeV. (Otro porcentaje el porcentaje de pérdidas de una descomposición en γ)			Número de masa (Escala física)
			α	β	γ	
^{238}Pu	$^{238}\text{U} \rightarrow 2n + ^{238}\text{Pu}$	α -desintegración 5.5 MeV; período de vida media = 270 días; captura de un electrón 0.98%; 36 minutos	6.58	—	—	232,11315
^{239}Pu	$^{238}\text{U} \rightarrow n + ^{239}\text{Pu}$	α -desintegración 5.0 MeV; período de vida media = 24,360 años; captura de un electrón 20 minutos	6.30	—	—	233,11549
^{240}Pu	$^{239}\text{Pu} \rightarrow n + ^{240}\text{Pu}$	α -desintegración 5.6 MeV; período de vida media = 14,1 años; captura de un electrón 94%; 9 horas	6.19	—	—	234,11631
^{241}Pu	$^{239}\text{Pu} \rightarrow n + ^{241}\text{Pu}$	α -desintegración 5.9 MeV; período de vida media = 13.3 años; captura de un electrón 0.001%; 26 minutos	5.85	—	—	235,11662
^{242}Pu	$^{241}\text{Pu} \rightarrow n + ^{242}\text{Pu}$	α -desintegración 5.8 MeV; período de vida media = 370 años; fisión espontánea 3.5×10^{-4} años	3.71 (30%) 3.76 (70%)	—	0.047	236,11969
^{243}Pu	$^{242}\text{Pu} \rightarrow n + ^{243}\text{Pu}$	α -desintegración 5.8 MeV; período de vida media = 4.8 años; captura de un electrón 45 días	5.36	—	0.033	237,12228

(*) Tomada de "Plutonium", de A. Taithe, Pergamon Press, London, 64.

(††) En los casos en que existen dos modos de desintegración posibles se indican ambos.

TABLA 3.1-1 (Continuación)

Isótopo	Método de obtención del isótopo (reacción nuclear)	Especie de radiación y período de semidesintegración (años)	Porcentaje de radiactividad y energía en MeV. (El tipo parentesis y la información en paréntesis de por debajo está en cursiva)			Número atómico (Z, cada línea)
			α	β^+	γ	
^{238}Pu	$^{238}\text{U} (\alpha, 4n) ^{238}\text{Pu}$	α -desintegración	5,432 (28 %)	—	0,033	238,12374
	$^{238}\text{U} (\gamma, \text{neutrón}) ^{238}\text{Pu}$	89,6 años; fisión espontánea	5,495 (72 %)			
	$^{238}\text{U} (\text{neutrón}) ^{238}\text{Pu}$	$3,8 \times 10^{10}$ años				
^{239}Pu	$^{238}\text{U} (\text{n}, \gamma) ^{239}\text{Pu}$	α -desintegración	5,147 (72 %)	—	0,033	239,12672
	$^{238}\text{U} (\text{n}, \text{fisión}) ^{239}\text{Pu}$	27,360 años; fisión espontánea	5,134 (17 %)			
	$^{238}\text{U} (\text{n}, \text{p}) ^{239}\text{Pu}$	$3,5 \times 10^{11}$ años	5,096 (11 %)			
^{240}Pu	$^{239}\text{Pu} (\text{n}, \gamma) ^{240}\text{Pu}$	α -desintegración	—	—	0,045	240,12878
	$^{239}\text{Pu} (\text{n}, 2n) ^{240}\text{Pu}$	$6,380$ años; fisión espontánea	5,162 (76 %)			
^{241}Pu	$^{239}\text{Pu} (\text{n}, \gamma) ^{241}\text{Pu}$	α -desintegración	—	—	0,145	241,13197
	$^{239}\text{Pu} (\text{n}, \text{n}) ^{241}\text{Pu}$	10^{11} años; β -desintegración 99 %; 12 años	4,893	0,021		
^{242}Pu	$^{239}\text{Pu} (\text{n}, \gamma) ^{242}\text{Pu}$	α -desintegración	4,858 (24 %)	—	—	242,13423
	$^{239}\text{Pu} (\text{n}, \text{fisión}) ^{242}\text{Pu}$	$3,8 \times 10^4$ años; fisión espontánea	4,898 (76 %)			
^{243}Pu	$^{242}\text{Pu} (\text{n}, \gamma) ^{243}\text{Pu}$	β -desintegración	—	0,38162 (%)	0,012	243,13783
	$^{242}\text{Pu} (\text{n}, \text{p}) ^{243}\text{Pu}$	4,98 horas		0,19038 (%)		
^{244}Pu	$^{243}\text{Pu} (\text{n}, \gamma) ^{244}\text{Pu}$	α -desintegración	—	—	—	244,13021
	$^{243}\text{Pu} (\text{n}, \text{p}) ^{244}\text{Pu}$	$7,6 \times 10^4$ años; fisión espontánea				
^{245}Pu	$^{244}\text{Pu} (\text{n}, \gamma) ^{245}\text{Pu}$	α -desintegración	—	—	—	245,13213
	$^{244}\text{Pu} (\text{n}, \text{p}) ^{245}\text{Pu}$	$2,5 \times 10^4$ años				
^{246}Pu	$^{245}\text{Pu} (\text{n}, \gamma) ^{246}\text{Pu}$	β -desintegración	—	—	—	246,13413
	$^{245}\text{Pu} (\text{n}, \text{p}) ^{246}\text{Pu}$	10,1 horas				
^{247}Pu	$^{246}\text{Pu} (\text{n}, \gamma) ^{247}\text{Pu}$	α -desintegración	—	—	—	247,13613
	$^{246}\text{Pu} (\text{n}, \text{p}) ^{247}\text{Pu}$	10,85 días				

3.3 INTERES DEL TORIO COMO MATERIAL NUCLEAR.

El interés nuclear del torio radica en que este metal es un material fértil que da lugar, por captura de neutrones al elemento fisible U-235.

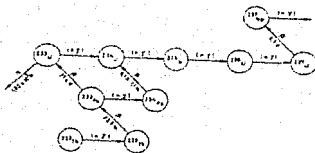
Parece evidente que si en este momento se encuentran ya reactores nucleares en funcionamiento, con tecnología suficientemente probada y económicamente competitivos, el desarrollo de nuevos tipos de reactores de potencia solamente puede justificarse por alguna de las siguientes razones:

- a) Empleo más eficaz de las reservas de combustible nuclear de costo bajo.
- b) Disminución del costo de energía.
- c) Nuevos aspectos que contribuyan al empleo de los reactores nucleares en otros sectores del mercado energético, distintos del eléctrico.

El empleo del torio en reactores nucleares podrá contribuir a todos estos objetivos. Posiblemente, existirán más reservas de Th de bajo costo que de U, también de costo bajo. Además, las propiedades nucleares especiales del U-233 podrán hacer posible el desarrollo de reactores que cargados con Th-U-235, produzcan energía a un costo inferior al que resulta de los reactores alimentados con U-235. Sin embargo, hasta que esto último no se compruebe, no se instalarán reactores comerciales de torio.

Antes de vislumbrarse el interés del torio en la Energía Nuclear, las aplicaciones de este metal estuvieron casi restringidas a la producción de gas incandescente o como óxido de torio en dispersión para endurecer acero inoxidable, níquel, etc. Aparte de estos campos y en menor cuantía, se emplea también como catalizador en tubos electrónicos, computadoras, etc.

El empleo del torio (Th-232) como combustible nuclear, está basado en una reacción del tipo (n,gama). Como muestra la fig., el núcleo resultante, Th-233, es inestable y se transforma por emisión beta en Pa-233. Este núcleo es también inestable y se transforma, por emisión beta, con un período de 27.3 días, en U-233, que es emisor alfa, con un período de 1.62×10^5 años. Este U-233 es fisiónable por neutrones térmicos y como ya hemos visto, el número de neutrones



emitidos por neutrón absorbido, es más alto para el U-233 que para el U-235, para todos los neutrones con energía significativa en los reactores nucleares; por debajo de 40 MeV, el valor de ϵ τ es para el U-233 aún más elevado que para el Pu-239.

Esta excelente propiedad nuclear del U-233 conduce a la posibilidad de compensar y sobrepasar la desventaja fundamental del torio frente al uranio natural, de que el torio que se encuentra en la naturaleza no contenga isótopos físiles.

Otra propiedad del Th, también de gran importancia para su empleo como combustible, es que, en forma metálica, gracias a su estructura cristalográfica simple y como ThO₂, a causa de su estructura metálica, también simple, resisten el deterioro por irradiación mucho mejor que los correspondientes compuestos de uranio.

En el momento actual existen en funcionamiento dos reactores de agua ligera y tres de alta temperatura (HTGR), utilizando el ciclo de Th. Otros dos están en construcción y alguno más en fase previa de negociación. Además de estos se han construido algunos conjuntos subcríticos y críticos y algunos prototipos pequeños, incluyendo uno en funcionamiento que emplea como combustible U-233, el NSRE en Oak Ridge, USA.

Entre los compuestos o combinaciones de torio que han sido investigadas para ser empleados como combustible nuclear, se incluyen:

- a) Aleaciones Th-U y mezclas de ThO₂-UO₂ en forma de barras encerradas en baina metálica.
- b) Partículas recubiertas, con núcleos de ThO₂ ó ThC₂ (o de otras

mezclas con los compuestos de uranio correspondientes) dispersar en grafito en óxido de berilio.

- c) Sales fundidas con torio y/o uranio disueltas en una mezcla de fluoruro fundido.
- d) Monocarburos, aunque éstos han sido menos estudiados.
- e) ThBe_{13} , ThN , ThP , ThSi , Th_3Si_2 , ThS y Th_2S_3 como posibles combustibles de tipo cerámico. Los estudios de todos ellos son aún muy preliminares.

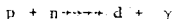
CAPITULO IV

REACCIONES NUCLEARES DE FI-
SION EN CADENA.

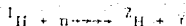
4. REACCIONES NUCLEARES DE FISIÓN EN CADENA.

4.1 ENERGÍA DE ENLACE. DEFECTO DE MASA.

Cuando un neutrón y un protón se combinan para formar un deuterón, del núcleo ${}^2\text{H}$ es emitido un rayo gama de energía 2.23 MeV. La reacción en cuestión se escribe:



o en términos de un átomo neutro:



La energía del rayo gama proviene de la conversión de la masa en energía, siguiendo la ley de Einstein, lo cual quiere decir que la masa del producto de la reacción es menor que la masa de los constituyentes antes de la reacción, a esta fracción de masa se le llama "defecto de masa".

De esta forma, la masa de todos los núclidos es algo más pequeña que la suma de los neutrones y protones que componen el núcleo. Este defecto de masa para un núclido arbitrario es la diferencia

$$\delta = ZM_p + NM_n - M_A$$

donde M_A es la masa del núclido. La ecuación anterior también puede escribirse como:

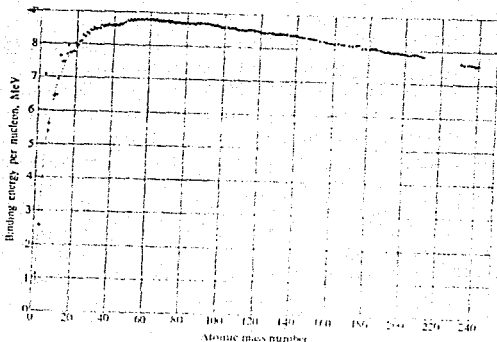
$$\delta = Z(M_p + m_e) + NM_n - (M_A + Zm_e)$$

donde m_e es la masa del electrón.

Cuando delta es expresada en unidades de energía, ésta es igual a la energía necesaria para romper el núcleo en sus nucleones constituyentes. Esta energía es conocida como "energía de enlace" del sistema, y es con la cual el núcleo se mantiene como tal. Así en el caso del deuterón la energía de enlace es 2.23 MeV; esta es la energía liberada cuando es formado un deuterón y también la requerida para descomponerlo en protón y neutrón.

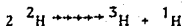
La energía total de enlace se incrementa en función del número de masa atómica A. Sin embargo ésta no se incrementa de manera constante. Esto se puede ver más claramente graficando el promedio de energía de enlace por nucleón contra el número atómico A, como se presenta en la figura siguiente. Se notará que hay un cierto número

de desviaciones de la curva a bajos a bajos valores de A, mientras que valores arriba de $A = 50$ la curva es una función suavemente decreciente de A. Este comportamiento de la curva de energía de enlace es importante en la determinación de posibles fuentes de energía nuclear.



Aquellos núclidos en los cuales la energía de enlace por nucleón es alta son especialmente estables o estrechamente ligados, y una relativamente gran cantidad de energía debe ser suministrada a estos sistemas para romperlos. Por otro lado, cuando dichos núclidos son formados por sus nucleones constituyentes, una relativamente gran cantidad de energía es liberada. En contraste, núclidos con baja energía de enlace por nucleón pueden ser más fácilmente descompuestos y ellos liberan poca energía cuando son formados.

Siempre que sea posible producir una configuración más estable combinando dos núclidos menos estables, se libera energía en el proceso. Tales reacciones son posibles con un gran número de pares de núclidos. Por ejemplo, cuando dos neutrones, los cuales tienen una energía de enlace de 2.23 MeV, reaccionan para formar ^3H , teniendo una energía de enlace total de 8.48 MeV, de acuerdo con la ecuación



hay una ganancia neta de energía de enlace en el sistema de - - -
 $8.48 - 2 \times 2.2 = 4.02 \text{ MeV}$.

En este caso, esta energía aparece como energía cinética del núcleo producto ^3H y de ^1H .

Reacciones como la anterior, en la cual a partir de un núcleo menos pesado, es producido uno más pesado y estable, es conocida como reacción de fusión. Reacciones de este tipo son las responsables de las enormes cantidades de energía liberadas en las bombas de hidrógeno, ya en un día no muy lejano, proveerán a la humanidad de - - fuentes ilimitadas de fuerza termonuclear.

En las regiones donde A es grande en la figura anterior, se podrá ver que una configuración más estable se forma cuando un núcleo pesado se descompone en dos partes. La energía de enlace por nucleón en el U-238, por ejemplo, es cerca de 7.5 MeV, mientras que esta es de 8.4 MeV en la vecindad de $A = 238/2 = 119$. Así si un núcleo de uranio es dividido en dos núcleos ligeros, con cerca de la mitad de la masa del uranio, hay una ganancia en la energía de enlace del sistema de aproximadamente 0.9 MeV por nucleón, la cantidad total de energía liberada es de cerca de $238 \times 0.9 = 214 \text{ MeV}$. Este proceso es llamado fisión nuclear, y es la fuente de energía de los reactores nucleares.

Debe ser enfatizado que la energía de enlace por nucleón que se aprecia en la figura anterior es un promedio de todos los nucleones en el núcleo y no se refiere a ningún nucleón. Ocasionalmente, sin embargo, es necesario conocer la energía de enlace de un nucleón particular en el núcleo, esto es, la cantidad de energía requerida para extraer el nucleón del núcleo. Esta energía de enlace es también llamada "energía de separación" y es enteramente análoga a la energía de ionización de un electrón en el átomo. Considere, por ejemplo la separación E_s neutrón menos ligado - algunas veces llamado "último" neutrón- en el núcleo A_Z . Como el neutrón está ligado en el núcleo, se sigue que la masa del núcleo (y la del átomo neutro) A_Z es menor que la suma de las masas del neutrón y el núcleo residual $^{A-1}_Z$ por una cantidad, en unidades de energía, igual a E_s . En símbolos, esto es:

$$E_s = \{ M_n + M(^{A-1}Z) - M(^AZ) \} c^2$$

La energía E_s es justamente suficiente para remover un neutrón del núcleo, sin tener ninguna energía cinética. Sin embargo, si este proceso es invertido, y un neutrón sin energía cinética es absorbido por el núcleo ^{A-1}Z , la energía E_s será liberada en el proceso.

Antes de dejar la discusión de la energía de enlace, diremos que los núcleos que contienen 2, 6, 8, 14, 20, 28, 50, 82 ó 126 neutrones o protones son especialmente estables. Se dice que estos núcleos son mágicos, y sus números asociados de nucleones son conocidos como "números mágicos".

La existencia de los "núcleos mágicos" tiene un cierto número de consecuencias prácticas en el ingeniería nuclear. Por ejemplo, los núcleos con un número mágico de neutrones absorben neutrones solamente en muy bajo grado y materiales de este tipo pueden ser usados donde la absorción de neutrones deba ser muy baja. Zirconio, por ejemplo, cuyo más abundante isótopo contiene 50 neutrones, ha sido ampliamente usado como material estructural en reactores por esta razón.

4.2 ENERGÍAS CRÍTICAS DE FISION.

La fisión, como ya vimos, es el proceso en el cual el núcleo es descompuesto en dos o más partes. La fisión puede ocurrir espontáneamente, pero ello sucede pocas veces, de modo que para obtener una fisión debe de ordinario suministrarse energía.

Esta energía es llamada "energía crítica de fisión" y es denotada por E_c . Valores de la E_c son dados en la siguiente tabla para algunos núclidos.

Energías críticas de fisión en MeV

<u>Núclidos fisionantes</u>	<u>Energía crítica</u>	<u>Energía de enlace del último neutrón</u>
Th-232	5.9	*
Th-233	6.5	5.1
U-233	5.5	*

<u>Núclidos fisionantes</u>	<u>Energía crítica</u>	<u>Energía de enlace del último neutrón</u>
U-234	4.6	6.6
U-235	5.75	*
U-236	5.3	5.4
U-238	5.85	*
U-239	5.5	4.9
Pu-239	5.5	*
Pu-240	4.0	6.4

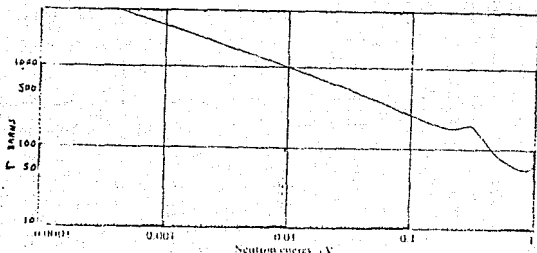
* La energía de enlace para estos núcleos no es relevante, porque no pueden ser formados por absorción en un núcleo $A-1Z$.

Los métodos por los cuales la E_c es suministrada al sistema se llaman "métodos de fisión inducida". El más importante de ellos es el de absorción. Cuando un neutrón es absorbido se forma un núcleo llamado "núcleo compuesto" y se encuentra en un estado de excitación en el cual la energía de excitación es igual a la energía cinética del neutrón incidente, más la energía de separación ó energía de enlace del neutrón en el núcleo compuesto. Si esta energía de enlace sola, es mayor que la energía crítica de fisión del núcleo de fisión, entonces la fisión puede ocurrir con neutrones que esencialmente no tengan energía cinética. Por ejemplo, de acuerdo con la tabla anterior, la energía de enlace del último neutrón en el U-236 es 6.4 MeV, mientras que E_c es solamente 5.3 MeV. Así, cuando un neutrón de - energía cinética cero es absorbido por el U-235, el núcleo compuesto, U-236 es producido con 1.1 MeV de energía más que su energía crítica, y la fisión puede ocurrir inmediatamente. Núcleos tales como el - U-235, que sufren fisión con neutrones de cero energía cinética son llamados físiles, como ya se había dicho. De este modo se puede notar de la tabla anterior que los núcleos de U-235 y Pu-239 son también físiles. Existen además otros núcleos no indicados en la tabla como el Pu-241 que son físiles también.

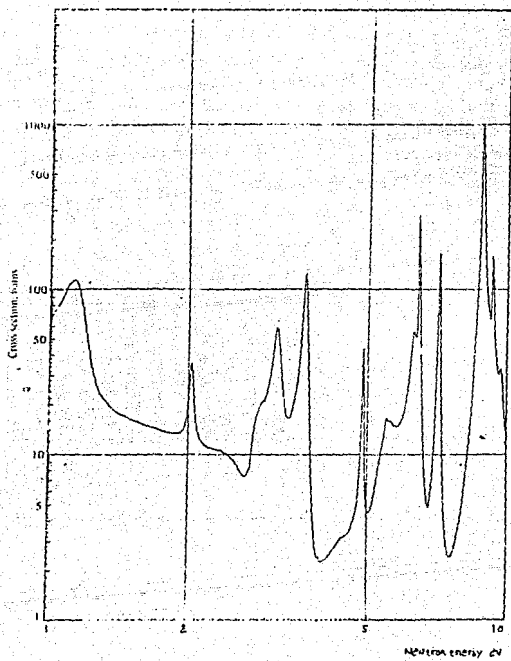
Para núcleos que no sean los ya mencionados el neutrón debe poseer energía cinética para causar fisión. En particular, este es siempre el caso cuando la estructura del núcleo posee un número par de nucleones, un caso típico es el U-238 en el cual se puede ver -- que hay una diferencia de 0.6 MeV que no permite la fisión.

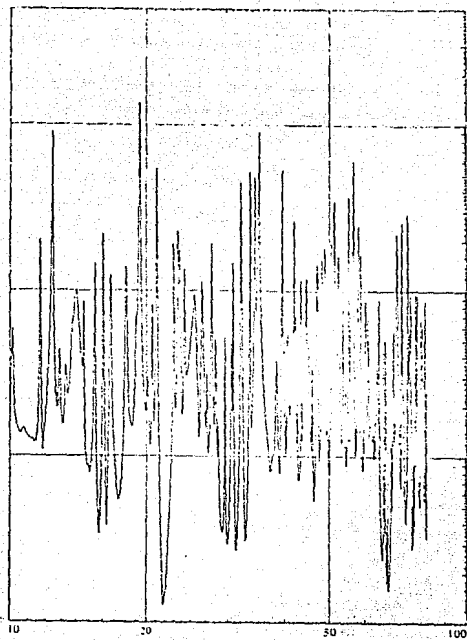
4.3 SECCION EFICAZ DE FISION.

La sección eficaz de los núcleos fíisiles para neutrones-inducidos de la fisión es parecida a la de captura radiactiva en su dependencia de la energía del neutrón incidente. Así, como se ve en la figura siguiente, donde σ_f es dada para el U-235, hay tres distintas regiones de la sección eficaz. A bajas energías, σ_f es igual a $1/v$ o próxima a; es seguida por una región de resonancias; y, finalmente, la región superior de las resonancias, σ_f es suavemente curvada. Se notará que σ_f es especialmente grande en la región $1/v$.



La sección eficaz para núcleos fisionables en contraste, es cero sobre un umbral de energía, el cual siempre ocurre arriba de la región de resonancia. Como resultado, σ_f es relativamente suave a todas las energías. Esto es ilustrado en la siguiente figura, donde se da σ_f para el U-238.





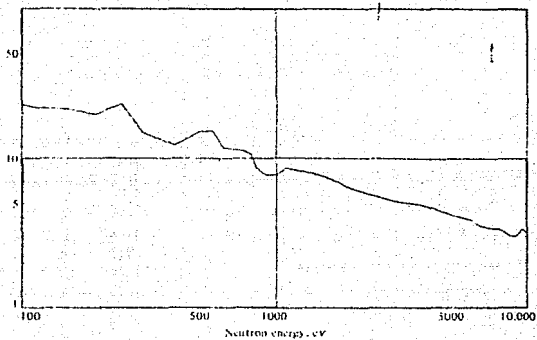
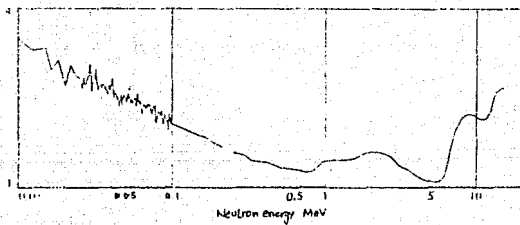
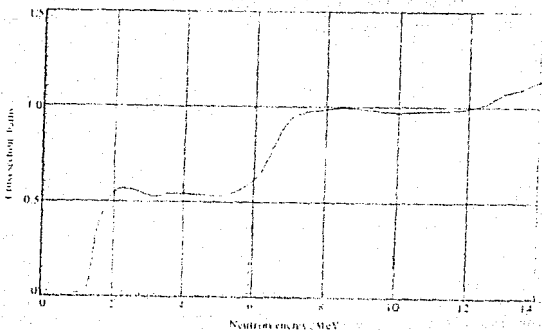


Figure 3.8 (cont.)





Sección eficaz de fisión para el U-238.

No será implícito por la precedente discusión que cuando un neutrón colisiona con un núcleo físil, o con un fisionable pero no físil núcleo arriba del umbral de fisión, el resultado es siempre la fisión. Este no es el caso; los neutrones que interactúan con este núcleo pueden ser dispersados, elástica o inelásticamente, ellos pueden ser absorbidos en captura radiactiva, etc. La sección eficaz para todos estos procesos ha sido medida y se fundará en el BNL-235. Sin embargo, con núcleos fíviles a bajas energías solo tres interacciones son posibles: dispersión elástica, captura radiactiva y, por supuesto, fisión. El valor de σ_g (dispersión) es mucho más pequeño que los valores de σ_g (c. radiactiva) o σ_f , esto es porque la captura radiactiva o la fisión son los eventos más probables. La razón de estas secciones eficaces (c. radiactiva y fisión) es llamado "razón de captura-fisión" y es denotado por el símbolo alfa.

$$\alpha = \frac{\sigma_g}{\sigma_f}$$

Este parámetro, el cual en si mismo una función de la energía,

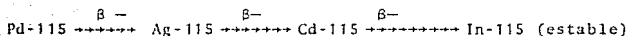
tiene un papel importante en el diseño de muchos reactores. Valores de alfa para los núcleos fisiles a 0.0253 eV, son dados en la siguiente tabla:

	σ_a	σ_f	alfa	eta	nu
U-233	578.8	531.1	0.0899	2.287	2.492
U-235	680.8	582.2	0.169	2.068	2.418
Pu-239	1011.3	742.5	0.362	2.108	2.871
Pu-241	1377.0	1009.0	0.365	2.145	2.927

4.4 PRODUCTOS DE FISION.

Este tema ya ha sido tratado anteriormente, presentaremos aquí algunos aspectos que no fueron tocados.

Quando los productos de fisión son inicialmente formados, ellos son excesivamente ricos en neutrones, contienen más neutrones de los necesarios para su estabilidad. Como resultado, decaen emitiendo una secuencia de rayos beta, los cuales son acompañados por varios rayos gama. Por ejemplo, el isótopo Pd-115 (pladio 115) es producido directamente en la fisión y decae por la cadena:



Muchos productos de fisión decaen por medio de estas cadenas habiendo sido identificadas y pudiendo ser deducidas por los datos de la carta de núclidos.

La radiactividad de los productos de fisión es la causa de numerosos problemas en la utilización de la energía nuclear. Por una cosa; los productos de fisión acumulados en un reactor en operación como combustibles que han sufrido fisión, elaboradas precauciones deben ser tomadas para con ellos para evitar la contaminación del ambiente. Además, el calor liberado por el decaimiento de los productos de fisión puede ser bastante grande, por esto un reactor debe ser enfriado después de haber sido parado para prevenir daños en el combustible. La continua emisión de radiación por los productos de fisión también tiende a hacer inaccesibles partes del reactor después de haber sido parado éste. Los productos de fisión deben ser enfriados durante largos periodos antes de poder ser reprocesados.

Los aspectos cuantitativos del decaimiento de los productos de fisión son complicados por el hecho de que cientos de diferentes núclidos radiactivos son producidos en la fisión, cada uno con sus propias características de vida media y radiación de decaimiento. Para muchos propósitos, sin embargo, la siguiente expresión puede ser usada para representar aproximadamente el total del decaimiento de los productos de fisión. Así las razones a las cuales son emitidos los rayos beta y gama en el intervalo de tiempo de cerca de 10 segundos durante algunas semanas después de una fisión simple están dadas por: Razón de emisiones de rayos beta = $3.8 \times 10^{-6} \text{ t}^{-1.2}$ rayos beta/seg. Razón de emisiones de rayos gama = $1.9 \times 10^{-6} \text{ t}^{-1.2}$ rayos gama/seg. donde t es el tiempo después de la fisión en días.

Para expresar las razones de desintegración arriba expuestas en curies $1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10}$ desintegraciones por segundo, así:
Actividad de los productos de fisión = $1.03 \times 10^{-16} \text{ t}^{-1.2} \text{ Ci}$.

A menudo es necesario calcular la actividad total de los productos de fisión los cuales son acumulados en el combustible fisil en un reactor en operación. Suponga, por ejemplo, que el reactor ha estado operando a una potencia constante de P megawatts (MW) por T días y es entonces parado. Para determinar la actividad de los productos de fisión t días después de la parada del reactor es necesario integrar la ecuación anterior en el intervalo apropiado de tiempo. Permítase que s sea el intervalo en días del tiempo que media entre la fisión y la medición de la actividad. A un nivel de potencia de P MW las fisiones por día son $2.7 \times 10^{21} \text{ P}$. El número de fisiones ocurridas en un tiempo ds es entonces $2.7 \times 10^{21} \text{ P ds}$ fisiones por día, y de la ecuación la actividad de s días transcurridos es:

$$2.7 \times 10^{21} \text{ P ds} \times 1.03 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1.2} = 0.28 \times 10^6 \text{ Ps}^{-1.2} \text{ ds Ci}$$

La actividad total al tiempo t es entonces:

$$\text{Actividad de los p. de fisión} = 0.28 \times 10^6 \text{ P integral de t a t + T de } s^{-1.2} \text{ ds}$$

$$= 1.4 \times 10^6 \text{ P (t}^{-0.2} - (\text{t} + \text{T})^{-0.2}) \text{ Ci}$$

Las ecuaciones de arriba pueden ser usadas para calcular la actividad de una sola barra de combustible la cual ha sido mantenida

en un reactor por Tdías y removida entonces. En este caso, P es la potencia producida por el combustible de la barra en megawatts y t es el tiempo en días a partir de que ha sido removida.

Es algo más difícil calcular analíticamente la energía total -- liberada por los productos de fisión porque el espectro de energía -- emitido por la radiación cambia en el tiempo conforme los -- núcleos decaen. Para estimaciones gruesas, el promedio de energía -- de los rayos beta y gama son tomados algunas veces como 0.4 MeV, res -- pectivamente. La razón de energía liberada de los productos de fi -- sión en decaimiento siguientes a una fisión es entonces:

Razón de energía de decaimiento = $2.8 \times 10^{-6} t^{-1.2}$ MeV/seg.
donde t está otra vez en días.

4.5 NEUTRONES DE FISION.

Muchos de los neutrones liberados en la fisión (usualmente más del 99%) son emitidos esencialmente en el instante mismo de la fisión. Estos son llamados "neutrones prontos" para distinguirlos de los "neutrones retardados" que son liberados comparativamente mucho después del evento fisión.

El número promedio de neutrones, ambos prontos y retardados, -- liberados por fisión se representan por el símbolo nu. Valores de nu para fisión inducida fueron dados en la tabla anterior para neutrones incidentes de 0.0253 eV. Cuando la energía de los neutrones incidentes es aumentada, nu se incrementa despacio. Así para cada 6 ó 7 MeV de incremento en la energía del neutrón incidente se emitirá un neutrón más.

Para usos posteriores en el cálculo de reactores es conveniente definir el parámetro eta, el cual es igual al número de neutrones liberados en la fisión por neutrón absorbido por un núcleo fissionable. Como la captura radiactiva compite con la fisión, eta es siempre menor que nu. En particular, eta es igual a nu multiplicado -- por la probabilidad relativa (σ_f/σ_a) de que una absorción -- guíe una fisión.

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_g + \sigma_f}$$

En términos de alfa la razón de captura-fisión la ecuación anterior puede escribirse como:

$$\alpha = \frac{\nu}{1 + \alpha}$$

Para una mezcla de núclidos físisiles ó físisiles y no físisiles, esta es definida como el número promedio de neutrones emitidos por neutrón absorbido en la mezcla. En este caso, esta esta dada por:

$$\alpha = \frac{1}{\Sigma_a} \text{ sumatoria de } 1 \text{ a } n \text{ de } \nu(i) \Sigma_f(i)$$

donde $\nu(i)$ y $\Sigma_f(i)$ son, respectivamente, el valor de ν y la sección eficaz macroscópica para el iésimo núclido y Σ_a es la sección eficaz macroscópica de absorción para la mezcla.

Se notará que $\nu(i)$, $\Sigma_f(i)$ y Σ_a en la ecuación anterior deben ser calculados para la energía de los neutrones inductores de la fisión. Por ejemplo, si el combustible es una mezcla de U-235 y U-238 y las fisiones son inducidas por neutrones de baja energía, entonces:

$$\eta = \frac{\nu(235) \Sigma_f(235)}{\Sigma_a(235) + \Sigma_a(238)}$$

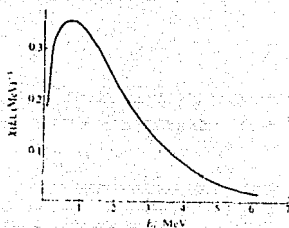
No hay términos que involucren al U-238 en el numerador porque este núclido no fisiona con neutrones de baja energía. Por otro lado, si este mismo combustible fuera usado en un reactor rápido, en el cual las fisiones son inducidas por neutrones de alta energía, esta sería:

$$\eta = \frac{\nu(235) \Sigma_f(235) + \nu(238) \Sigma_f(238)}{\Sigma_a(235) + \Sigma_a(238)}$$

En esta expresión todas las cantidades deben ser calculadas a altas energías.

Los neutrones rápidos son emitidos con un espectro continuo de energía como se puede ver en la figura siguiente. Este espectro es bien descrito por la función:

$$X(E) = 0.453 e^{-1.036E} \operatorname{senh} \sqrt{2.29E}$$



La función $X(E)$ es una función normalizada.

La energía más probable, correspondiente al pico de la curva -- $X(E)$, es 0.75 MeV.

Aunque los neutrones retardados ordinariamente comprenden menos del uno por ciento de los neutrones liberados en la fisión, juegan un papel importante en el control de los reactores nucleares. Estos neutrones son originados en el decaimiento por emisión de neutrones del núcleo producido en el decaimiento beta de ciertos productos de fisión. Por ejemplo, cuando el producto de fisión Br-87 decae a -- Kr-87, el segundo puede ser formado en un estado excitado. En este caso, el neutrón menos ligado en el Kr-87 no está ligado del todo, y es eyectado del núcleo con una energía de cerca de 0.3 MeV. Este neutrón es emitido tan pronto como el estado excitado se forma, y es te aparece, por lo tanto, con la emisión del Br-87 cuya vida media es de 54.5 segundos.

Núcleos tales como el Br-87 son llamados "precursores de neutrones retardados". Hay la creencia de que existen cerca de 20 de tales precursores, aunque solo unos pocos han sido positivamente -- identificados. Los precursores pueden ser divididos en seis grupos, cada uno con sus propias características de vida media. Los grupos de vidas medias y sus constantes de decaimiento se dan en la siguiente tabla para neutrones térmicos en la fisión del U-235. También -- se incluyen en la tabla los rendimientos observados (neutrones por -- fisión) de los neutrones retardados en cada grupo, junto con las --

"Fracciones β_i de neutrones retardados". La cantidad β_i es definida como la fracción de todos los neutrones liberados en la fisión que aparecen como neutrones retardados en el i ésimo grupo. En otras palabras, β_i es el rendimiento absoluto de neutrones del i ésimo grupo dividido por ρ . La "fracción total retardada β " es la suma de todas las β_i .

Datos de los neutrones retardados para la fisión
térmica del U-235

Grupo	Vida Media(s)	Constante de decaimiento (s^{-1})	Energía keV	Rendimiento	Fracción β_i
1	55.72	0.0124	250	0.00052	0.000215
2	22.72	0.0305	560	0.00346	0.001424
3	6.22	0.111	405	0.00310	0.001274
4	2.30	0.301	450	0.00624	0.002568
5	0.610	1.14	-	0.00182	0.000748
6	0.230	3.01	-	0.00066	0.000273

Rendimiento total: 0.0158

Fracción retardada total (β): 0.0065

4.6 TEORIA DE DIFUSION.

Resulta un poco difícil separar la teoría de las reacciones nucleares en cadena de la geometría propias de los núcleos de los reactores, haremos pues un estudio de los factores que permiten la autosustentación de una reacción en cadena, tomando en cuenta las geometrías en los casos que así se requiera.

4.6.1 BALANCE NEUTRONICO.

Para que un reactor sea capaz de mantener la reacción nuclear de fisión en cadena, es preciso que la masa o volumen de material fisible exceda de cierto valor crítico. La determinación del tamaño crítico se basa en el análisis de la conservación -o balance- de -

neutrones en un sistema reactor. Por una parte, se producen neutrones como consecuencia de reacciones de fisión, mientras que, por otra parte, hay pérdida de neutrones por fuga o escape del sistema, así como por absorción en reacciones de fisión y otros procesos no seguidos de fisión. La forma general de la ecuación de balance neutrónico es por tanto:

Ganancia neta de neutrones, por unidad de volumen.	=	Producción de neutrones por fisión, por unidad de volumen.	-	Pérdida de neutrones por escape y absorción, por unidad de volumen.
--	---	--	---	---

En forma más sencilla, puede escribirse:

$$\frac{dn}{dt} = \text{Producción} - \text{Escape} - \text{Absorción}$$

siendo n la densidad neutrónica, es decir, neutrones por unidad de volumen, y dn/dt su variación con respecto al tiempo; los términos de "producción", "escape" y "absorción" se refieren, naturalmente, a las velocidades de estos procesos por unidad de volumen del sistema. Cuando el sistema se encuentra en estado estacionario, dn/dt es igual a cero, de suerte que la ecuación de balance neutrónico en estado estacionario adopta la forma:

$$\text{Producción} = \text{Absorción} + \text{Escape}$$

En un sistema crítico, la producción de neutrones por fisión equilibra exactamente las pérdidas habidas por todos conceptos; la ecuación anterior es por tanto la forma más general de la ecuación crítica de un reactor nuclear.

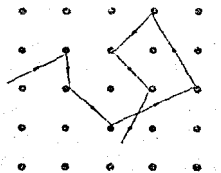
Así pues, el problema de determinar las condiciones físicas de criticidad de un reactor queda reducido, fundamentalmente, a la deducción de expresiones adecuadas para los términos que figuran en la ecuación anterior. La absorción neutrónica y la producción de neutrones por fisión dependen de las secciones eficaces correspondientes, que han de ser determinadas por vía experimental. Quiere decirse que el cálculo de los términos producción y absorción no presenta especiales dificultades, siempre que se conozcan las propiedades nucleares del sistema multiplicador de neutrones.

En cambio, la determinación del escape de neutrones dista - -

mucho de ser una cuestión tan simple; hay que decir, sin embargo, - que se trata de un problema de mecánica clásica, más que de un problema de física nuclear. El escape proviene del hecho de que los neutrones están en movimiento. En consecuencia, ocurrirá que siempre será mayor -por término medio- el número de neutrones que abandonan el reactor, donde la densidad neutrónica o concentración es alta, que el número de los que retornan al mismo procedentes del entorno, donde la densidad es baja. En la práctica, el movimiento de los neutrones viene afectado por las colisiones que experimentan con los núcleos atómicos, como consecuencia de las cuales se produce dispersión; ésta juega un papel preponderante en la difusión de neutrones, proceso en el que se basa la velocidad de escape.

4.6.2 DIFUSION DE NEUTRONES.

Los neutrones experimentan colisiones elásticas con todos los núcleos; resultando como consecuencia que una trayectoria neutrónica típica consiste en una serie de elementos rectilíneos que unen entre sí los puntos (núcleos) donde el neutrón ha realizado colisiones de dispersión. Estos segmentos son los caminos libres de dispersión.



Difusión elástica de neutrones en un medio sólido.

La dirección que el neutrón sigue tras una colisión de dispersión no se conoce exactamente, pero puede expresarse en función de una distribución de probabilidad. Ahora bien, cuando se considera un gran número de neutrones, hay siempre un desplazamiento neto desde regiones de mayor densidad neutrónica a otras de densidad menor. Este desplazamiento recibe el nombre de "difusión", y la velocidad

con que se produce puede determinarse, al menos en primera aproximación, con el auxilio de leyes sencillas bien conocidas.

Los neutrones que se producen por fisión en un reactor son rápidos, pero si se trata de un reactor intermedio o térmico, estos neutrones son frenados posteriormente por colisiones con los núcleos del moderador. Durante el proceso de moderación, los neutrones pueden escapar del sistema. Por consiguiente en las ecuaciones completas del balance neutrónico, ha de haber implicadas dos tipos de dependencias, una energética y otra espacial. Una vez que han sido termalizados, los neutrones se difunden durante cierto tiempo, hasta que sean capturados o escapen del sistema. Para su tratamiento teórico, conviene dividir el problema en varias partes.

Discutiremos en primer lugar la difusión de neutrones monoenergéticos, para los cuales se produce dispersión clásica sin pérdida neta de energía. Constituye ésta una buena aproximación del comportamiento de los neutrones térmicos en un medio débilmente absorbente, en el cual se mantiene una distribución de Maxwell-Boltzmann. Introduciremos a continuación un bosquejo general de la mecánica de las colisiones elásticas, con el fin de determinar la pérdida de energía que experimenta el neutrón en una colisión de este tipo.

4.6.3 TEORIA DE TRANSPORTE.

La difusión de neutrones es, en ciertos aspectos, más simple que la difusión gaseosa. La densidad de neutrones en los reactores nucleares es extramadamente pequeña, de suerte que son muy raras las colisiones de neutrones entre sí. Prácticamente, pues, todas las colisiones que originan difusión son aquellas que se producen entre los neutrones y los núcleos, fundamentalmente estacionarios, al medio difusor. Desde este punto de vista, la difusión de neutrones se asemeja más a la difusión de electrones en un metal que a la difusión gaseosa. El tratamiento riguroso de la difusión neutrónica es, no obstante, completamente análogo al que se utiliza en los estudios clásicos de difusión gaseosa.

4.6.4 APROXIMACION A LA TEORIA DE DIFUSION.

Con el fin de simplificar la ecuación de transporte, se - - -

introduce la hipótesis de que todos los neutrones poseen la misma - velocidad -o energía- y que en las colisiones de dispersión no se - producen variaciones de energía. Estas condiciones son aplicables, con buen grado de aproximación, a los neutrones que están en equilibrio térmico con un medio débilmente absorbente, siempre que se utilicen valores de las secciones eficaces adecuadamente promediados. - El flujo neutrónico que se define como el producto de la densidad -- neutrónica por la velocidad, muestra en general la doble dependencia espacial y energética. Como se ha postulado que la velocidad de los neutrones es constante, sólo hace falta considerar ahora el efecto - de la variación espacial.

En aquellas regiones que distan más de dos caminos libres medios de dispersión de fuentes neutrónicas, absorbentes intensos o - superficies límites, la distribución de los vectores de velocidad - neutrónica es probablemente independiente de la dirección. En tales circunstancias, la ecuación de transporte para neutrones monoenergéticos, que se dispersan sin perder energía se reduce a la llamada -- "aproximación de la teoría de difusión". Los resultados se utilizan mucho en el tratamiento teórico de los reactores térmicos.

Para que pueda aplicarse la teoría de difusión, es necesario -- que exista un gradiente, es decir, una variación con la distancia, - de cierta función de la densidad neutrónica. Como magnitud cuyo gradiente determina la velocidad neta de circulación de neutrones en -- una dirección determinada, de una región a otra de distinta densidad, se toma la propia densidad neutrónica. En consecuencia, para el caso de neutrones monoenergéticos, la bien conocida ley de difusión de Fick puede escribirse del modo siguiente:

$$J_z = - D_0 \frac{dn}{dz}$$

en la que n es el número de neutrones por unidad de volumen, siendo por tanto dn/dz el gradiente de densidad en la dirección z ; J_z es - la corriente neutrónica, es decir, el número neto de neutrones que atraviesa la unidad de superficie en la dirección z , por unidad de tiempo, y D_0 el coeficiente de difusión correspondiente.

Considerando la difusión neutrónica en todas direcciones, la - ecuación se escribe en la forma general.

$$J = - D_0 \text{ grad } n$$

siendo J , el vector de corriente neutrónica, el número de neutrones que fluyen por unidad de tiempo, en una dirección determinada, a través de la unidad de superficie normal a la dirección del flujo. Ahora bien, para el tratamiento que va a seguirse a continuación, resulta más conveniente utilizar el flujo neutrónico, en lugar de la densidad neutrónica. Como el flujo, ϕ , es igual a $n v$, siendo v la velocidad (constante) de los neutrones, la ecuación anterior se convierte en:

$$J = - D \text{ grad } \phi$$

siendo $D = D_0/v$. El coeficiente de difusión, D , para flujo neutrónico, que se denominan siempre "coeficiente de difusión", tiene dimensiones de una longitud; esto se deduce como consecuencia inmediata del hecho de que J y ϕ tienen las mismas dimensiones.

Si las condiciones son tales que resulta válida la aproximación de la teoría de difusión, el valor del coeficiente de difusión que se deduce de la teoría de transporte viene dado por:

$$D = \frac{1}{3(\Sigma_t - \bar{\mu}_0 \Sigma_s)}$$

siendo Σ_t la sección eficaz macroscópica total del medio, para neutrones monoenergéticos, y $\bar{\mu}_0$ el coseno medio del ángulo de dispersión neutrónica, en el sistema del laboratorio. Si la absorción del medio es relativamente débil, Σ_t puede sustituirse por Σ_s , sección eficaz macroscópica de dispersión, de suerte que:

$$D = \frac{l}{3 \Sigma_s (1 - \bar{\mu}_0)} = \frac{\lambda_s}{3(1 - \bar{\mu}_0)}$$

designando por $\lambda_s (= 1/\Sigma_s)$ el camino libre medio de dispersión. Las expresiones anteriores sin el factor $1/3$, reciben el nombre de "camino libre medio de transporte" y se representan por λ_{tr} y por lo tanto:

$$D = 1/3 \text{ de } \lambda_{tr}$$

Este resultado se aplica también a medios absorbentes de neutrones, si bien en este caso, $\lambda_{tr} = 1/(\Sigma_t - \Sigma_s \bar{\mu}_0)$.

Puede verse fácilmente que si la dispersión fuera isotrópica, es decir, con simetría esférica, en el sistema de laboratorio, el

coseno medio del ángulo de dispersión sería cero, resultando idénticas las lambdas. El factor $1/(1-\bar{\mu}_0)$ que puede considerarse como el factor de corrección de dispersión anisotrópica, representa la dispersión preferente en la dirección inicial del neutrón, antes de la colisión con un núcleo. En general, $\bar{\mu}_0$ disminuye al aumentar la masa del núcleo dispersante, disminuyendo paralelamente la tendencia a la dispersión anisotrópica. De aquí se deduce que para núcleos pesados, el factor $1/(1-\bar{\mu}_0)$ tiende a la unidad y que los caminos libres medios total y de transporte, así como las secciones eficaces correspondientes, no difieren mucho entre sí.

4.6.5 CALCULO DEL ESCAPE DE NEUTRONES.

Partiendo de las expresiones de la densidad de corriente, puede calcularse la velocidad del proceso de escape de neutrones, en un elemento de volumen determinado, siempre que se conozca el valor del flujo, $\phi(x,y,z)$, en función de las coordenadas espaciales. Sea un elemento de volumen rectangular dV , dimensiones dx , dy , dz , situado en un punto de coordenadas x , y , z , (ver figura). Consideremos las dos caras, de superficie $dx dy$, paralelas al plano xy . El número de neutrones que penetran por la cara inferior, por segundo, es igual a $J_z dx dy$, siendo J_z la corriente neutrónica neta en la dirección z ; análogamente, el número de neutrones que salen por la cara superior es J_z más $dz dx dy$.

Las corrientes neutrónicas en dirección z vienen dadas por expresiones donde interviene la parcial de ϕ respecto a z . Así pues suponiendo que D se mantiene constante, la velocidad neta de escape de neutrones, a través de las caras paralelas al plano xy , viene dada por:

$$\begin{aligned} (J_z + dz - J_z) dx dy &= -D \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z+dz} - \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right] dx dy \\ &= -D \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} dx dy dz \\ &= -D \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} dV \end{aligned}$$

Análogamente, a través de las caras paralelas a los planos yz y xz , se pierden neutrones con velocidades netas de

$$-D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} dV \quad \text{y} \quad -D \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} dV$$

respectivamente, de manera que sumando estos términos y dividiendo por dV se, obtiene el escape de neutrones por cm^3 por segundo

$$= -D (\nabla^2) \phi$$

siendo (∇^2) el símbolo del operador laplaciano.

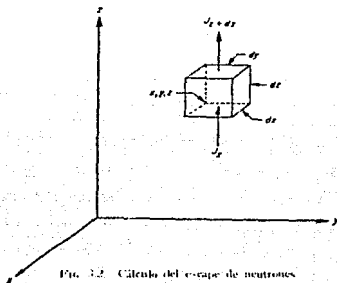


Fig. 3.2. Cálculo del escape de neutrones.

4.6.6 ECUACION DE DIFUSION.

Conviene escribir la ecuación de balance neutrónica de la forma siguiente:

$$\text{- Escape - Absorción + Producción} = \frac{dn}{dt}$$

en la que los términos del primer miembro se refieren a velocidades por cm^3 por seg., mientras que n es la densidad neutrónica, expresada en neutrones por cm^3 . El primer término es igual a $D \nabla^2 \phi$, el segundo término es $\Sigma_a \phi$ siendo Σ_a la sección eficaz macroscópica de absorción, para neutrones monoenergéticos, haciendo las sustituciones nos queda

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S = \frac{\partial n}{\partial t}$$

designando por S el término correspondiente a la fuente. Esta expresión fundamental en la teoría de reactores térmicos, se conoce

generalmente con el nombre de "ecuación de difusión". Por la forma en que se ha deducido, resulta claro que solo se aplica estrictamente a neutrones monoenergéticos y, aun en este caso, solamente a distancias superiores a dos o tres caminos libres medios de fuentes intensas, absorbentes o superficies límites. En particular, aplica siempre y cuando no se trate de un medio fuertemente absorbente.

Para un sistema estacionario $\partial n / \partial t = 0$, de suerte que la ecuación queda

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S = 0$$

En un medio no multiplicador, es decir, un medio que no contiene material fisible, el término de fuente es cero en todos los puntos, exceptuada la posición de la fuente neutrónica. Con $S = 0$, puede resolverse la ecuación diferencial para puntos exteriores a la región de la fuente. Se aplican luego a la fuente condiciones límites apropiadas, como se verá más adelante. Si se hace S igual a cero, la ecuación de difusión en estado estacionario se reduce a la forma homogénea, aplicable a todos los puntos con excepción de la fuente; así pues

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi = 0$$

$$\text{o bien} \quad \nabla^2 \phi - k^2 \phi = 0$$

$$\text{siendo} \quad k^2 = \frac{\Sigma_a}{D}$$

Como tiene dimensiones de una longitud recíproca y D de una longitud, resultan para k dimensiones de una longitud recíproca.

4.6.7 SOLUCION DE LA ECUACION DE DIFUSION.

La solución de la ecuación de difusión permite obtener la distribución espacial del flujo neutrónico en estado estacionario, en puntos de un medio no multiplicador distintos de la fuente. Como la ecuación de difusión es una ecuación diferencial no proporciona una representación completa de la situación física. En la solución general, aparecen constantes de integración arbitrarias. Con el fin de determinar los valores apropiados de estas constantes, es --

preciso someter las soluciones permitidas a ciertas restricciones, en forma de condiciones en los límites, deducida de la naturaleza física del problema. El número de estas condiciones ha de ser suficiente para que se obtenga una solución única, en la que no figuren constantes arbitrarias. En los párrafos que siguen, se examinan las condiciones en los límites más frecuentemente utilizadas en la solución de problemas de distribución neutrónica.

Cabe esperar que, en la superficie límite entre dos medios diferentes, exista continuidad tanto del flujo como de la corriente neutrónica. Así pues, suponiendo que se trata de neutrones monoenergéticos -o térmicos- tenemos la siguiente condición límite: "En la superficie de separación de dos medios cuyas propiedades de difusión son diferentes, el flujo neutrónico tiene el mismo valor en ambos medios". Si se representan los medios por los símbolos A y B quiere decirse que

$$(\phi_A)_0 = (\phi_B)_0$$

utilizándose el subíndice cero para indicar que los valores se aplican a la superficie límite.

Como la corriente neutrónica es un vector, la condición de continuidad exige también continuidad del componente normal a la superficie límite. Así pues, la condición límite de la corriente adopta esta forma: "En el plano de separación entre dos medios cuyas propiedades de difusión son diferentes, las corrientes neutrónicas netas en dirección normal a la superficie límite son iguales". Tomando el eje x en dirección normal a la superficie límite, la corriente neutrónica en esta dirección viene dada por:

$$J_x = -D \frac{d\phi}{dx}$$

Por consiguiente, la condición de continuidad de la corriente en la superficie límite expresa que

$$-D_A \left(\frac{d\phi_A}{dx} \right)_0 = -D_B \left(\frac{d\phi_B}{dx} \right)_0$$

Esta condición se satisface para una superficie límite esférica o cilíndrica infinita lo mismo que para un plano.

Hay que hacer constar que el empleo de la ecuación anterior

supone, implícitamente, la aplicabilidad de la teoría de difusión a la superficie límite entre dos medios. Aunque realmente no ocurre así, la teoría de transporte ha permitido demostrar, sin embargo, que dicha ecuación constituye una aproximación razonablemente buena de la condición límite exacta.

4.6 DISTANCIA EXTRAPOLADA.

Las cosas cambian cuando se trata de un medio difusor y el vacío, ya que no se produce dispersión de neutrones desde el vacío al medio difusor. Dicho de otro modo, los neutrones fluyen solamente en una dirección. "En este caso, la condición límite es la siguiente: "En las proximidades de la superficie límite entre un medio difusor y el vacío, el flujo neutrónico varía de tal modo que se anula a cierta distancia de la superficie, obtenida por extrapolación lineal". En general, la denominada corriente neutrónica neta representa el equilibrio entre las corrientes en dirección positiva y negativa; según la teoría de difusión, estas dos corrientes vienen dadas por:

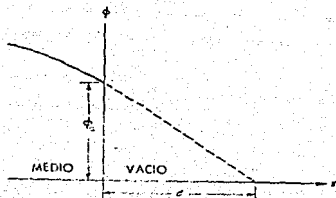
$$J_+ = \frac{\phi}{4} - \frac{D}{2} \cdot \frac{d\phi}{dx}$$

$$y \quad J_- = \frac{\phi}{4} + \frac{D}{2} \cdot \frac{d\phi}{dx}$$

y para los componentes en dirección x . La diferencia entre ambos componentes es la corriente neutrónica neta. En el caso que estamos considerando, es decir, en la superficie límite medio difusor-vacío, el componente negativo de la corriente neutrónica es cero, de suerte que

$$J_- = \frac{\phi}{4} + \frac{D}{2} \cdot \frac{d\phi}{dx} = 0$$

Como el flujo ϕ_0 en la superficie límite es positivo, se deduce de la ecuación anterior que, en dicha superficie límite, la pendiente $d\phi/dx$ de la distribución de flujo debe ser negativa, como se indica esquemáticamente en la figura.



Extrapolación del flujo neutrónico en una superficie límite plana

Si se extrapola el flujo neutrónico a la región vacía, mediante una recta cuya pendiente sea igual a la que existe en la superficie límite, a saber, $d\phi_0/dx$, la anulación del flujo se produciría a una distancia d que viene dada por

$$\frac{\phi_0}{d} = \frac{d\phi_0}{dx}$$

En consecuencia se deduce de la ecuación anterior que

$$d = 2D$$

o bien, puesto que $D = \frac{1}{3} \lambda_{tr}$

$$d = \frac{2}{3} \lambda_{tr}$$

esta distancia recibe el nombre de "distancia extrapolada".

4.6.9 DIFUSION DE NEUTRONES MONOENERGETICOS PROCEDENTES DE UNA FUENTE PUNTUAL.

A título de ilustración de como se resuelve un caso sencillo, de la ecuación de difusión, consideremos la difusión de neutrones monoenergéticos procedentes de una fuente puntual, en un medio infinito, no multiplicador. El resultado ofrece gran interés, ya que proporciona una interpretación física de la magnitud k , o más bien de la magnitud recíproca, denominada longitud de difusión.

Se supone, por sencillez, que la fuente neutrónica puntual existe en el medio infinito está situada en el origen de las coordenadas. Puede considerarse, pues, que la distribución neutrónica posee simetría esférica, y expresar el operador laplaciano en coordenadas esféricas. La ecuación de difusión, sin fuentes, adopta en este caso la forma

$$\frac{d^2\phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{d\phi}{dr} - k^2\phi = 0$$

siendo r la distancia a la fuente puntual. Esta ecuación se resuelve fácilmente haciendo $y = \phi/r$, lo que la reduce a

$$\frac{d^2y}{dr^2} - k^2y = 0$$

k^2 es una cantidad positiva, de modo que la solución general es

$$y = Ae^{-kr} + Ce^{kr}$$

y de aquí

$$\phi(r) = A \frac{e^{-kr}}{r} + C \frac{e^{kr}}{r}$$

viniedo determinadas las constantes A y C por las condiciones en los límites.

Si C fuera distinto de cero, resulta evidente de la ecuación anterior que el flujo neutrónico sería infinito para $r =$ infinito. Como el flujo debe ser finito siempre, excepto en el origen, se deduce que C debe ser igual a cero, lo que reduce la solución general de la ecuación, aplicable al caso presente, a la forma

$$\phi(r) = A \frac{e^{-kr}}{r}$$

Para calcular A , se utiliza la denominada condición de fuente. Sea J la densidad de corriente neutrónica en la superficie de una esfera de radio r , en cuyo centro se encuentra la fuente. El número de neutrones que atraviesan toda la superficie, por segundo, será $4\pi r^2 J$. El valor límite de esta expresión, al tender r a cero, será igual a la intensidad de la fuente, Q , es decir, el número de neutrones emitidos por la fuente puntual, en todas direcciones, por

segundo. En un punto situado a la distancia r de la fuente, la corriente neutrónica viene dada por

$$J = -D \frac{d\phi}{dr} = DAe^{-kr} \left(\frac{1+kr}{r^2} \right)$$

En consecuencia de lo dicho anteriormente

$$Q = \lim_{r \rightarrow 0} 4\pi r^2 J = \lim_{r \rightarrow 0} 4\pi r^2 DAe^{-kr} \left(\frac{1+kr}{r^2} \right)$$

de donde se deduce que

$$A = \frac{Q}{4\pi D}$$

Por consiguiente la ecuación de distribución de flujo neutrónico se convierte en

$$\phi(r) = \frac{Q}{4\pi D} e^{-kr}$$

que es la solución buscada de la ecuación de difusión.

4.6.10 LONGITUD DE DIFUSION.

La ecuación anterior permite deducir una expresión de la distancia recorrida por un neutrón, desde el punto en que se ha originado, es decir, desde su fuente, hasta el punto en que es absorbido. Ahora bien, en lugar de tratar el primer momento espacial del flujo, como sería de rigor en este caso, es preferible considerar el segundo momento espacial, con la vista puesta en posteriores desarrollos. El volumen de una corona esférica elemental, de radio r y espesor dr , en torno de la fuente puntual, tiene por valor $4\pi r^2 dr$. En una región de flujo ϕ y de sección eficaz macroscópica de absorción --

Σ_a , el número de neutrones absorbidos por cm^3 y por seg. viene dado por $\Sigma_a \phi$, de donde se deduce la velocidad de absorción neutrónica en la corona esférica es $4\pi r^2 dr \Sigma_a \phi$ neutrones por seg. Esto -- constituye una medida de la probabilidad de que un neutrón, saliendo

del centro de la esfera, sea capturado en el elemento dr , a la distancia r de la fuente.

De aquí se deduce que la distancia cuadrática media r^2 , desde la fuente neutrónica al punto de absorción, viene dada por

$$r^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^2 (4\pi r^2 \Sigma_a \phi) dr}{\int_0^{\infty} 4\pi r^2 \Sigma_a \phi dr}$$

Introduciendo el valor de ϕ , se obtiene

$$r^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^3 e^{-kr} dr}{\int_0^{\infty} r e^{-kr} dr} = \frac{6/K^4}{1/K^2} = \frac{6}{K^2}$$

Se define la longitud de difusión L , mediante la expresión

$$L = \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{\Sigma_a}} = \frac{1}{K}$$

teniendo presente la definición de k dada por la ecuación correspondiente. Se deduce, por consiguiente

$$L^2 = 1/6 \bar{r}^2$$

lo que nos dice que el cuadrado de la longitud de difusión de un neutrón monoenergético es igual a la sexta parte de la distancia cuadrática media (vector neto) comprendida entre la fuente y el punto en que el neutrón es absorbido por un núcleo.

Sustituyendo el valor de D por $\lambda_{tr}/3$ y Σ_a por $1/\lambda$ se obtienen nuevas relaciones entre la longitud de difusión y otras propiedades del medio: el resultado es

$$L = \sqrt{\frac{1}{3}} \lambda_{tr} \lambda_a$$

o bien si se define la "sección eficaz de transporte" $\Sigma_{tr} = 1/\lambda_{tr}$

$$L = \frac{1}{\sqrt{3} \Sigma_{tr} \Sigma_a}$$

Para elementos de número másico alto,

$$L \approx \frac{1}{\sqrt{3} \Sigma_t \Sigma_a}$$

Si se trata de un medio poco absorbente, Σ_c puede ser reemplazada por Σ_s .

4.6.11 DETERMINACION DE LA LONGITUD DE DIFUSION.

En un medio infinito constituido por un material determinado, la variación del flujo neutrónico con la distancia, en dirección perpendicular a una fuente plana infinita, viene representada por

$$\phi(z) = Ae^{-z/L}$$

siendo z la distancia al plano y A una constante. Aunque es imposible construir un medio infinito, cabe la posibilidad de determinar la longitud de difusión de los neutrones en un medio cualquiera, a partir de medidas del flujo a diversas distancias de la fuente plana situada en un paralelepípedo recto, de tamaño finito, del material difusor. Con la fuente en el plan xy , se demuestra que la variación de flujo a lo largo de una recta paralela al eje z , es decir, para valores constantes de x e y , viene expresada por

$$\phi(z) = \text{constante} \times e^{-\gamma z}$$

o bien

$$\frac{d \ln \phi(z)}{dz} = -\gamma$$

cuya validez está restringida a distancias no muy próximas a la fuente plana o a la cara superior del bloque paralelepípedo.

Para determinar el valor de γ , se mide el flujo neutrónico (o una magnitud proporcional al flujo) por el método de activación, a diferentes distancias z de la fuente. Representando gráficamente $\ln \phi(z)$ en función de z , la pendiente de la porción recta resultante es igual a $-\gamma$. Puede demostrarse teóricamente que

$$\frac{1}{L^2} = \gamma^2 - \left(\frac{v}{a}\right)^2 - \left(\frac{v}{b}\right)^2$$

siendo a y b las dimensiones del bloque en el plano xy (ver figura), incluida la distancia extrapolada.

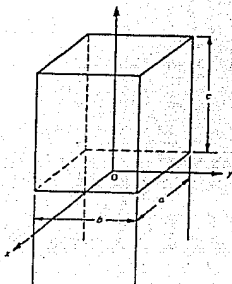


Fig. 33. Determinación de la longitud de difusión térmica.

Conocidos a , b y κ , puede calcularse la longitud de difusión L . Es importante hacer constar que los términos $(\kappa/a)^2$ y $(\kappa/b)^2$ tienen en cuenta el escape de neutrones por las caras laterales del paralelepípedo, como consecuencia del valor finito de a y b .

Con objeto de dar una idea de estos valores y su orden de magnitud, se consignan algunos datos en la siguiente tabla, correspondientes a 4 materiales moderadores importantes, a saber, agua ordinaria, agua pesada, berilio y carbono (grafito). Se consignan también las secciones eficaces macroscópicas de absorción, Σ_a , para neutrones térmicos, así como los coeficientes de difusión, D , calculados a partir de L y Σ_a mediante la ec. correspondiente.

Tabla 1. PROPIEDADES DIFUSORAS DE ALGUNOS MODERADORES PARA NEUTRONES TÉRMICOS

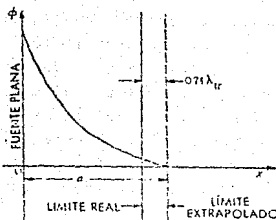
Moderador	Densidad (g. cm ⁻³)	L , cm	Σ_a , cm ⁻¹	D , cm
Agua	1,00	2,70	$2,2 \times 10^{-2}$	0,17
Agua pesada (99,75% D ₂ O)	1,10	100	$8,5 \times 10^{-4}$	0,85
Berilio	1,84	21	$1,2 \times 10^{-2}$	0,54
Carbono (grafito)*	1,70	54,2	$3,2 \times 10^{-3}$	0,74

* Producto comercial de alta pureza (para reactores).

Como las propiedades difusoras de un material dependen de su densidad, también se hace figurar esta magnitud en cada caso. El camino libre medio de transporte λ_{tr} , es igual a $3D$ y el camino libre medio de absorción, λ_a , es igual a $1/\Sigma_a$.

4.6.12 FUENTE PLANA INFINITA EN UN MEDIO DE ESPESOR FINITO.

Otro caso para el que ofrece cierto interés la solución de la ecuación de difusión de neutrones monoenergéticos -o térmicos- procedentes de una fuente plana infinita, en un medio no multiplicador, consistente en una placa de extensión infinita, pero de espesor finito (ver figura).



Distribución del flujo neutroónico en una placa de espesor finito, cuando la fuente neutroónica es una fuente plana infinita.

La situación en este caso presenta ciertas analogías con la de un reactor (fuente neutroónica) rodeado por un reflector (medio difusor).

Se elige de tal modo el sistema de coordenadas, que la fuente neutroónica coincida con el plano $x = 0$. Como se ha supuesto que la fuente es de extensión infinita, es evidente que, para un valor determinado de x , el flujo neutroónico es independiente de z y de y . En coordenadas rectangulares, el operador laplaciano es simplemente d^2/dx^2 , de suerte que la ecuación de difusión aplicable al presente caso adopta la forma

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} - k^2\phi = 0$$

siendo k , como antes, el recíproco de la longitud de difusión en el medio considerado. Puesto que k^2 es una cantidad positiva, la ecuación tiene como solución general

$$\phi(x) = Ae^{-kx} + Ce^{kx}$$

en la que las constantes A y C habrán de determinarse a partir de las condiciones en los límites.

Para calcular C se hace uso de la condición de que el flujo debe anularse en la superficie límite -hipotética- extrapolada; así - pues

$$\phi(a) = Ae^{-ka} + Ce^{ka} = 0$$

$$C = -Ae^{-2ka}$$

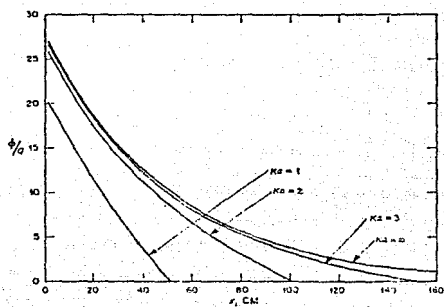
siendo a el espesor del medio, "incluida la distancia extrapolada". La constante A se calcula a partir de la condición de fuente, por un procedimiento similar al ya expuesto, obteniéndose como resultado

$$A = \frac{Q}{2kD(1+e^{-2ka})}$$

Introduciendo estos valores de A y C en la ecuación, se llega a la conclusión de que la distribución de flujo, en un medio de espesor finito, procedente de una fuente plana infinita de Q neutrones/(cm²) (s), viene dada por

$$\phi(x) = \frac{\text{sh } k(a-x)}{2kD \cosh(ka)} Q$$

La figura siguiente constituye una ilustración de como el espesor del medio difusor influye en la distribución del flujo. Se trata de una representación gráfica de ϕ/Q en función de la distancia x , a una fuente plana, para diversos espesores de grafito, a saber, ka igual a 1, 2, 3 e infinito, respectivamente.



Distribuciones de flujo neutro en medios de diferente espesor

4.7 REACCIONES NUCLEARES EN CADENA.

Para que en un reactor de tamaño finito pueda mantenerse una reacción en cadena autosostenida, deben producirse por fisión tantos neutrones, por lo menos, como neutrones se pierden por absorción y por escape.

Una de las propiedades fundamentales de todo sistema multiplicador, el que se están produciendo neutrones por fisión, es el "factor de multiplicación infinito". Se define como la "relación entre el número de neutrones que se producen por fisión en cada generación y el número de neutrones absorbido en la generación anterior, correspondiente a un sistema de tamaño infinito". En un sistema infinitamente grande no hay pérdida de neutrones por escape, de modo que la desaparición de neutrones del sistema se produce solamente por absorción, en el combustible, moderador, etc. La condición de criticidad, es decir, aquella que hace justamente posible la fisión en cadena autosostenida, se reduce a que el factor de multiplicación infinito, k_{∞} , sea igual a la unidad; en este caso, el número de neutrones producidos en cada generación sería exactamente igual a número de neutrones perdidos en la generación anterior. De este modo, podría mantenerse un estado estacionario con densidad neutrónica constante, prosiguiendo la reacción en cadena con una velocidad constante y bien definida.

Ahora bien, cuando se trata de un sistema finito, parte de los neutrones se pierden por escape; la condición de criticidad viene dada, en este caso, por el "factor de multiplicación efectivo, k_{ef} , que se define como "la relación entre el número de neutrones producidos por fisión en cada generación y el número total de neutrones perdidos, por absorción y por escape, en la generación anterior". Así pues, la condición de criticidad, en un sistema de tamaño finito, se reduce a $k_{ef} = 1$, siendo posible en tales circunstancias el mantenimiento de la fisión en cadena, en régimen de estado estacionario. En cambio si las condiciones son tales que $k_{ef} < 1$ la cadena sería convergente e iría extinguiéndose de modo gradual. Ocurriría que, en cada generación, se perderían de una forma u otra más neutrones que los producidos por fisión, de suerte que la densidad neutrónica y por tanto, la velocidad de fisión, disminuirían de modo constante. Se dice en este caso que el sistema es sucrífico. -

Finalmente cuando $k_{ef} > 1$, la cadena es divergente, y el sistema se denomina supercrítico. En este último caso, se producirán en cada generación más neutrones de los que se pierden, con el resultado de que tanto la población neutrónica como la velocidad de fisión aumentarían en forma continua.

De las definiciones anteriores, referentes a los factores de multiplicación infinito y efectivo, se deduce que

$$k_{ef} = \frac{\text{Neutrones absorbidos}}{k_{\infty} \text{ Neutrones absorbidos} + \text{Neutrones que escapan}} = P$$

La relación que define P constituye, pues, una medida de la probabilidad de que los neutrones no escapen del sistema, sino que permanezcan en el mismo hasta que sean absorbidos. Se puede escribir -- por consiguiente,

$$k_{ef} = k_{\infty} P$$

siendo P la denominada "probabilidad de permanencia" del sistema. Así pues, el problema de establecer la condición de criticidad, es decir, la que corresponde a $k_{ef} = 1$, se divide en dos partes. La primera consiste en establecer el factor de multiplicación infinito, que es función de los materiales -combustible, moderador, refrigerante, etc.- que integran el reactor. En el caso de que el combustible y el moderador constituyan un sistema heterogéneo --o reticular- también juega en papel importante la forma en que es tán distribuidos los materiales. La segunda parte consiste en calcular la probabilidad de permanencia, que depende parcialmente de la naturaleza de los materiales, pero sobre todo de la geometría del sistema, es decir, de su forma y tamaño. Para un reactor de composición determinada, la probabilidad de permanencia aumenta con el tamaño del mismo, tendiendo a la unidad para sistemas de tamaño infinito, en cuyo caso k_{∞} y k_{ef} son idénticos.

4.7.1 FORMULA DE LOS CUATRO FACTORES.

Para determinar el factor de multiplicación infinito correspondiente a un sistema determinado, conviene dividirlo en cuatro

partes. El tratamiento que se sigue a continuación se refiere, más concretamente, a los reactores térmicos, en los cuales la mayoría de las fisiones proceden de la captura de neutrones térmicos. El primero de estos factores es ϵ , ya definido anteriormente, sin embargo, para fijar ideas, supondremos que el combustible está constituido por uranio natural, o bien por uranio ligeramente enriquecido -unas cuantas unidades, por ciento- en el isótopo U-235. Es este un combustible bastante típico de los reactores térmicos, aunque los argumentos que se presentan a continuación pueden aplicarse también a otros combustibles. Supongamos que en un instante determinado, que representa el comienzo de una generación, hay n neutrones térmicos dispuestos para ser absorbidos por el combustible; en consecuencia, se producirán por fisión $n\epsilon$ neutrones rápidos. Parte de estos neutrones serán capturados por núcleos de U-235 y U-238, antes de que sean moderados de modo apreciable, provocando la fisión de los mismos. Para energías neutrónicas superiores a 1 MeV, la mayor parte de las fisiones por neutrones rápidos originadas en el combustible son las de U-238, dada la mayor sección eficaz macroscópica de este isótopo. Como en cada fisión rápida se produce, por término medio, más de un neutrón, el número de neutrones disponibles resulta incrementado. Para tener en cuenta este hecho, se introduce el factor de fisión rápida, representado por ρ , que se define como "la relación entre el número total de neutrones (rápidos), moderándose a partir de la energía umbral de fisión del U-238, y el número de neutrones producidos por fisiones térmicas. Por consiguiente, la captura en el combustible de n neutrones térmicos conduce a $n\rho\epsilon$ neutrones rápidos que se van moderando a partir de la energía umbral de fisión del U-238, energía del orden de 1 MeV.

A lo largo del proceso de moderación subsiguiente, parte de los neutrones son capturados en reacciones distantes de la fisión, denominándose "probabilidad de escape a la resonancia", p , a la fracción de neutrones no capturados. Por consiguiente el número de neutrones que alcanzan energías térmicas es $n\rho\epsilon p$. La probabilidad de escape a la resonancia depende de las secciones eficaces macroscópicas de absorción y dispersión del sistema combustible-moderador, según la ecuación.

$$p(E) = \exp \left\{ -\frac{1}{\epsilon} \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s} \cdot \frac{dE}{E} \right\}$$

Viene pues, determinado por la naturaleza de los materiales y la concentración de los mismos. Más adelante se indicaría algunos valores de p , correspondientes a diversos sistemas.

Una vez termalizado, los neutrones difundirán durante cierto tiempo en el sistema limitado, hasta que son absorbidos, finalmente, por el combustible, por el moderador, o por las impurezas que en uno y otro puedan existir, a las que es frecuente denominar con el término general de "moderador". Así pues, de la totalidad de los neutrones térmicos, solamente se absorben en el combustible una fracción f , denominada "utilización térmica", definida por

$$f = \frac{\text{Número de neutrones absorbidos en el combustible}}{\text{Número de neutrones térmicos absorbidos}}$$

Al igual que la probabilidad de escape a la resonancia, p depende de la naturaleza del combustible y del moderador, así como de las proporciones relativas de uno y otro.

La velocidad de absorción de neutrones térmicos, por unidad de volumen y por unidad de tiempo, es igual a $\Sigma_a \phi$, siendo Σ_a la sección eficaz macroscópica de absorción y ϕ el flujo de neutrones térmicos. En el volumen V , la velocidad de absorción será, pues, $V \Sigma_a \phi$, referida a la unidad de tiempo. Por consiguiente, la expresión general siguiente representa la utilización térmica

$$f = \frac{V_u \Sigma_{au} \phi_u}{V_u \Sigma_{au} \phi_u + V_m \Sigma_{am} \phi_m + V_i \Sigma_{ai} \phi_i}$$

en la que los subíndices u , m , i se refieren al combustible (uranio), moderador e impurezas, respectivamente. La forma de utilizar esta ecuación depende de que el sistema considerado sea homogéneo o heterogéneo.

Cuando se trata de sistema homogéneo, es decir, aquellos en que el combustible y las impurezas están dispersos uniformemente por todo el moderador, resulta que V_u , V_m y V_i son idénticos, iguales todos ellos al volumen total del sistema. Como además, el flujo neutrónico tiene el mismo valor en todos los constituyentes, la ecuación anterior se reduce a

$$f = \frac{\Sigma_{au}}{\Sigma_{au} + \Sigma_{am} + \Sigma_{ai}}$$

Las secciones eficaces macroscópicas son las que corresponden a un sistema homogéneo, cuyos valores se determinan basándose en el hecho de que cada sustancia se encuentra distribuida uniformemente por todo el volumen del sistema.

En el caso de sistemas heterogéneos, es decir, aquellos en que el combustible se encuentra distribuido en el moderador en forma de fragmentos discretos, tales como barras o placas, los valores de los volúmenes ya no son idénticos e iguales al volumen de todo el sistema, sino que representan los volúmenes individuales de combustible, moderador e impurezas. Como es natural las secciones eficaces se determinan sobre esta base, de suerte que sus valores son los que corresponden a cada material por separado. Conviene, para ciertos fines, dar a la ecuación que define f otra forma. Se demuestra fácilmente que, para cualquier constituyente de un sistema heterogéneo $V \bar{\Sigma}_a$ es igual a $V_t \bar{\Sigma}_a$, siendo V_t el volumen total del sistema y $\bar{\Sigma}_a$ la sección eficaz macroscópica que se obtendrá suponiendo que todos los materiales integrantes del sistema heterogéneo están distribuidos uniformemente; la ec. que define f puede escribirse

$$f \text{ (hétéreo)} = \frac{\bar{\Sigma}_{au} \phi_u}{\bar{\Sigma}_{au} \phi_u + \bar{\Sigma}_{am} \phi_m + \bar{\Sigma}_{ai} \phi_i}$$

Como en un sistema infinito todos los n_{nc} p neutrones que alcanzan energías térmicas son absorbidos, resulta que el número de neutrones de cada generación absorbidos en el combustible vendrá dado por $n_{nc} p f$. Conviene ahora, para nuestro objeto, definir el factor de multiplicación infinito k_{∞} , correspondiente a un reactor térmico, como el cociente entre el número de neutrones térmicos producidos y por tanto, absorbidos en la generación anterior, en un medio infinito, es decir,

$$k_{\infty} = \frac{n_{nc} p f}{n}$$

Esta es la denominada a veces "fórmula de los cuatro factores". La división en cuatro partes del factor de multiplicación infinito simplifica considerablemente el cálculo de esta propiedad fundamental de los sistemas multiplicadores. Los métodos de cálculo, que dependen de que el sistema sea homogéneo o heterogéneo, se describirán más adelante.

4.7.2 ECUACION DE CRITICIDAD PARA UN GRUPO.

Como antes hemos visto, la condición de criticidad de un reactor de tamaño finito expresa que $k_{ef} = 1$. Para que pueda utilizarse este resultado en la determinación del tamaño crítico de un reactor, es necesario relacionar la probabilidad de permanencia P , con las propiedades físicas del sistema combustible-moderador. Dado -- que del sistema escapan neutrones de todas las energías, y que la velocidad del proceso está regida por los coeficientes de difusión y gradientes de concentración correspondientes a todas las energías, resulta evidente que el cálculo completo del escape neutrónico es un problema sumamente complejo. Con el fin de simplificar el tratamiento se han propuesto varios métodos aproximados, algunos de los cuales se estudian a continuación. Hay que hacer la salvedad de -- que los razonamientos se aplican, exclusivamente, a "reactores desnudos", es decir, reactores sin reflector.

La aproximación más sencilla, para deducir la ecuación crítica de un reactor, consiste en considerar que todos los neutrones poseen la misma energía. Este es el denominado método de difusión para "un grupo", en el que se supone que todos los procesos neutrónicos a saber, producción, difusión-escape y absorción, tienen lugar con una sola energía. La aproximación a que conduce este método resulta más apropiada para reactores rápidos, en los que apenas se produce moderación de neutrones, que para reactores térmicos, ya -- que en estos últimos coexisten neutrones de toda una gama de energías.

En un reactor crítico, la densidad neutrónica se mantiene en un estado estacionario sin necesidad de una fuente extraña -o primaria-; esto significa que en la ecuación de difusión en régimen de -- estado estacionario, es decir,

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S = 0$$

la fuente, S , corresponde exclusivamente a los neutrones de fisión producidos por el material combustible. Como ya se ha indicado, -- por cada neutrón absorbido en el núcleo se producen k neutrones de fisión; en nuestro caso, la velocidad de absorción neutrónica, por unidad de volumen, es $\Sigma_a \phi$ mientras que S es igual a $k_{\infty} \Sigma_a \phi$. Por -- consiguiente la ecuación anterior, correspondiente a un reactor --

crítico, adopta la forma

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + K_{\infty} \Sigma_a \phi = 0$$

o bien reagrupando términos,

$$\nabla^2 \phi + \left(\frac{K_{\infty} - 1}{D} \right) \Sigma_a \phi = 0$$

En la hipótesis de que todos los neutrones tienen idéntica energía, D/Σ_a es igual a L^2 , cuadrado de la longitud de difusión para dicha energía; la ec. anterior se convierte, por lo tanto, en

$$\nabla^2 \phi + \frac{(K_{\infty} - 1)}{L^2} \phi = 0$$

En un medio multiplicador cualquiera, no necesariamente crítico, la distribución de flujo neutrónico puede representarse por medio de la ec. siguiente, con apropiadas condiciones en los límites

$$\nabla^2 \phi + B^2 \phi = 0$$

siendo B^2 la denominada laplaciana del sistema ó "buckling", que constituye una medida de la curvatura de la distribución del flujo neutrónico. De las dos ecuaciones anteriores se deduce que la condición de criticidad para un reactor desnudo, dentro de la teoría de un grupo, viene expresada por

$$\frac{K_{\infty} - 1}{L^2} = B_C^2$$

siendo B_C^2 el buckling crítico, es decir, en el valor correspondiente de esta magnitud en el sistema crítico. La ecuación anterior muestra que, en el tratamiento por un solo grupo de neutrones, la laplaciana crítica viene determinada por los valores de k_{∞} y L^2 , propiedades ambas características del sistema (multiplicador) combustible moderador. Esta es la razón por la cual la magnitud definida por la ec. mencionada se denomina, a veces, laplaciana material o buckling de los materiales. Como veremos más adelante es posible resolver la ec. penúltima para una configuración geométrica determinada, introduciendo condiciones en los límites apropiados, y obtener así una expresión general de B^2 en función de las dimensiones del sistema. Igualando este resultado a la laplaciana crítica deducida de

la ec. última, puede calcularse fácilmente el tamaño del sistema crítico que corresponde a la configuración geométrica considerada. Reagrupando términos en la ec. anterior, puede suscribirse.

$$\frac{K_{\infty}}{1 + L^2 \frac{B^2}{C}} = 1$$

que es la forma usual de la ecuación de criticidad y para un grupo. Como la condición general de criticidad establece que $k_{ef} = 1$, se deduce que

$$K_{\infty} \frac{1}{1 + L^2 \frac{B^2}{C}} = 1 = K_{\infty} \beta$$

El factor $1/(1 + L^2 \frac{B^2}{C})$ representa, pues, la probabilidad de permanencia correspondiente al sistema crítico, dentro de la teoría de un grupo.

4.7.3 ECUACION DE CRITICIDAD PARA DOS GRUPOS.

En el método de dos grupos, que constituye una aproximación bastante buena para reactores térmicos grandes, se considera que los neutrones son, una de dos, rápidos o térmicos. Estrictamente hablando, no hay, pues neutrones de energía intermedia, si bien se tiene en cuenta que existe un equivalente de absorción de resonancia. Quiere decirse que no todos los neutrones que abandonan el grupo rápido entran en el grupo térmico, ya que parte de ellos se pierden por captura, en reacciones distintas de fisión. Como veremos más adelante, por cada neutrón térmico absorbido se producen k_{∞}/ρ neutrones rápidos (de fisión). Por consiguiente, la velocidad de producción de neutrones rápidos, por unidad de volumen, viene dada por $(k_{\infty}/\rho) \Sigma_2 \phi_2$ siendo Σ_2 la sección eficaz macroscópica de absorción y ϕ_2 el flujo de neutrones térmicos. La ecuación de difusión para neutrones rápidos en régimen de estado estacionario adopta pues la forma

$$D_1 \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_1 \phi_1 + (k_{\infty}/\rho) \Sigma_2 \phi_2 = 0$$

en la que los subíndices 1 y 2 se refieren a neutrones rápidos y térmicos, respectivamente. El símbolo Σ_1 representa la sección eficaz macroscópica de moderación de neutrones, desde el grupo rápido

al térmico. Si no se produjera captura de resonancia, la velocidad de transferencia de neutrones al grupo térmico sería $\Sigma_1 \phi_1$, pero como la probabilidad de que un neutrón rápido llegue a térmico es p , resulta que la fuente de neutrones térmicos vale realmente $p \Sigma_1 \phi_1$. Así pues, la ecuación de difusión para neutrones térmicos, en régimen de estado estacionario, viene dada por

$$D_2 \nabla^2 \phi_2 - \Sigma_2 \phi_2 + p \Sigma_1 \phi_1 = 0$$

Para resolver las dos ecs. anteriores hay que expresar las distribuciones espaciales de los flujos neutrónicos, térmico y rápido, mediante las ecs. respectivas

$$\nabla^2 \phi_1 + B^2 \phi_1 = 0$$

$$y \quad \nabla^2 \phi_2 + B^2 \phi_2 = 0$$

a las que habría que aplicar condiciones apropiadas en los límites. Se puede demostrar que B^2 debe tener el mismo valor para ambos grupos de neutrones. En estas circunstancias, sustituyendo en la primera de las dos ecs. $\nabla^2 \phi_1$ por $-B_C^2 \phi_1$ y en la segunda $\nabla^2 \phi_2$ por $-B_C^2 \phi_2$ (se utiliza la laplaciana crítica, B_C^2 , puesto que ambas ecuaciones se aplican a un sistema en estado estacionario, es decir, a un sistema crítico), se deduce que

$$-(D_1 B_C^2 + \Sigma_1) \phi_1 + (K_\infty / p) \Sigma_2 \phi_2 = 0$$

$$y \quad p \Sigma_1 \phi_1 - (D_2 B_C^2 + \Sigma_2) \phi_2 = 0$$

La condición para que estas ecuaciones simultáneas tengan una solución no nula (regla de Cramer) es que el determinante de los coeficientes sea cero, es decir

$$(D_1 B_C^2 + \Sigma_1) (D_2 B_C^2 + \Sigma_2) - K_\infty \Sigma_1 \Sigma_2 = 0$$

Dividiendo por $\Sigma_1 \Sigma_2$ y sustituyendo D_1 / Σ_1 por L_1^2 y D_2 / Σ_2 por L_2^2 se le deduce que

$$\frac{K_\infty}{(1 + L_1^2 B_C^2) (1 + L_2^2 B_C^2)} = 1$$

siendo esta la ecuación crítica de un reactor desnudo, en la teoría de difusión de dos grupos. Se ve inmediatamente que se trata de una ecuación similar a la ecuación de criticidad para teoría de un grupo, con la excepción de que en ella figuren dos factores de la forma $1/(1 + L^2 B_c^2)$, que representan las probabilidades de permanencia del sistema crítico, correspondientes a cada uno de los dos grupos de neutrones.

4.7.4 METODO DE LA DIFUSION EDAD.

Nota aclaratoria: En el tratamiento de este método se utilizarán algunos conceptos que se derivan del estudio de la moderación, que no han sido expuestos aun, pero que se tratarán cuando se exponga este tema, se pide se acepten ahora, pudiendo consultar el tema si se quiere.

En la aproximación denominada de difusión-edad, que conduce a una ecuación crítica muy utilizada, se hace una estimación del escape de neutrones utilizando el concepto de moderación continua, con el fin de determinar el valor de la fuente en la ecuación de difusión en estado estacionario. Por definición, la densidad de moderación a la energía E es igual al número de neutrones, por cm^3 por seg., moderados a partir de esta energía. Si no hubiera captura neutrónica de resonancia durante el proceso de moderación, la citada densidad podría tomarse igual al valor de $q(E)$ que constituya la solución adecuada de la ecuación de edad de Fermi. Para el caso de que la absorción sea débil, la densidad de moderación viene dada por $p(E)q(E)$, siendo $p(E)$ la probabilidad de escape a la resonancia para neutrones de energía E . Por consiguiente, la densidad de moderación para neutrones térmicos con absorción es igual a $p q_{th}$, siendo p la probabilidad de escape a la resonancia, global de los neutrones térmicos y q_{th} la solución de la ecuación de Fermi para neutrones de energía térmica. Dicho de otro modo, el número de neutrones por cm^3 y por seg. que se convierten en térmicos, $p q_{th}$, es la fuente que hay que utilizar en la ecuación de difusión térmica. Para calcular q_{th} , se escribe la ecuación de Fermi en la forma

$$\nabla^2 q(\tau, r) = \frac{\partial q(\tau, r)}{\partial \tau}$$

indicando que q es función, a la vez, de la energía neutrónica -o edad- y de la posición. Para resolver esta ecuación, se separan las variantes edad y coordenadas espaciales, escribiendo

$$q(\tau, r) = T(\tau)R(r)$$

en la que $T(\tau)$ es únicamente función de la edad -o energía- y $R(r)$ una función de la posición solamente. Introduciendo la en la penúltima se deduce que

$$\frac{\nabla^2 R(r)}{R(r)} = \frac{1}{T(\tau)} \cdot \frac{dT(\tau)}{d\tau}$$

En cada miembro de la ec. anterior, figura solamente una variable -única, de suerte que puede igualarse a una constante, es decir,

$$\frac{\nabla^2 R(r)}{R(r)} = -B^2$$

o bien,

$$\nabla^2 R(r) + B^2 R(r) = 0$$

Asimismo

$$\frac{1}{T(\tau)} \cdot \frac{dT(\tau)}{d\tau} = -B^2$$

La ecuación anterior tiene por solución

$$T(\tau) = A e^{-B^2 \tau}$$

siendo A una constante a determinar. Introduciendo esta solución en la ec.

$$q(\tau, r) = T(\tau)R(r)$$

esta adopta la forma

$$q(\tau, r) = AR(r)e^{-B^2 \tau}$$

en la que B^2 ha de ser forzosamente una cantidad real y positiva, para que se satisfaga la condición física de que la densidad de moderación no puede aumentar con la edad.

Un método sencillo para calcular la constante A , consiste en considerar la densidad de moderación de los neutrones de fisión de

edad cero; esta magnitud viene representada por

$$q(0, r) = AR(r)$$

puesto que es cero. La velocidad del proceso de moderación de neutrones, partir de la energía de fisión, debe ser igual al número total de neutrones de fisión generados en el medio multiplicador considerado, por cm^3 y por seg., número que se calcula del modo siguiente.

Si se absorben n neutrones térmicos, entonces el número de neutrones absorbidos en el combustible es nf . Se puede demostrar fácilmente que esto da lugar a la producción de $nf_{\eta c}$ neutrones de fisión, es decir, $f_{\eta c}$ neutrones de fisión por cada neutrón absorbido. Como el factor de multiplicación infinito, k_{∞} , es igual $f_{\eta c} p$, siendo p la probabilidad de escape a la resonancia, se deduce que, por cada neutrón térmico absorbido, se producen k_{∞} / p neutrones de fisión. El número de neutrones térmicos absorbidos por cm^3 y por seg., es igual a $\Sigma_a \phi$, siendo ϕ el flujo de neutrones térmicos, resultando, por tanto, que el número total de neutrones de fisión generados, por cm^3 y por seg., que es también la densidad de moderación de neutrones de fisión, es igual a $(k_{\infty} / p) \Sigma_a \phi$. De la ec. anterior se deduce que

$$AR(r) = \frac{K_{\infty}}{p} \Sigma_a \phi(r)$$

y de la penúltima ec.

$$q(r, r) = \frac{K_{\infty}}{p} \Sigma_a \phi(r) e^{-B^2 r}$$

Los razonamientos anteriores llevan a la conclusión de que la fuente de neutrones térmicos es equivalente a $p q(r_{th}, r)$ y, por tanto, la ecuación de difusión en estado estacionario o crítica para neutrones térmicos se convierte en

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + K_{\infty} \Sigma_a \phi e^{-B_c^2 r_{th}} = 0$$

habiéndose omitido la coordenada espacial, r , por sencillez y representando B_c^2 el valor de B^2 correspondiente al sistema crítico. Utilizando el hecho de que D / Σ_a es igual al cuadrado de la longitud de difusión térmica, L^2 , se deduce que la condición de criticidad viene expresada por la ec.

$$\nabla^2 \phi + \frac{K_{\infty} e^{-B_c^2 \tau_{th}} - 1}{L^2} \phi = 0$$

Según la ec.

$$AR(r) = \frac{K_{\infty}}{p} \Sigma_a \phi(r)$$

$R(r)$ es proporcional a $\phi(r)$, de suerte que la ecuación

$$\nabla^2 R(r) + B^2 R(r) = 0$$

puede escribirse de la forma

$$\nabla^2 \phi + B^2 \phi = 0$$

idéntica a la ec. ya tratada anteriormente, que expresa la distribución del flujo neutrónico -en este caso el flujo de neutrones ~~térmicos~~ en función de la laplaciana. Esto significa que la constante B_c^2 que figura en la ec. de criticidad es, realmente, la laplaciana crítica -o material- del sistema. Por comparación se deduce que

$$B_c^2 = \frac{K_{\infty} e^{-B_c^2 \tau_{th}} - 1}{L^2}$$

o bien

$$\frac{K_{\infty} e^{-B_c^2 \tau_{th}}}{1 + L^2 B_c^2} = 1$$

que es la ec. crítica de difusión-edad correspondiente a un reactor desnudo. En el tratamiento anterior, se ha supuesto implícitamente que los neutrones de la fuente, es decir, los neutrones de fisión, poseen todos la misma energía. Ahora bien, la ec. anterior puede aplicarse con toda generalidad, siempre que se adopte para τ_{th} el valor medio de la edad Fermi de los neutrones térmicos, ponderada en forma correcta de acuerdo con el espectro de fisión.

CAPITULO V

MODERACION DE NEUTRONES

5.1 DISPERSION ELASTICA.

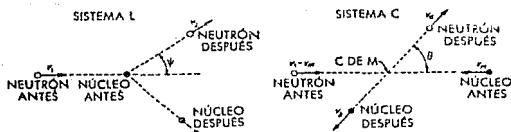
En el proceso que se conoce con el nombre de moderación, en virtud del cual los neutrones producidos por fisión son frenados a energía térmicas, puede haber implicadas tanto colisiones inelásticas como colisiones elásticas de los neutrones con diversos núcleos. En un reactor, la dispersión inelástica sólo es importante cuando las colisiones se producen con núcleos de número másico bastante alto, por ejemplo, hierro y uranio. Ahora bien, incluso en estos casos, la energía del neutrón debe ser como mínimo de 0.1 MeV. Los neutrones de energía inferior son incapaces de producir la excitación de los núcleos y no pueden, por tanto, ser moderados por colisiones inelásticas. Así pues, en los reactores en los que la mayoría de las fisiones son producidas por neutrones de energía inferior a 0.1 MeV, es necesario introducir un material de número másico bajo que actúe como moderador. Los núcleos de este material actúan como blancos de colisiones elásticas con neutrones; cuanto más ligero sea el núcleo, mayor es la fracción de energía que el neutrón pierde en la colisión.

En un reactor térmico, la gran mayoría de los procesos de moderación se producen con neutrones de energía inferior a 0.1 MeV, lo cual significa que predominan los procesos de dispersión elástica. Por ello, el tratamiento matemático de la moderación de neutrones se basa exclusivamente en tales colisiones, a las que pueden aplicarse los métodos de la mecánica clásica, admitiendo que tanto los neutrones como los núcleos dispersante se comportan como esferas perfectamente elásticas. Mediante los principios de la conservación de la energía y de la cantidad de movimiento, se puede deducir una relación entre el ángulo de dispersión y la energía neutrónica, antes y después de la colisión con un núcleo. Diversos resultados de gran interés se obtienen luego por introducción de una ley de dispersión adecuada.

Para el estudio de las colisiones elásticas, se utilizan dos sistemas de referencia adecuados, que se conocen con los nombres de sistema del laboratorio (L) y sistema del centro de masas (C), res-

pectivamente. En el primero, se supone que el núcleo dispersante está en reposo antes de la colisión, mientras que, en el segundo, es el centro de masas del sistema neutrón-núcleo el que se considera estacionario durante la colisión. El punto de vista del sistema L es, fundamentalmente, el de un observador externo; en cambio, en el sistema C es el que corresponde a un observador situado en el centro de masas del conjunto neutrón-núcleo. Para el tratamiento teórico del problema, el sistema C es más simple, si bien las medidas experimentales se realizan siempre en el Sistema L.

Se presenta en la fig., en ambos sistemas, las condiciones existentes antes y después de la colisión. El neutrón, cuya masa es aproximadamente la unidad en la escala convencional de masas atómicas, se mueve con velocidad v_1 referida al núcleo másico A. Como el blanco permanece estacionario en el sistema L, la cantidad



Dispersión neutrónica en los sistemas del laboratorio (L) y del centro de masas (C)

de movimiento del neutrón, v_1 , es también la cantidad de movimiento total. La masa total de las partículas en colisión es A más 1, de suerte que la velocidad del centro de masa, v_m , en el sistema L, viene dada por

$$v_m = \frac{v_1}{A + 1}$$

En el sistema C, la velocidad del neutrón antes de la colisión es $v_1 - v_m$; por consiguiente, utilizando el valor de v_m antes deducido, se concluye que

$$v_1 - v_m = \frac{Av_1}{A + 1}$$

Así pues, en el sistema C, el neutrón y el núcleo dispersante aparecen moviéndose uno hacia el otro, con velocidades $Av_1/(A + 1)$ y $v_1/(A + 1)$, respectivamente. En consecuencia, la canti-

dad de movimiento del neutrón (masa unidad) es $Av_1/(A+1)$, - mientras que la del núcleo (masa A) es también $Av_1/(A+1)$, pero en sentido opuesto. Esto significa que la cantidad de movimiento total antes de la colisión, con respecto al centro de masas, es nula, y también debe ser nula después de la colisión, puesto que se satisface el principio de conservación de la cantidad de movimiento.

Una vez realizada la colisión, el neutrón sale en el sistema C formando el ángulo θ con su dirección inicial; éste es el ángulo de dispersión en el sistema C. El núcleo de retroceso debe moverse en sentido opuesto, ya que el centro de masas se mantiene siempre en la recta que une ambas partículas. Designando por v_a y v_b las velocidades respectivas del neutrón y del núcleo después de la colisión, en el sistema C, la condición de que la cantidad de movimiento total ha de ser nula viene expresada por

$$v_a = Av_b$$

Como antes hemos visto, las velocidades del núcleo y del neutrón antes de la colisión vienen dadas, en el sistema C, por las dos primeras ecs. En consecuencia, puede escribirse inmediatamente la condición de conservación de la energía, en la forma

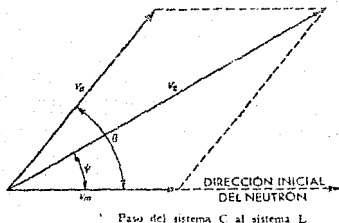
$$\frac{1}{2} \left(\frac{Av_1}{A+1} \right)^2 + \frac{1}{2} A \left(\frac{v_1}{A+1} \right)^2 = \frac{1}{2} v_a^2 + \frac{1}{2} Av_b^2$$

figurando en el primer miembro la energía cinética total, antes de la colisión, y en el segundo el valor correspondiente después de la colisión. Resolviendo el sistema constituido por las dos últimas ecs., se obtiene para v_a y v_b las expresiones

$$v_a = \frac{Av_1}{A+1} \quad \text{y} \quad v_b = \frac{v_1}{A+1}$$

Si se comparan estos valores con los de las velocidades antes de la colisión se verá que son idénticos antes y después, en el sistema C.

Para poder determinar la pérdida de la energía cinética que experimenta un neutrón cuando choca con un núcleo prácticamente estacionario, es preciso trasladar al sistema L los resultados obtenidos para el sistema C. Esta transformación se realiza fácilmente, teniendo en cuenta el hecho de que los dos sistemas deben moverse siempre, uno con respecto al otro, con la velocidad (v_m) del centro de masas del sistema L. En estas condiciones, la velocidad final del neutrón después de la colisión, en el sistema L, se obtiene sumando al vector v_n el vector v_m . Esta suma vectorial aparece en la fig. en la que el ángulo formado por los dos vectores, teta, representa el ángulo de dispersión en el sistema C.



Si se designa por v_2 la velocidad del neutrón después de la colisión, en el sistema L, se deduce de la fórmula de cosenos,

$$v_2^2 = v_1^2 \frac{A^2 + 2A \cos\theta + 1}{(A + 1)^2}$$

El ángulo ψ , formado por los vectores v_2 y v_m , es el ángulo de dispersión en el sistema L. Justamente, el valor medio del coseno de este ángulo, $\cos \psi$, para un gran número de dispersiones, es lo que figura representado por μ_0 en la ec de λ_{tr} .

Variación de la energía en la dispersión.

Sean $E_1 = 1/2 m v_1^2$, y $E_2 = 1/2 m v_2^2$ los valores de la energía cinética del neutrón antes y después de la colisión, respectivamente. La relación entre ambas energías viene dada por la ec.

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{A^2 + 2A \cos\theta + 1}{(A + 1)^2}$$

Se supone, de ahora en adelante, que el sistema del laboratorio, - con un núcleo prácticamente estacionario, representa las condiciones de la dispersión real. Introduciendo una propiedad del núcleo dispersante relacionada con su masa, definida por

$$\alpha = \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right)^2$$

la ecuación anterior se convierte en

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{2} [(1 + \alpha) + (1 - \alpha) \cos \theta]$$

Para $\theta = 0$, es decir, cuando se trata de una colisión rasante, el cociente E_2/E_1 presenta su valor máximo, lo que significa que la pérdida de energía producida en la colisión es mínima; en este caso, $\cos \theta$ es igual a la unidad, deduciéndose de la ec. anterior

$$\frac{E_{\max}}{E_1} = 1 \quad \text{o bien} \quad E_{\max} = E_1$$

Las energías del neutrón antes y después de la colisión son iguales, es decir, el neutrón no experimenta pérdida de energía en la colisión. En cambio la transferencia máxima de energía, que corresponde al valor mínimo de E_2/E_1 , se produce para $\theta = \pi$, es decir, cuando se trata de una colisión central. El valor de $\cos \theta$ es ahora -1 , y se deduce que

$$\frac{E_{\min}}{E_1} = \alpha \quad \text{o bien} \quad E_{\min} = \alpha E_1$$

Así pues, el valor mínimo a que se puede reducir la energía de un neutrón, en un proceso de colisión elástica, es αE_1 , siendo E_1 la energía antes de la colisión. La pérdida relativa máxima, en una colisión es

$$\frac{E_1 - E_{\min}}{E_1} = 1 - \alpha$$

siendo la pérdida máxima absoluta, igual a $E_1(1 - \alpha)$.

Es evidente que la pérdida de energía que experimenta un neutrón, por colisión elástica, dependerá del número másico del núcleo blanco, ya que de éste depende la magnitud α . Para el hidrógeno $A=1$ y, por tanto, $\alpha = 0$; en consecuencia, un neutrón puede perder toda su energía cinética por colisión con un átomo de hidrógeno. Esto ocurre, naturalmente, porque el neutrón y el núcleo de átomo de hidrógeno (protón) tiene prácticamente la misma masa. En el caso del carbono, $A=12$ y $\alpha = 0.716$; la pérdida relativa máxima que experimenta la energía de un neutrón, por colisión con un átomo de carbono, es, por consiguiente, $1 - 0.716 = 0.284$.

5.2 LEY EMPÍRICA DE DISPERSIÓN.

La ecuación que establece una relación entre el cociente de energía, E_2/E_1 , y el ángulo de dispersión, θ , en el sistema C; es necesaria para deducir una expresión de la variación media de energía que se produce en una colisión, además, es necesario introducir una ley de dispersión, es decir un postulado referente a la probabilidad que tienen los diversos ángulos de dispersión. La hipótesis de que la dispersión de neutrones posee simetría esférica, es decir, isotrópica, en el sistema C, parece conducir a una descripción satisfactoria de la dispersión elástica de neutrones con energías de unos cuantos MeV. Dicho de otro modo, puede postularse -- que todos los valores de $\cos \theta$, desde -1 a $+1$, son igualmente probables. Esta ley empírica de dispersión sirve de base a todo el tratamiento que se sigue a continuación.

Aunque la dispersión sea esféricamente simétrica en el sistema C, puede no serlo en el sistema L, a menos que la masa del núcleo dispersante sea muy grande, comparada con la del neutrón. En este último caso, el centro de masas queda situado muy cerca del núcleo, y el sistema L se aproxima al C. A la misma conclusión se llega por otro procedimiento. A partir de la fig. anterior se de-

muestra fácilmente que

$$\cos \psi = \frac{A \cos \theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \theta + 1}}$$

siendo ψ y θ los ángulos de dispersión en los sistemas L y C, respectivamente. Para un núcleo pesado, $A \gg 1$, en cuyo caso $\cos \psi \approx \cos \theta$, es decir, el ángulo de dispersión en el sistema L se aproxima al ángulo de dispersión en el sistema C. Por consiguiente, si la dispersión tiene simetría esférica en el último, la tendrá en el primero.

Suponiendo que la dispersión es isótropa en el sistema C, el coseno medio del ángulo de dispersión en el sistema L, es decir $\bar{\mu}_0$, viene dado por

$$\bar{\cos \psi} = \mu_0 \frac{\int_0^{4\pi} \cos \psi \, d\Omega}{\int_0^{4\pi} d\Omega}$$

siendo $d\Omega$ un elemento del ángulo sólido. Mediante el cambio de variables $d\Omega = 2\pi \sin \theta \, d\theta$, e introduciendo el valor de $\cos \psi$ se deduce que

$$\bar{\mu}_0 = \frac{2}{3A}$$

Así pues, $\bar{\mu}_0$ decrece al aumentar la masa del núcleo dispersante, conclusión que ya se había establecido anteriormente.

5.3 DECREMENTO ENERGETICO LOGARITMICO MEDIO.

Para el estudio de la moderación de neutrones, en lugar de calcular la variación media de energía que se produce en una colisión de dispersión elástica, resulta más conveniente el valor medio de la disminución del logaritmo neperiano de la energía neutrónica, por colisión, magnitud que se denomina "decremento energético logarítmico medio". Se define como el valor medio para todas las colisiones, de la diferencia $\ln E_1 - \ln E_2$, es decir, de $-\ln(E_1/E_2)$, siendo E_1 la energía del neutrón antes de la colisión

y E_2 la energía después de la colisión. Designando por ξ esta magnitud y teniendo en cuenta que los valores de $\cos \theta$ son equiprobables, desde -1 a 1 , se deduce que $\frac{E_1}{E_2} d(\cos \theta)$

$$\xi = \ln \frac{E_1}{E_2} = \frac{\int_{-1}^1 \ln \frac{E_1}{E_2} d(\cos \theta)}{\int_{-1}^1 d(\cos \theta)}$$

en cuya expresión los límites de integración se refieren a $\cos \theta$ introduciendo el valor de E_1/E_2 se obtiene

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1}$$

o bien, utilizando la ec. que define α

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1+\alpha} \ln \alpha$$

Para valores de A superiores a 10 , constituye una buena aproximación a la ec. anterior la fórmula siguiente:

$$\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}}$$

Incluso para $A = 2$, el error que se comete aplicando la ec. anterior es solamente del 3.3%.

Como se deduce de la penúltima ec., el valor de ξ es independiente de la energía inicial del neutrón, en el supuesto de que la dispersión sea simétrica en el sistema C . Dicho de otro modo, en todas las colisiones que un neutrón realiza en un medio dispersante determinado, el neutrón pierde siempre -por término medio- la misma fracción de su energía inicial. Hay que insistir en que los resultados anteriores implican la hipótesis de que el núcleo se mantiene estacionario antes de la colisión, lo cual solo se justifica si la energía vibratoria del núcleo dispersante es muy pequeña, comparada con la energía cinética del neutrón. Esto es lo que ocurre cuando se trata de neutrones con energías superiores al valor térmico.

Se consignan en la siguiente tabla los valores de α y ξ co

respondientes a unos cuantos elementos, casi todos ellos de número másico bajo. Para calcular el número medio de colisiones, en un moderador determinado, necesarias para reducir la energía de los neutrones de fisión, por ejemplo, de 2 MeV, al valor térmico de la temperatura ordinaria (0.025 eV), no hay más que dividir $\ln(2 \times 10^6 / 0.025)$ por el valor de ξ del moderador considerado; así pues,

$$\text{Número de colisiones para termalización (2 MeV a 0.025 eV)} = \ln \frac{2 \times 10^6}{0.025} \frac{1}{\xi} = 18.2 \frac{1}{\xi}$$

Los valores calculados mediante esta ec. se incluyen también en la tabla.

PROPIEDADES DISPERSANTES DE ALGUNOS NÚCLEOS

Elemento	N.º atómico	α	ξ	Colisiones para termalización
Hidrógeno	1	0	1.000	18
Deuterio	2	0.111	0.725	25
Helio	4	0.350	0.425	43
Berilio	9	0.640	0.206	86
Carbono	12	0.716	0.158	114
Uranio	238	0.983	0.00333	2172

Cuando el moderador no es un elemento simple, sino un compuesto que contiene núcleos, el valor efectivo o medio- de ξ viene dado por

$$\xi = \frac{\sigma_{s1} \xi_1 + \sigma_{s2} \xi_2 + \dots + \sigma_{sN} \xi_N}{\sigma_{s1} + \sigma_{s2} + \dots + \sigma_{sN}}$$

siendo σ_s la sección eficaz de dispersión; los subíndices 1, 2, ..., n se refieren a los núcleos respectivos. En el caso del agua, por ejemplo, cuya molécula contiene dos núcleos de hidrógeno y uno de oxígeno, la expresión adecuada para calcular el valor de ξ_{H_2O} en la siguiente

$$\xi_{H_2O} = \frac{2\sigma_s(H) + \sigma_s(O) \xi(O)}{2\sigma_s(H) + \sigma_s(O)}$$

puesto que ξ_H vale la unidad. Expresiones análogas se aplican a mezclas de elementos o de compuestos.

5.4 PODER MODERANTE Y RELACION DE MODERACION.

Según la ec. que define el número de colisiones, el valor de ξ es inversamente proporcional al número de colisiones de dispersión necesarias para termalizar un neutrón de fisión. Constituye, pues, una medida parcial de la capacidad de moderación de un material dispersante. Un buen moderador es aquel en que se produce, por término medio, una disminución considerable de la energía neutrónica en cada colisión; es decir, por tanto que ξ sea lo más grande posible. Ahora bien, un valor grande de ξ no quiere decir nada, a menos que la probabilidad de dispersión representada por la sección eficaz de dispersión, para neutrones de energía superior a la térmica sea también grande. Pues bien, el producto $\xi \Sigma_s$, siendo Σ_s la sección eficaz macroscópica de dispersión del moderador, para neutrones epitérmicos, recibe el nombre de "poder moderante". Si se trata de un compuesto, el poder moderante se calcula mediante la expresión

$$\xi \Sigma_s = N (V_1 \sigma_{s1} \xi_1 + V_2 \sigma_{s2} \xi_2 + \dots + V_i \sigma_{si} \xi_i + V_n \sigma_{sn} \xi_n)$$

en la cual v_i es el número de átomos de la clase i existentes en la molécula, y N el número de moléculas por unidad de volumen del moderador. El poder moderante indica mejor la eficiencia de un moderador que el valor de ξ aislado, ya que aquel es igual ξ/λ_s y representa, por tanto, la disminución media del logaritmo de la energía neutrónica por cm de trayectoria. En la siguiente tabla figuran los poderes moderantes de diversos materiales constituidos por elementos de número másico bajo; se ha puesto que las secciones eficaces de dispersión se mantienen constantes, en el intervalo energético de 1 a 10^5 ev.

PROPIEDADES DE ALGUNOS MODERADORES

Moderador	Poder moderante	Relación de moderación
Agua	1,28	58
Agua pesada	0,18	21000
Helio "	10 ⁻⁴	45
Berilio	0,16	130
Grafito	0,065	200

Aunque el poder moderante constituye una indicación satisfactoria de la capacidad de un material para moderar neutrones, hay que reconocer que no tiene en cuenta la posibilidad de que dicho material sea un absorbente de neutrones fuerte. Así, por ejemplo, el poder moderante del boro es superior al del carbono, a pesar de lo cual el boro sería completamente inútil como moderador, debido a su elevada sección eficaz de absorción neutrónica. En realidad, cualquier substancia apreciablemente absorbente sería inútil como moderador. Esta es la razón de que el litio y el boro no figuren en las tablas anteriores; su poder moderante carece de interés.

El cociente $\xi \Sigma_s / \Sigma_a$ entre el poder moderante y la sección eficaz macroscópica de absorción, recibe el nombre de "relación de moderación"; se trata de una magnitud de gran importancia, desde el punto de vista teórico, para expresar la efectividad de un moderador. Se han hecho figurar algunos valores aproximados de esta relación en la tabla anterior, habiendo utilizado para calcularlos las secciones eficaces de absorción para neutrones térmicos. Se ve inmediatamente que el agua pesada es un moderador excelente. En el caso de que no convenga el empleo de un líquido, berilio y carbono son evidentemente los posibles sustitutos del agua pesada, -- aunque menos eficientes. El agua ordinaria puede utilizarse en determinadas circunstancias, por ejemplo, con combustible enriquecido, y presenta entre otras ventajas la posibilidad de ser empleado en reactores de pequeño tamaño. El helio a presiones elevadas, al igual que el agua, puede utilizarse tanto como moderador como fluido de transmisión de calor. Así pues, la elección de moderador en cada caso particular depende de otros factores, además de su poder moderante y relación de moderación.

5.5 LETARGIA.

Resulta conveniente para muchos propósitos, expresar la energía de un neutrón, E , en forma logarítmica, definiendo una magnitud denominada "letargia o decremento energético logarítmico", así

$$u = \ln \frac{E_0}{E}$$

en la que E_0 es una energía arbitraria de referencia, a la que corresponde letargia cero. Por lo general, se asigna a esta energía un valor elevado, por ejemplo, 10 MeV, de suerte que casi todos los neutrones de un reactor poseen energías inferiores a E_0 y, por tanto, letargias positivas. De la ec. de definición, se deduce que la letargia de un neutrón va aumentando según va siendo moderado.

Sean E_1 y E_2 las energías de un neutrón, antes y después de una colisión de dispersión, y u_1 y u_2 las letargias respectivas; la variación de la letargia viene dada por

$$u_1 - u_2 = \ln \frac{E_1}{E_2}$$

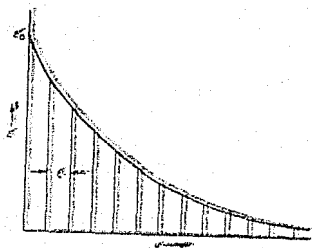
Como la magnitud ξ definida anteriormente es el valor medio de $-\ln(E_1/E_2)$, resulta evidente que ξ puede considerarse como la variación media de la letargia, por colisión, de un neutrón. Esto significa que el recíproco, $1/\xi$ es igual al número medio de colisiones por unidad de variación de letargia. Cuando se trata de dispersión con simetría esférica en el sistema C, ξ -y, por tanto, $1/\xi$ - es independiente de la energía neutrónica inicial. Así -pues, para aumentar su letargia en una cantidad determinada, un neutrón debe realizar en el moderador de que se trate el mismo número de colisiones, por término medio, sea cual fuere su energía. Este hecho es una de las ventajas que presenta el empleo de la variable letargia.

$$E = E_0 e^{-u}$$

Según la ec. que define la letargia.

$$E = E_0 e^{-u}$$

Lo que significa que la representación gráfica de E en función de x (ver fig.)



Relación entre energía y distancia

es de naturaleza exponencial. Si se dibuja una serie de segmentos verticales espaciados regularmente a la distancia dx , puede comprobarse que las alturas de estos segmentos representan, de acuerdo con el resultado deducido en el párrafo anterior, los valores medidos de la energía del neutrón a lo largo de las sucesivas colisiones que va experimentando. Se ve que el neutrón pierde mucha energía en las primeras colisiones y menos en las últimas.

5.6 DISTRIBUCIÓN ENERGÉTICA SIN ABSORCIÓN.

Supongamos que se producen neutrones rápidos - por ejemplo por fisión con velocidad bien definida, en todo el volumen de un moderador de tamaño finito. Al chocar con los núcleos del moderador, los neutrones van perdiendo energía, hasta que se convierten en térmicos. Ahora bien, como se están generando neutrones rápidos de modo continuo, llegará un momento en que se alcance una distribución de energías neutroónicas en régimen de estado estacionario. Esta distribución energética dependerá, naturalmente, del número de neutrones absorbidos en el sistema, así como de los que escapan del -

mismo mientras son moderados. Por el momento, sin embargo, suponemos que el moderador es de extensión infinita, de suerte que no hay pérdida de neutrones por escape, y, asimismo, que no se produce absorción durante la moderación. El destino final de los neutrones térmicos no interesa por ahora.

Es fácil deducir una expresión de la distribución energética que muestran los neutrones mientras son moderados, realizando el balance neutrónico durante el proceso de moderación, en un elemento infinitesimal en el espacio de energías, dE , análogo a un elemento infinitesimal de volumen en el espacio ordinario. Sea $\phi(E)$ el flujo de neutrones de energía E , por unidad de intervalo de energía, y $\Sigma_s(E)$ la sección eficaz macroscópica correspondiente. En estas condiciones, el número de neutrones que salen del elemento dE , por cm^3 y por seg. como resultado de colisiones de dispersión es $\Sigma_s(E) \phi(E) dE$.

Para calcular el número de neutrones que entran en el intervalo energético dE , por dispersión, mientras son moderados, se introduce el concepto de "densidad de moderación", representado por el símbolo q , y que se define como "el número de neutrones, por cm^3 y por seg., que son moderados a partir de una energía determinada E ". Consideremos un valor E' de la energía tal que $\ln(E'/E)$ sea igual a ξ para el medio en que los neutrones se están moderando. Quiere decir que un neutrón dispersado en E' tendrá una energía cuyo valor se ha reducido a E , por término medio. Como se ha postulado que no hay pérdida de neutrones ni por absorción ni por escape, es evidente que el número de neutrones que entran en el intervalo dE , comprendido entre E y $E - dE$, será igual -por término medio- al número de neutrones dispersados en el intervalo comprendido entre E' y $E' - dE'$. Por definición de ξ , la probabilidad de que un neutrón de energía E' sea dispersado en dicho intervalo es igual a $(\ln E' - \ln(E' - dE'))/\xi$, es decir, $dE'/E' \xi$. Llamado $q(E')$ la densidad de moderación en E' , la velocidad con que tiene lugar el proceso de dispersión en el intervalo dE' será $q(E')dE'/E'$ y éste es justamente el número de neutrones que entran en el intervalo dE , por cm^3 y por seg. Como no hay pérdidas este

número vendrá expresado por $q(E)dE/E \xi$.

En el estado estacionario, la condición de equilibrio exige que la velocidad de dispersión hacia el exterior del intervalo dE sea igual a la velocidad de dispersión hacia el interior de este intervalo energético, puesto que no se pierden ni por absorción ni por escape; por tanto,

$$\xi_s(E) \phi(E)dE = \frac{q(E) dE}{E\xi}$$

de suerte que

$$\phi(E) = \frac{q(E)}{E\xi \xi_s(E)}$$

Mediante un tratamiento más riguroso, se puede demostrar que la ec. anterior conduce a resultados satisfactorios, siempre que la energía neutrónica E , sea inferior a $\alpha^2 E_i$ la energía inicial del neutrón. No puede aplicarse, pues, cuando se trata de un moderador - hidrogenado, ya que para el hidrógeno α es nulo. En cambio, constituye una buena aproximación para moderadores de número másico superior al del hidrógeno, incluido el deuterio, en la mayor parte del intervalo energético de moderación.

Al no haber pérdidas, el número de neutrones que son moderados a partir de una energía cualquiera es constante; dicho de otro modo, en el caso considerado es independiente de la energía. Por otra parte, la variación de ξ_s con la energía, en la región inmediatamente superior a la térmica, no es muy grande. En consecuencia la ec. anterior implica que $\phi(E)$ es aproximadamente proporcional al $1/E$; éste es el fundamento teórico de la ley $1/E$ que sigue la distribución de las energías -o velocidades- de los neutrones en la región epitérmica.

5.7 DISTRIBUCION ENERGETICA CON ABSORCION.

Cuando la moderación de neutrones tiene lugar en presencia de un absorbente, la distribución energética difiere de la deducida anteriormente. La densidad de moderación, q , ya no es independiente de la energía, debido a que se están perdiendo neutrones mientras son moderados. La variación de densidad de moderación, a través del intervalo energético dE , surge como consecuencia de la absorción de neutrones en este intervalo; la velocidad de absorción es igual a $\Sigma_a(E) \phi(E)dE$, siendo $\Sigma_a(E)$ la sección eficaz macroscópica de absorción para neutrones de energía E , de suerte que

$$\frac{\partial q(E)}{\partial E} dE = \Sigma_a(E) \phi(E)dE$$

o bien,

$$\frac{\partial q(E)}{\partial E} = \Sigma_a(E) \phi(E)$$

Al considerar el régimen de estado estacionario en el elemento energético dE , hay que tener muy presente que ahora desaparecen neutrones, tanto por dispersión como por absorción. El número de neutrones por cm^3 y por seg. que abandonan el intervalo dE es, por consiguiente $\{\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)\} \phi(E)dE$

En cambio, la velocidad de dispersión hacia dicho intervalo, mientras son moderados, es la misma que cuando no hay absorción, es decir $q(E')dE'/E' \xi$, teniendo E' el mismo significado que antes. Con tal de que la absorción entre E' y E no sea muy grande, esta velocidad de dispersión es aproximadamente igual a $q(E)dE/E\xi$. De aquí se deduce que, en el estado estacionario

$$(\Sigma_s + \Sigma_a) \phi(E)dE = \frac{q(E)}{E\xi} dE$$

o bien

$$\phi(E) = \frac{q(E)}{E \xi (\Sigma_s + \Sigma_a)}$$

habiéndose omitido el argumento (E) en las secciones eficaces, con objeto de simplificar la notación. Introduciendo este valor de ϕ en la parcial de q con respecto a E, e integrando, se obtiene

$$q(E) = q_0 \text{ EXP } \left\{ - \frac{1}{\xi} \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s} \cdot \frac{dE}{E} \right\}$$

El subíndice cero se refiere a los neutrones iniciales o de la fuente.

La "probabilidad de escape a la resonancia" se representa por $p(E)$ y se define como la "fracción de neutrones de la fuente que escapan a la captura, mientras son moderados a una energía determinada E". Tratándose de un reactor de neutrones térmicos, la energía E que interesa es, naturalmente, el valor térmico. El término "resonancia", utilizado en conexión con la magnitud $p(E)$, se debe a que la mayoría de las capturas neutrónicas tiene lugar en la región de resonancia del absorbente, por ejemplo, U-238. La fracción de neutrones que logran alcanzar una energía E es igual, evidentemente, al cociente de la densidad de moderación a esta energía, $q(E)$, y el valor inicial q_0 . Este último a su vez, es igual a la densidad de moderación a cualquier energía, en un medio donde no se producen ni absorción ni escape; quiere decirse que $p(E)$ es igual a $q(E)/q_0$, de modo que

$$p(E) = \text{EXP } \left\{ - \frac{1}{\xi} \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s} \cdot \frac{dE}{E} \right\}$$

5.8 FERMÍ, (MODERACION CONTINUA) MODELO DE LA EDAD.

La etapa siguiente en la discusión sobre la moderación de neutrones consiste en investigar la distribución espacial de neutrones a diferentes energías, que resulta de la difusión en el

proceso de moderación. El problema es de gran importancia, puesto que el escape neutrónico en un medio finito viene determinado, juntamente, por la distancia media (vector neto) entre el punto en que se origina un neutrón y el punto en que se convierte en térmico, - como consecuencia de la moderación. Tiene, pues, un significado - directo en relación con el tamaño crítico de un reactor térmico. Si esta distancia media es grande, el reactor tendrá que ser grande, con objeto de reducir la probabilidad de escape de los neutrones, antes de que hayan sido moderados a energías térmicas. Así - pues, la distribución espacial de los neutrones durante el proceso de moderación, en un medio de dimensiones finitas, es lo que determina las pérdidas por escape.

El problema se resuelve en forma sencilla, aunque aproximada, tomando por base el modelo de "moderación continua", determinado - también el modelo de la edad de Fermi. No se aplica, sin embargo, a moderadores constituidos por núcleos muy ligeros, especialmente hidrógeno. Consideremos un neutrón producido a la energía de fisión - o fuente- E_0 ; mantendrá esta energía durante cierto tiempo, hasta que choca con un núcleo. Como la velocidad del neutrón se ha reducido, el tiempo que transcurre entre colisiones aumenta, - por término medio. Este proceso de difusión a energía constante, alternado con colisiones que rebajan la energía, se repite en forma continua hasta que el neutrón es termalizado.

Como la variación media del logaritmo neperiano de la energía neutrónica por colisión, ξ , es independiente de la energía, resulta que la representación gráfica de $\ln E$ en función del tiempo t , para el intervalo comprendido entre la energía de fisión (E_0) y la energía térmica (E_{th}), adopta la forma de la fig. siguiente. La gráfica consiste en una serie de escalones de altura aproximadamente igual a (ξ), cuya anchura va aumentando gradualmente. Cada tramo representa la energía constante del neutrón mientras se está difundiendo, entre dos colisiones, indicando la longitud del mismo tiempo transcurrido entre ambas.



Modelo de moderación continua

Aun suponiendo que se originan con la misma energía y que difunden en el mismo medio, los neutrones individuales se comportan de modo diferente, por lo cual la representación gráfica de $\ln E$ en función de t , variará de un neutrón a otro. Ahora bien, cuando se trata de núcleos difusores de número másico mediano o alto, la dispersión de energías entre los neutrones de la misma generación es relativamente pequeña, y ello hace posible promediar el comportamiento de un gran número de neutrones individuales. En estas condiciones, también es pequeña la variación logarítmica de la energía por colisión, lo que se traduce en escalones de poca altura. Por consiguiente, la serie de escalones puede reemplazarse, sin grave error, por una curva continua como la dibujada en la fig. Este es el fundamento del modelo de moderación continua (edad Fermi), en el que se supone que los neutrones pierden energía continuamente durante la moderación, en lugar de hacerlo de modo discontinuo como ocurre en la realidad.

Conviene destacar que el modelo de moderación continua solo es válido, incluso como aproximación, para moderadores constituidos por elementos de número másico bastante alto. No puede aplicarse al hidrógeno y deuterio, ni a los moderadores que contienen estos átomos, por ejemplo, agua ordinaria o agua pesada. Como ya se ha indicado, cabe la posibilidad de que un neutrón pierda toda su energía en una simple colisión con un átomo de hidrógeno.

5.9 ECUACION DE LA EDAD

El primer problema a resolver es el establecimiento de una ecuación que represente la distribución espacial de la densidad de moderación, según el modelo de moderación continua, en un medio no absorbente de dimensiones finitas. El desarrollo que presentamos a continuación no es completamente riguroso, pero tiene la ventaja que conduce a resultados correctos en forma relativamente sencilla. En un medio de dimensiones finitas, es inevitable el escape de neutrones por las superficies límites. Por consiguiente, existirán en el moderador gradientes de densidad neutrónica -o de flujo-, con el resultado de que la densidad de moderación será función de la posición, además de serlo de la energía neutrónica.

En la hipótesis de que no desaparecen neutrones por absorción, puede establecerse que la variación de la densidad de moderación, en el intervalo energético dE , en un punto determinado del medio, es igual al número de neutrones de energía E -por cm^3 y por seg.- que difunden alejándose de dicho punto, es decir,

$$\frac{\partial q(E)}{\partial E} dE = -D(E) \nabla^2 \phi(E) dE$$

o bien

$$\frac{\partial q(E)}{\partial E} = -D(E) \nabla^2 \phi(E)$$

representando el segundo miembro la velocidad de difusión neutrónica, y teniendo en cuenta la definición de $\phi(E)$.

Antes hemos visto que la ec. de $\phi(E)$ conduce a resultados satisfactorios para moderadores de número másico bastante alto, siempre que no se produzca absorción. Esta es justamente, la clase de moderadores para los que es aplicable el modelo de moderación continua. Por consiguiente, podemos introducir el valor de

$\phi(E)$ que figura en dicha ec. de suerte que

$$\frac{\partial q}{\partial E} = - \frac{D}{\xi \Sigma_S E} \nabla^2 q$$

o bien,

$$\nabla^2 q = - \frac{\xi \Sigma_S E}{D} \cdot \frac{\partial q}{\partial E}$$

habiéndose omitido una vez más, los argumentos energéticos de q , D y Σ_S , aunque todas estas magnitudes son función de la energía neutrónica.

Se define ahora una nueva variable, $\tau(E)$, a la energía E , mediante la expresión

$$\tau(E) = \int_E^{E_0} \frac{D}{\xi \Sigma_S E} dE$$

siendo E_0 la energía de los neutrones de la fuente. Por una transformación en la que la variable E es sustituida por τ , la penúltima ec. se reduce a la siguiente:

$$\nabla^2 q = - \frac{\partial q}{\partial \tau}$$

que se conoce con el nombre de "ec. de edad de Fermi". La magnitud $\tau(E)$ se denomina "edad Fermi" o "edad simbólica". Hay que hacer constar, sin embargo, que no se trata de una unidad de tiempo, sino más bien del cuadrado de una longitud. Esto se comprueba inmediatamente en la ec. anterior, ya que el operador Laplaciano implica doble derivación respecto a la distancia. Así pues, dicha ec. representa la distribución espacial de la densidad de moderación, en un medio no absorbente.

Aunque la edad no representa un tiempo transcurrido, guarda no obstante cierta relación con la edad cronológica de los neutrones, es decir el tiempo que transcurre entre la formación de un --

neutrón de fuente y su moderación a una energía determinada. Esto se comprueba en forma general, acudiendo a la penúltima ec. que define la edad. Para $E = E_0$, es decir, cuando se trata de neutrones de energía inicial (fuente), τ vale cero. Ahora bien, al ir disminuyendo E , se ve que $\tau(E)$ aumenta paralelamente. Dicho de otro modo al irse moderando el neutrón, su edad aumenta.

Aunque los resultados anteriores se aplican a un medio en el que no se produce absorción de neutrones, se ha demostrado que la ec. de la edad puede utilizarse, con ligeras modificaciones, para un medio débilmente absorbente. En efecto si $q(E)$ es la solución de la ec. de edad para el caso de que no exista absorción, resulta que la densidad de moderación en un medio donde se produce absorción débil es igual a $p(E)q(E)$, siendo $p(E)$ la probabilidad de escape a la resonancia para neutrones de energía E .

5.10 SOLUCION DE LA EC. DE LA EDAD; SIGNIFICADO DE LA EDAD.

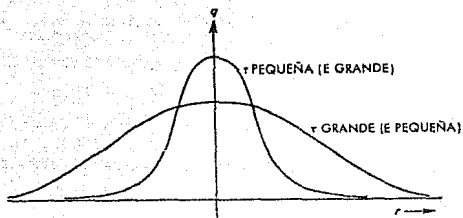
La ec. de la edad de Fermi presenta una forma muy familiar - en ingeniería es similar, por ejemplo, a la ec. de conducción del calor, en régimen no estacionario, en un medio sólido que no contiene fuentes ni sumideros. Se encuentran pues, en la bibliografía soluciones para diversas formas de esta ec. Un caso de interés inmediato es el constituido por una fuente puntual de neutrones rápidos, supuestos monoenergéticos, que experimentan moderación continua en un medio no absorbente. La solución de la ec. será

$$q(r, \tau) = \frac{\text{EXP}(-r^2/4\tau)}{(4\pi\tau)^{3/2}}$$

siendo $q(r, \tau)$ la densidad de moderación para neutrones de edad τ , a la distancia r de una fuente puntual que emite 1 neutrón por seg. Esta expresión es la que corresponde a una curva de - -

Gauss, razón por la cual se denomina a veces gaussiana a la distribución de la densidad de moderación para una edad determinada.

La forma de la curva que representa la variación $q(r, \tau)$ en función de r , para un valor determinado de τ , aparece ilustrada en la siguiente fig.



Distribución de la densidad de moderación en torno a una fuente puntual

Se observa que, para valores pequeños de τ , es decir, cuando la energía del neutrón está próxima a la inicial, la curva es alargada y estrecha. En cambio, para valores de τ , grandes, esto es, para neutrones de energía inferior, la curva es más baja y achataada. Una edad pequeña significa que los neutrones han sido poco moderados y, por tanto, no se han difundido muy lejos de la fuente. En consecuencia, la mayoría de los neutrones poseerán energías elevadas, próximas a la de la fuente, lo que corresponde a una curva de distribución alta y estrecha. En cambio cuando la edad es grande, quiere decirse que los neutrones habrán experimentado considerable moderación y se habrán difundido a distancias apreciables de la fuente. A esto corresponde una curva de distribución de la densidad de moderación baja y ancha.

Se puede asociar a la edad de Fermi un significado físico más preciso, calculando la distancia cuadrática media de moderación \bar{r}_s^2 , en torno a una fuente puntual, en forma análogo a como se hace respecto a la longitud de difusión. Es decir

$$\bar{r}_s^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^2 [4\pi r^2 q(r, \tau)] dr}{\int_0^{\infty} 4\pi r^2 q(r, \tau) dr}$$

en donde $\Psi(r, \tau)$ viene dada por la ec. anterior, de suerte que

$$\bar{r}_S^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^4 \text{EXP}(-r^2/4\tau) dr}{\int_0^{\infty} r^2 \text{EXP}(-r^2/4\tau) dr}$$

o bien,

$$\tau = \frac{1}{6} \bar{r}_S^2$$

Por consiguiente, la edad τ es la sexta parte de la distancia cuadrática media entre el punto de origen de un neutrón, donde su edad es cero, al punto en que su edad es τ .

Es posible determinar experimentalmente la edad de neutrones de cierta energía, en un medio cualquiera, siempre que se disponga de un material que absorba fuertemente los neutrones de esta energía. Así, por ejemplo, puede medirse la densidad de moderación en la resonancia del indio -energía del orden de 1.4 eV-, a diversas distancias de una fuente puntual de neutrones rápidos. Si se cubre con cadmio una lámina de indio, para evitar que los neutrones térmicos lleguen a éste, la actividad de saturación de la lámina, A_0 , puede considerarse proporcional a la densidad de moderación -neutrónica, a la energía de 1.4 eV. Por tanto

$$\bar{r}_S^2 = \frac{\int_0^{\infty} A_0 r^4 dr}{\int_0^{\infty} A_0 r^2 dr} = 6\tau$$

puediendo calcularse \bar{r}_S^2 por integración gráfica, a partir de medidas de la actividad de saturación a diferentes distancias de una -

fuerza puntual de neutrones rápidos, por ejemplo, neutrones de fisión, en un moderador determinado. En fin, para extender la integración hasta infinito, se supone que la variación de A_0 a distancias grandes es proporcional a $e^{-r/\lambda}/r^2$, es decir, se combina una absorción exponencial con una atenuación según el cuadrado de la distancia. Tanto el valor de λ como el de la constante de proporcionalidad se deducen de las medidas experimentales de A_0 , a distancias moderadamente grandes de la fuente. Por este procedimiento, se obtiene el valor de P_3^2 para neutrones en la resonancia del indio, aplicándose luego una corrección para calcular el valor que corresponde a neutrones térmicos.

En la siguiente tabla se consignan valores aproximados de la edad de neutrones térmicos, a 20 °C, procedentes de fuentes de fisión.

Moderador	Edad (cm ²)
Agua	51
Agua Pesada	120
Parafina	45
Grafito	359

sión, en cuatro moderadores importantes. En el caso del agua ordinaria, por lo menos el valor indicado no corresponde a la verdadera edad de Fermi, ya que a los moderadores que no tienen hidrógeno no se les puede aplicar el modelo de moderación continua. Se trata en realidad de valores de $P_3^2/6$ correspondientes a neutrones térmicos, en torno a una fuente puntual de neutrones de fisión.

5.11 LONGITUDES DE MODERACION Y DE EMIGRACION.

Como antes se ha indicado, la edad Fermi de los neutrones gura la relación con la distancia cuadrática media por ello recorrida mientras son moderados. Por esta razón, se denomina "longitud de moderación" a la raíz cuadrada de la edad. En el caso de neutrones térmicos de edad τ_{th} por ejemplo, $\sqrt{\tau_{th}}$ es una medida de la distancia recorrida desde que nacieron como neutrones de fisión, hasta que alcanzaron la energía térmica.

Se da el nombre de "área de emigración", M^2 , a la suma del cuadrado de la longitud de difusión de los neutrones lentos, L^2 , y de la edad, τ es decir,

$$M^2 = L^2 + \tau$$

cuya raíz cuadrada se denomina "longitud de emigración", M , o sea,

$$M = \sqrt{L^2 + \tau}$$

Para neutrones térmicos, L^2 es proporcional a la distancia cuadrática media que el neutrón recorre, desde el punto en que se ha convertido en térmico hasta el punto en que es capturado. Resulta evidente, pues, que la longitud de emigración para neutrones térmicos guarda relación con la distancia total (vector neto) que el neutrón ha cubierto, desde su nacimiento como neutrón de fisión, hasta su captura como neutrón térmico. Figuran en la siguiente tabla las longitudes de emigración, para neutrones térmicos a temperatura ordinaria, en los cuatro moderadores más comunes. También se incluyen las longitudes de difusión y moderación. En el caso del agua ordinaria y del agua pesada, M^2 viene definido por

$$M^2 = L^2 + \frac{1}{6} \tau_s^2$$

LONGITUD DE EMIGRACIÓN DE NEUTRONES TÉRMICOS

<i>Moderador</i>	<i>Longitud de difusión (cm)</i>	<i>Longitud de moderación (cm)</i>	<i>Longitud de emigración (cm)</i>
Agua	276	5,6	6,2
Agua pesada	100	11,0	101
Berilio	21	9,2	23
Grafito	54,2	18,7	57

siendo \bar{r}_S^2 la distancia cuadrática media de moderación, desde la energía de fisión a la térmica, en el medio de que se trate. En realidad, la ec. anterior puede considerarse como una definición exacta, aplicable a todos los moderadores, mientras que la otra es una definición basada en el modelo de moderación continua.

CAPITULO VI

GEOMETRIAS DE LOS NUCLEOS

6. GEOMETRIAS DE LOS NUCLEOS.

6.1 TAMAÑO CRITICO.

Antes hemos visto que es posible resolver la ec. $\nabla^2 \phi + B^2 \phi = 0$ para una configuración geométrica determinada, introduciendo apropiadas condiciones en los límites, y obtener de este modo una expresión general de B^2 en función de las dimensiones del sistema. En tales circunstancias, puede utilizarse la laplaciana crítica o material, en función de ciertas propiedades de los materiales integrantes del reactor, para calcular el tamaño crítico correspondiente a una forma prefijada. A título de ilustración, aplicaremos el procedimiento general a un reactor esférico, indicando también seguidamente los resultados que se obtienen para otras geometrías.

En el caso de una esfera, cuyo centro se toma como el origen de la coordenada radial, r , la solución general de la mencionada ec. es la siguiente

$$\phi(r) = \frac{C \operatorname{sen} Br}{r} + \frac{C' \operatorname{cosec} Br}{r}$$

en la que C y C' son constantes arbitrarias. El hecho de que el flujo tenga un valor finito en el centro de la esfera, es decir, para r igual a cero, elimina el segundo término del segundo miembro, de donde se deduce que una solución permisible viene dada por

$$\phi(r) = \frac{C \operatorname{sen} Br}{r}$$

Designando por R el radio del reactor esférico, incluida la distancia extrapolada, las condiciones en los límites exigen que $\phi(r)=0$ para $r=R$; se deduce, pues, de la ec. anterior

$$\frac{C \operatorname{sen} BR}{R} = 0$$

Al no ser nulos ni C ni R , quiere decirse que $\operatorname{sen} BR = 0$ y por tanto,

$$BR = n\pi$$

es decir

$$B^2 = \left(\frac{n\pi}{R}\right)^2$$

siendo n un número entero (1,2,3, etc.). En rigor, el valor $n=0$ conduce a una solución permisible, pero no se toma en consideración, puesto que hace nulo el flujo neutrónico.

Aunque los distintos valores enteros de n conducen a otras tantas soluciones (valores propios) de la ec. tratada, que satisfacen los requisitos matemáticos, solamente hay un valor, $n = 1$, que determina para el flujo neutrónico una solución en estado estacionario. Por consiguiente, la solución es

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2$$

Conocido el valor crítico de la laplaciana, B_c^2 , mediante la ec. de criticidad apropiada, el radio crítico de un reactor esférico desnudo será

$$R_c = \frac{\pi}{B_c}$$

Para obtener la distribución de flujo en el reactor crítico, no hay más que introducir en la ec. de flujo el valor de B_c que figura en la ec. anterior, es decir,

$$\phi(r) = \frac{C}{r} \sin \frac{\pi r}{R_c}$$

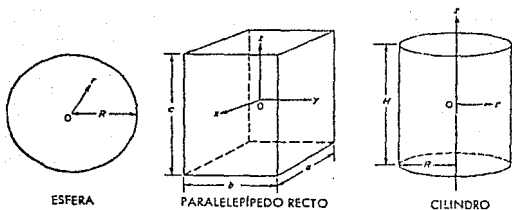
La constante arbitraria, C , se determina a partir de medidas del nivel de potencia, puesto que este es proporcional al flujo neutrónico. Para un flujo determinado o distribución de flujo, la potencia de un reactor es independiente, en principio, de su tamaño, con tal de que sea crítico.

El procedimiento a seguir para determinar el tamaño crítico de un reactor desnudo, de composición determinada, consiste en calcular primeramente los valores de k , L^2 , y τ , correspondientes al medio multiplicador considerado. Mediante la ec. correspondiente se calcula luego la laplaciana crítica o material- B_c^2 . Introduciendo en la ec. que define el radio el valor correspondiente de B_c , se obtiene el radio crítico de la esfera desnuda. Idéntico procedimiento general es el que se aplica cuando se utilizan las aproximaciones de uno o dos grupos, en cuyo caso los valores de la laplaciana crítica se calculan mediante las ecs. apropiadas. La relación existente entre la laplaciana y el radio viene dada, en cada caso, por la ec. $R_c = \pi/B_c$ ya que ésta representa simplemente la solución adecuada.

6.2 DIVERSAS GEOMETRIAS.

Resolviendo la ec. $\nabla^2 \phi + B^2 \phi = 0$ para diversas formas de reactores, se pueden deducir expresiones de la laplaciana en función de las dimensiones pertinentes. Se puede calcular luego la distribución de flujo en el reactor crítico, de forma similar a la descrita anteriormente para el caso de una esfera. En la siguiente tabla figuran resumidos los resultados correspondientes a reactores de forma esférica, paralelepípeda recta y cilíndrica que se han calculado utilizando las dimensiones indicadas en la figura, incluyendo las distancias extrapoladas. La función J_0 es la función de Bessel de primera clase, de orden cero. Obsérvese que la laplaciana tiene, en todos los casos, dimensiones de $(\text{longitud})^{-2}$.

Para un valor determinado de la laplaciana, es decir, cuando se trata de un sistema de composición fija, es evidente que existirá para cada configuración geométrica un cierto volumen mínimo, que puede calcularse inmediatamente a partir de las ecs. correspondiente de la



ESFERA

PARALELEPÍPEDO RECTO

CILINDRO

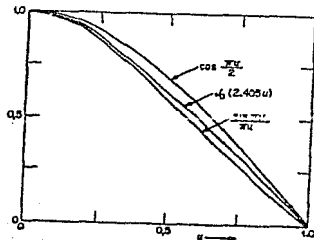
Dimensiones y coordenadas correspondientes a tres configuraciones geométricas

LAPLACIANA Y DISTRIBUCIÓN DE FLUJO EN REACTORES DESNUDOS

Configuración geométrica	Laplaciana	Distribución de flujo crítica	Volumen crítico mínimo
Esfera	$\left(\frac{\pi}{R}\right)^2$	$\frac{A}{r} \operatorname{sen} \frac{\pi r}{R_0}$	$\frac{130}{B^2}$
Paralelepípedo recto	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2$	$A \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi z}{c}$	$\frac{191}{B^2}$ (para $a = b = c$)
Cilindro finito	$\left(\frac{2.405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$	$A J_0 \left(\frac{r}{R_0}\right) \cos \frac{\pi z}{H}$	$\frac{148}{B^2}$ (para $H = 1.847R$)

laplaciana. Las fórmulas que expresan el valor de este volumen mínimo figuran en la última columna de la tabla; en el caso de un paralelepípedo recto, el volumen crítico es mínimo cuando las tres dimensiones son iguales, es decir, para un cubo. Es evidente que, tratándose de un medio multiplicador concreto, el volumen -y la masa- crítico de un reactor esférico será inferior al correspondiente a cualquiera de las otras forma. La razón es que la esfera posee, como se sabe, mínima relación de superficie a volumen. La producción de neutrones tiene lugar en todo el volumen del sistema, pero el escape se produce solo en la superficie. Resulta claro pues, -- que la configuración geométrica cuya relación de superficie a volumen se a mínima -para una composición determinada-, tendrá la masa crítica más pequeña.

El exámen de las expresiones de la distribución de flujo crítica, que figuran en la tabla, muestra que cada una de ellas viene determinada por una de estas tres funciones: $(1/r) \text{ sen } (\pi r/R)$, $\cos (\pi x/a)$ u otra similar, y $J_0(2.405r/R)$. Las tres aparecen representadas en la siguiente figura en función de la coordenada u , que representa r/R , $2x/a$ (o similar) y r/R , respectivamente. Como se ve, puede considerarse que el flujo neutrónico en un reactor crítico -- posee, en primera aproximación, una distribución coseno en torno a cualquiera de los ejes de la figura anterior, con valor relativo igual a la unidad en el eje, e igual a cero en la superficie límite extrapolada.



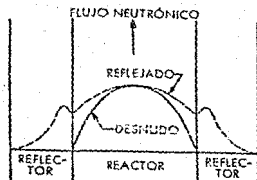
Funciones que determinan la distribución de flujo neutrónico

6.3 REACTORES CON REFLECTOR.

6.3.1 EFECTOS DE REFLECTOR.

El núcleo de los reactores, es decir, la región que contiene el combustible, está rodeado ordinariamente por un "reflector", constituido por un material que posea buenas propiedades dispersantes para los neutrones. En los reactores térmicos, se utilizan con este objeto agua pesada, berilio (o su óxido) y grafito. Como la misión del reflector no es otra que devolver al núcleo gran parte de los neutrones que, de otro modo, se habrían perdido por escape, resulta que el sistema combustible-moderador considerado puede alcanzar la criticidad, con dimensiones sensiblemente menores que las correspondientes al reactor desnudo. El empleo del reflector conduce, pues, a una disminución de la masa crítica de material fisionable.

Aparte de disminuir el volumen y la masa del reactor crítico, la presencia del reflector puede traducirse en un aumento de la potencia media del reactor, para valores determinados de la masa crítica y del pico de flujo neutrónico. En efecto, el nivel de potencia es proporcional al valor medio de la densidad, o del flujo, en el centro de un reactor. Supongamos que el flujo, en el centro de un reactor con reflector, tiene el mismo valor que en un reactor desnudo. Por el efecto del retorno de neutrones provocado por el reflector, el valor del flujo en las proximidades de las superficies límites es muy superior al que tendría si no hubiera reflector (véase figura). Como consecuencia, el flujo medio de neutrones térmicos -



Distribuciones aproximadas del flujo de neutrones térmicos, en reactores desnudos y con reflector

-referido a todo el volumen del núcleo del reactor- y por tanto, el nivel de potencia medio, resulta incrementado. Cuando se emplea un reflector, se provoca un aprovechamiento más completo de las propiedades multiplicadoras de las zonas más externas del núcleo del reactor.

El tratamiento del balance neutrónico, por aplicación de la ec. en régimen de estado estacionario, es más difícil para un reactor -- con reflector que para un reactor desnudo. En efecto, la mayoría de los neutrones rápidos que escapan del núcleo de un reactor térmico, serán moderados en el reflector, retornando al núcleo con su energía muy reducida. Por otra parte, como las propiedades absorbentes y difusoras del reflector son, indudablemente, muy distintas de las del núcleo del reactor, resulta complicado el cálculo de las pérdidas -- neutrónicas, por absorción y por escape, que se producen a lo largo del proceso de moderación a energías térmicas. A esto hay que añadir que el reflector ejerce un efecto muy notable sobre la distribución espacial de los neutrones.

6.3.2 METODO PARA UN GRUPO DE NEUTRONES.

A causa de la complejidad del problema, ya mencionada, la ec. de difusión --edad correspondiente a un reactor con reflector solo -- puede resolverse, en general, por métodos numéricos. Queda como alternativa el empleo de aproximaciones por grupos de neutrones, consistiendo la más sencilla en suponer que todos los neutrones pertenecen a un solo grupo. Aunque los resultados a que conduce este método distan mucho de ser exactos, cuantitativamente, veremos sin embargo, que las conclusiones generales que se deducen, concuerdan satisfactoriamente con las obtenidas por métodos altamente refinados.

A lo largo de todo el tratamiento que sigue, las propiedades -- del reflector se designan mediante el subíndice r ; los símbolos no llevan subíndice especial, al igual que en la discusión precedente, se refieren a propiedades del núcleo del reactor. La ec. de difusión en estado estacionario, dentro de la teoría de un grupo, correspondiente al núcleo del reactor, es

$$D\nabla^2 - \Sigma_a \phi + K_\infty \Sigma_f \phi = 0$$

mientras que la correspondiente al reflector, que al no contener material combustible carece de propiedades multiplicadoras, se expresa por

$$D_r \nabla^2 \phi_r - \Sigma_{ar} \phi_r = 0 \quad \text{o bien} \quad \nabla^2 \phi_r - K_r^2 \phi_r = 0$$

en la que $k_r^2 = \Sigma_{ar}/D_r$, como se recordará. Resolviendo las ecs. anteriores y aplicando condiciones apropiadas en los límites, se puede calcular el efecto del reflector sobre el tamaño crítico -- del reactor.

Como ilustración del método, estudiaremos el caso sencillo de un reactor esférico, rodeado por un reflector de grosor infinito.

La distribución del flujo en el núcleo del reactor crítico, viene dada por

$$\phi(r) = \frac{C \operatorname{sen} B_c r}{r}$$

siendo B_c^2 la laplaciana crítica para un grupo. Por otra parte - la solución de la ec. para el reflector infinito será

$$\phi_r(r) = \frac{Ae^{-r/Lr}}{r}$$

Para eliminar las constantes arbitrarias A y C, se aplican las condiciones en los límites referentes a la continuidad del flujo -- neutrónico y de la densidad de corriente, en la superficie de separación entre el reactor y el reflector, es decir, para $r = R_c$ el ra

dio crítico del núcleo del reactor. Por consiguiente en lo que respecto al flujo se deduce que

$$\frac{C \operatorname{sen} B_C R_C}{R_C} = \frac{A \operatorname{EXP}(-R_C/L_T)}{R_C}$$

La corriente es igual a $-D(d\phi/dr)$, de modo que la condición de continuidad viene expresada, tras algunas simplificaciones, por

$$CD (\operatorname{sen} B_C R_C - B_C R_C \cos B_C R_C) = AD_T \bar{e}^{R_C/L_T} \left(1 + \frac{R_C}{L_C}\right)$$

o bien

$$B_C R_C \cot B_C R_C = -\frac{D_T}{D} \left(1 + \frac{R_C}{L_C}\right) + 1$$

Esta es la ec. de criticidad para un grupo, correspondiente a un reactor esférico con reflector infinitamente grueso.

Si el radio del reactor reflejado es relativamente grande, comparado con la longitud de difusión de los neutrones en el reflector, es decir, para valores grandes de R_C/L_T , el segundo miembro de la ec anterior es grande, en valor absoluto, y tienen signo negativo. Por consiguiente, también $\cot B_C R_C$ debe poseer un valor negativo grande, lo cual significa que el valor absoluto del producto $B_C R_C$ debe tender a π . Para un ángulo θ , medido en radianes, que no difiera mucho de π , sabemos que se verifica: $\tan \theta = 0 - \pi$, o bien $\cot \theta = 1/(\theta - \pi)$, de donde se deduce que, en el caso presente

$$\cot B_C R_C = \frac{1}{B_C R_C - \pi}$$

Por otra parte, al haber postulado que R_C es grande, puede despreciarse la unidad en el segundo miembro de la penúltima ec., tanto fuera como dentro del paréntesis, obteniéndose de esta simplificación:

$$R_C = \frac{\pi}{B_C} - \frac{D}{D_T} L_T$$

He aquí expresado el valor del radio crítico de un reactor con reflector.

6.3.3 AHORROS POR REFLECTOR.

Para expresar la reducción que experimentan las dimensiones críticas del núcleo de un reactor por efecto del reflector, se han introducido el concepto de ahorro por reflector, δ , que en el caso de un reactor esférico, se define como

$$\delta = R_0 - R_C$$

siendo R_0 el radio crítico del reactor desnudo. Según la ec. $R_0 = \sqrt{3}/B_C$; por tanto, el ahorro por reflector en el caso presente, es - decir, para un reflector infinitamente grueso, se deduce que

$$\delta \text{ (reflector grueso)} = \frac{D}{D_r} L_r$$

Es interesante mencionar que se llega exactamente al mismo resultado, aplicando el método de un grupo a un reactor cúbico -o paralelepípedo- con reflector de espesor infinito. En este caso, la dimensión a que se refieren los ahorros por reflector es la similitud de la arista.

El anterior procedimiento general ha sido aplicado también al caso de que el reflector, en lugar de ser infinitamente grueso, tenga un espesor finito. El resultado a que se llega mediante la teoría de un grupo, para un reactor grande, viene dado por

$$\delta = \frac{D}{D_r} L_r \tanh \frac{T}{L_r}$$

siendo T el grosor del reflector. Para valores grandes de T/L_r , es decir, cuando se trata de un reflector "grueso", $\tanh T/L_r$ tiende a la unidad, con lo que el ahorro por reflector tiene el mismo valor que el deducido más arriba. En cambio para valores pequeños de T/L_r , es decir, cuando el reflector es "delgado", $\tanh T/L_r$ puede reemplazarse por T/L_r , sin grave error, de suerte que

$$\delta \text{ (reflector delgado)} = \frac{D}{D_r} T$$

Una aproximación bastante buena de la penúltima ec., para un solo grupo de neutrones, es la siguiente:

$$\delta = \frac{D}{D_r} L_r (1 - e^{-T/L_r})$$

que conduce a los mismos resultados que dicha ec., para reflectores gruesos y delgados.

Si el reflector de un reactor térmico es idéntico al moderador, los valores de D y D_T no difieren mucho. Se demuestra, en este caso, que el ahorro por reflector (grosso) es aproximadamente igual a la longitud de difusión de los neutrones térmicos en el reflector. Un análisis de la tabla de moderadores dada en la sección de la determinación de la longitud de difusión, prueba que, exceptuando el caso del agua como moderador y reflector la citada ec. no constituye una buena aproximación, obteniéndose mejores resultados por la fórmula empírica siguiente:

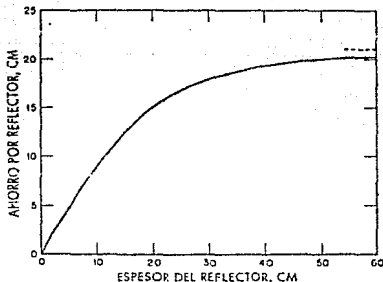
$$\delta \text{ (cm)} = 7.2 + 0.10 (M^2 - 40.0)$$

Cuando se trata de un reflector delgado, de naturaleza idéntica a la del moderador, se ve fácilmente que el ahorro por reflector es aproximadamente igual al propio grosor del reflector. Esta conclusión implica que se puede retirar combustible de las capas externas de un reactor desnudo, sin que la criticidad resulte afectada de modo apreciable, siempre que el espesor de la capa sea pequeño, comparado con la longitud de difusión de los neutrones térmicos en el moderador.

La siguiente figura es una representación gráfica, reducida de la ec.

$$\delta = \frac{D}{D_T} L_T \tanh \frac{T}{L_T}$$

del ahorro por reflector en función del espesor del mismo, correspondiente



Ahorro por reflector (teoría de un grupo) en función del espesor de un reflector de berilio

a un reactor moderado y reflejado por berilio; la línea de puntos, situada a la derecha de la figura, se refiere al ahorro por reflector infinito. Como se ve, a partir de un cierto espesor -alrededor de 40 cm-, nuevos incrementos de éste apenas afectan al ahorro por reflector. En efecto, según la teoría de un grupo, cuando el espesor es del orden de dos longitudes de difusión térmica, es decir, 2×21 cm. en el caso del berilio, el reflector se comporta como si fuera infinitamente grueso.

6.4 NUCLEOS DE REACTORES HETEROGENEOS.

6.4.1 INTRODUCCION.

Cabe la posibilidad de incrementar el factor de multiplicación infinito, principalmente por el aumento de la probabilidad de escape a la resonancia, disponiendo el combustible en forma reticular -bloques, barras o placas- en una matriz del moderador. Así, por ejemplo, en el sistema uranio-grafito el valor de k pasa de 0.85, máximo correspondiente a una mezcla homogénea a 1.08, que es el factor de multiplicación de un sistema heterogéneo -o reticular- óptimo. La consecuencia es que, en este último caso se puede alcanzar la criticidad, mientras que ello resulta imposible en un sistema homogéneo, aunque se utilicen exactamente los mismos materiales. Hay que mencionar también que el empleo de combustible en forma de barras o placas, favorece la transmisión de calor generado por fisión, a un refrigerante que se hace circular a través del núcleo del reactor.

Consideremos una red de barras de uranio, en un moderador cualquiera. Los neutrones rápidos, que se forman por fisión en el centro de las barras, alcanzan el moderador, donde van perdiendo energía gradualmente. Cuando a la proximidad de una barra llegan neutrones epitérmicos de energías cercanas a las de los valores de resonancia, son absorbidos por núcleos de U-238 principalmente en las capas externas de la barra. Pocos neutrones, pues se absorben en el interior de la misma. Por consiguiente, de todos los neutrones epitérmicos que penetran en la barra de uranio, solamente son capturados los que poseen energías idénticas a los picos de resonancia o muy próximas. Todos los demás conservan una gran probabilidad de atravesar la barra, ya que las pérdidas energéticas que experimentan, por colisiones con los núcleos pesados de uranio son muy pequeñas. Al llegar nuevamente al moderador, los neutrones se moderan todavía más, pudiendo pasar por varias resonancias, antes de ser capturados, definitivamente, como neutrones térmicos. Así pues, la probabilidad de escape a la resonancia será mayor, en este sistema, que en un sistema homogéneo de la misma composición. Cuanto mayor sea el radio de la barra, mayor es la proporción de combustible

protegida de los neutrones de resonancia, puesto que éstos últimos son absorbidos en las capas exteriores. Por consiguiente en igualdad de todas las circunstancias restantes, es decir, para un valor determinado de la relación combustible/moderador, la probabilidad de escape a la resonancia aumenta con el radio de la barra.

El factor de fisión rápida aumenta también en un sistema heterogéneo, comparado con el de una mezcla homogénea de la misma composición. Los neutrones de fisión, producidos en el interior de la barra de uranio, apenas experimentan moderación en ésta. Por consiguiente, la absorción de estos neutrones rápidos por núcleos de ^{238}U -y las fisiones resultantes- será mayor que en un sistema homogéneo, donde los neutrones son frenados rápidamente en el moderador a energías que hacen imposible la fisión del ^{238}U . Parte de los neutrones rápidos liberados en la fisión del ^{238}U podrán, ocasionalmente, provocar más fisiones de este tipo antes de escapar hacia el moderador, efecto que se sumará al factor de fisión rápida.

El único factor que aparece rebajado en un sistema reticular, en comparación con una mezcla homogénea de la misma composición, es la utilización térmica. Esta disminución sin embargo, está más que compensada por la disminución que experimenta la integral de resonancia efectiva, y el consiguiente incremento de la probabilidad de a la resonancia, como consecuencia de la autoprotección de la barra de uranio.

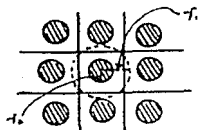
6.4.2 CALCULO DE LA UTILIZACION TERMICA.

Presindiendo de la absorción de neutrones por impurezas, la utilización térmica viene dada por

$$f = \frac{V_u \Sigma_{au} \phi_u}{V_u \Sigma_{au} \phi_u + V_m \Sigma_{am} \phi_m} = \frac{1}{1 + \frac{\Sigma_{am}}{\Sigma_{au}} \frac{V_m \phi_m}{V_u \phi_u}}$$

o bien

$$\frac{1}{f} = 1 + \frac{\Sigma_{am}}{\Sigma_{au}} \frac{V_m \phi_m}{V_u \phi_u}$$



siendo ϕ_m y ϕ_u los valores del flujo de neutrones térmicos, en el moderador y en la barra de uranio, respectivamente. La relación de ambos valores del flujo ϕ_m/ϕ_u , recibe el nombre de "factor de desventaja térmica". En general, las secciones eficaces de absorción para neutrones térmicos son conocidas, de modo que el cálculo de la utilización térmica se reduce a determinar la distribución del flujo neutrónico térmico en el combustible y en el moderador. Debe tenerse en cuenta que las secciones eficaces que figuran en las ecs. anteriores son valores heterogéneos, es decir, los correspondientes a combustible y moderador en estado puro.

En el tratamiento de sistemas heterogéneos uniformes, conviene dividir la red en un cierto número de celdas unitarias, todas ellas idénticas, y suponer que una sección cuadrada puede reemplazarse por una sección circular de igual superficie. Si el reactor está constituido por barras de uranio dispuestas en la forma en que se representan en la fig. siguiente puede considerarse dividido en un cierto número de paralelepípedos de sección cuadrada. La celda unitaria equivalente, de sección circular, representada en la fig. por la línea de puntos, será en este caso un cilindro largo en cuyo eje se encuentra la barra de combustible. El valor del radio es tal que el área de la sección circular es igual a la del cuadrado en que se basa la red. Sea r_0 el radio de la barra y r_1 el de la celda unitaria equivalente; el área del cuadrado unidad será pues, r_1^2 y la relación V_m/V_u vendrá dada por el cociente $(r_1^2 - r_0^2)/r_0^2$.

Para determinar la distribución de flujo en la celda unidad se hacen dos aproximaciones fundamentales. La primera consiste en admitir, por sencillez que es aplicable la teoría de difusión. Ciertamente, que podrían utilizarse los métodos de la teoría de trans-

porte, pero el tratamiento sería mucho más complicado. Por otra parte, la teoría de difusión resulta satisfactoria, siempre que las dimensiones del sistema sean muy grandes en comparación con el camino libre medio de dispersión de los neutrones condición que se satisface en los reactores térmicos de uranio natural o ligeramente enriquecido.

Es necesario, además, que la absorción de neutrones sea relativamente débil, y que no existan fuentes neutrónicas en el sistema. El segundo postulado es que la densidad de moderación sea constante en el moderador y nula en la uranio. Esta condición también se satisface, siempre que la distancia entre barras no sea excesivamente grande, comparada con la longitud de moderación.

Como consecuencia de las dos hipótesis citadas, los neutrones existentes en el combustible pueden considerarse monoenergéticos, por lo que cabe aplicar la ecuación de la teoría de un grupo. Así pues, para la barra de combustible, la ec. de difusión térmica es la siguiente:

$$D_0 \nabla^2 \phi_0 - \Sigma_{a0} \phi_0 = 0$$

o bien, dividiendo por D_0 y sustituyendo Σ_{a0}/D_0 por k_0^2 ,

$$\nabla^2 \phi_0 - k_0^2 \phi_0 = 0$$

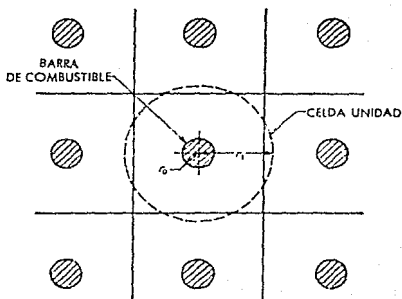
El subíndice cero se refiere a neutrones térmicos presentasen el combustible. Obsérvese que las ecs. anteriores no contienen término representativo de la fuente de neutrones térmicos, ya que se ha postulado que en el U no se produce moderación.

Para el moderador que se indica mediante el subíndice 1, la ec. de difusión térmica adopta la forma:

$$D_1 \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_{a1} \phi_1 + q = 0$$

o bien
$$\nabla^2 \phi_1 - K_1^2 \phi_1 + q/D_1 = 0$$

siendo k_1^2 (igual a Σ_{a1}/D_1) el recíproco del cuadrado de la longitud de difusión térmica, en el moderador. La fuente, q , representa el número de neutrones que llegan a térmicos en el moderador, por cm^3 y por seg.; su valor



Celdas unitarias en una red heterogénea

se mantiene constante, como consecuencia del postulado de que la densidad de moderación es constante.

Es posible resolver las ecs. de difusión introduciendo condiciones adecuadas en los límites, a saber, que existe continuidad del flujo neutrónico y de la densidad de corriente en la superficie límite barra-moderador, y que no hay paso neto de neutrones a través de los límites de la celda unidad, puesto que el número de neutrones que difunden hacia el interior de una celda determinada es igual al de los que difunden hacia el exterior.

La solución se expresa, en forma conveniente, despejando el recíproco de la utilización térmica, es decir

$$\frac{1}{f} = 1 + \frac{V_1 \Sigma_{a1}}{V_0 \Sigma_{a0}} F + (E-1)$$

Las magnitudes F y E vienen dadas para el caso de una barra cilíndrica, por

$$F = \frac{K_0 r_0}{2} \cdot \frac{I_0(K_0 r_0)}{I_1(K_0 r_0)}$$

$$E = \frac{K_1 (r_1^2 - r_0^2)}{2r_0} \left(\frac{I_0(K_1 r_0) K_1 (K_1 r_1) K_0 (K_1 r_0) I_1(K_1 r_1)}{I_1(K_1 r_1) K_1 (K_1 r_0) - K_1 (K_1 r_1) I_1(K_1 r_0)} \right);$$

siendo I_0 y K_0 las funciones de Bessel modificadas de orden cero, de primera y segunda clase, respectivamente, e I_1 y K_1 las correspondientes funciones de primer orden.

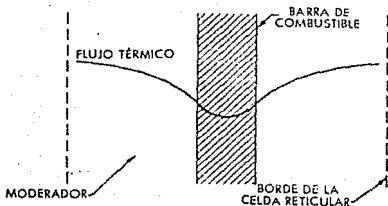
En aquellos casos en que la relación moderador/combustible es bastante alta y la absorción en el combustible relativamente débil, las funciones de Bessel modificadas pueden desarrollarse en serie. Para valores de $K_0 r_0$ inferiores a 1 y de $k_1 r_1$ menores que 0.75, resulta satisfactorias las aproximaciones

$$F = 1 + \frac{(K_0 r_0)^2}{8} - \frac{(K_0 r_0)^4}{192}$$

$$E = 1 + \frac{(K_1 r_1)^2}{2} \left\{ \frac{r_1^2}{r_1^2 - r_0^2} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{4} \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 - \frac{3}{4} \right\}$$

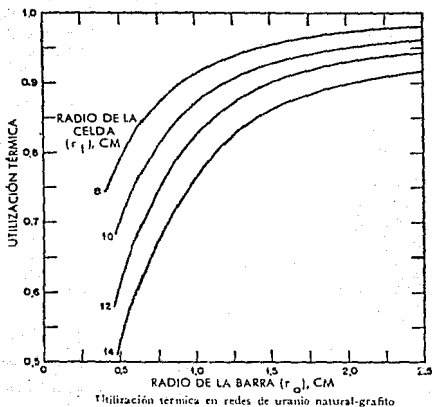
Puede demostrarse que F equivale, físicamente, a la relación entre el flujo de neutrones térmicos en la superficie límite combustible/moderador y el flujo medio en el interior del combustible; por esta

razón el segundo término de la ec 1/f se cita a veces con el nombre de "absorción relativa". La magnitud $(E - 1)$, último término de la ec., se denomina "absorción suplementaria"; este nombre tiene su origen en el hecho de que el valor medio del flujo térmico, en el moderador, es superior al que existe en la superficie límite combustible/moderador (ver fig.)



Distribución de flujo de neutrones térmicos en el combustible y en el moderador

Si se mantiene constante la relación moderador/combustible, se observa que la utilización térmica aumenta al decrecer el radio de la barra -o que-, mientras que, para barras -o bloques- de radio determinado, la utilización térmica disminuye al aumentar V_m/V_{11} . Vemos, pues, que el aumento de utilización térmica se produce por: (1) disminución del radio de las barras, a composición del reactor constante, y (2) disminución de la relación de moderador a combustible, a radio de barras constante. En la siguiente fig. se han representado los resultados correspondientes a una red de barras de uranio natural, en una matriz de grafito.



6.4.3 CALCULO DE LA PROBABILIDAD DE ESCAPE A LA RESONANCIA.

Como el valor del flujo neutrónico es distinto en el combustible que en el moderador, hay que modificar la ec. de escape a la resonancia, de modo que la nueva ec. adopta la forma

$$p(E) = \text{Exp} \left\{ - \frac{N_u V_u \phi_u}{\Sigma_{sm} V_m \phi_m} \int (\tau_{au}) \text{ef} \frac{dE}{E} \right\}$$

siendo V_m y V_u los volúmenes de moderador y combustible, mientras que ϕ_m y ϕ_u representan los valores medios del flujo de resonancia, en el moderador y en el interior del bloque del combustible, respectivamente. La relación de ambos flujos, ϕ_m/ϕ_u , es el factor de desventaja para neutrones de resonancia.

Por analogía con la utilización térmica, se define ahora la magnitud denominada utilización de resonancia, f_r , como la relación -- del número de neutrones absorbidos por el combustible, en la región

de resonancia, y el número total de neutrones de resonancia producidos, y se representa por ecs. análogas a la de f de manera que designando combustible y moderador por los subíndices 0 y 1, respectivamente.

$$\frac{1}{f_r} = 1 + \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{a0}} \cdot \frac{V_1 \phi_1}{V_0 \phi_0}$$

o bien

$$\frac{1}{f_r} = 1 + \frac{V_1 \Sigma_{a1}}{V_0 \Sigma_{a0}} Fr + (Er - 1)$$

en la que los símbolos Σ_{a1} y Σ_{a0} se refieren ahora a la absorción de neutrones de resonancia; F_r representa la relación entre el flujo de neutrónico de resonancia, en la superficie límite combustible-moderador, y el flujo medio en el combustible, mientras que $Er - 1$ es la moderación suplementaria de neutrones fuera de la región de resonancia.

La magnitud Σ_{a1} que figura en las dos ecs. anteriores no es una sección eficaz de absorción en el sentido estricto, sino más bien una sección eficaz de remoción de neutrones de resonancia, por pérdida de energía en el moderador, análoga a la que aparece en la teoría de dos grupos. Puede demostrarse que

$$\Sigma_{a1} = \frac{\xi \Sigma_{s1}}{\ln(E_1/E_2)}$$

siendo Σ_{s1} la sección eficaz macroscópica de dispersión para neutrones de resonancia, y representando E_1 y E_2 los límites energéticos superior e inferior del intervalo de resonancia; tanto para combustibles de U metálico como para óxido de uranio, constituye una buena aproximación tomar $\ln(E_1/E_2)$ igual a 3.0. Sin embargo, por lo que respecta al problema que nos ocupa el valor de $\ln(E_1/E_2)$ crece de interés, puesto que se elimina de las expresiones, como veremos más adelante.

La sección eficaz de absorción del combustible, Σ_{a0} , para

neutrones de resonancia se expresa en forma análoga, a saber,

$$\Sigma_{\text{ao}} = N_0 \frac{\int (\tau_{\text{au}}) e^{\frac{dE}{E}}}{\ln(E_1/E_2)}$$

siendo la integral que figura en el numerador la integral de resonancia efectiva correspondiente al sistema heterogéneo. Por combinación de las ecs. anteriores, se concluye que la probabilidad de escape a la resonancia adopta la forma sencilla

$$p(E) = \text{Exp} \left(- \frac{f_r}{1 - f_r} \right)$$

El cálculo de p queda reducido pues, a la determinación de f_r , y ello implica conocer las propiedades k y Σ_a del combustible y el moderador.

Para calcular F_r y E_r , se utilizan exactamente las mismas expresiones que para el caso de la utilización térmica, con la única diferencia que k_0 y k_1 se refieren ahora a neutrones de resonancia. Los valores de k_0 que se consideran apropiados parecen ser

Uranio metálico	$k_0 = 0.44 \text{ cm}^{-1}$
Oxido de uranio	$k_0 = 0.31 \text{ cm}^{-1}$

Los valores recomendados de k_1 , que pueden utilizarse indistintamente para uranio u óxido de uranio, figuran en la siguiente tabla. El cálculo de mediante la penúltima ec. exige conocer previamente la integral de resonancia efectiva que se determina por vía experimental

Datos sobre neutrones de resonancia correspondientes a diversos moderadores

Moderador	$k_1 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$
Agua	0.885
Agua pesada	0.22

Moderador	k_1 (cm ⁻¹)
Berilio	0.325
Oxido de berilio	0.19
Grafito	0.145

Admitiendo que la sección eficaz de absorción efectiva correspondiente a un sistema heterogéneo puede separarse en dos partes, a saber, absorción de volumen y absorción superficial, se llega a la conclusión de que la integral de resonancia efectiva representada por

$$f(\tau)_{ef} \frac{dE}{E} = a + b \frac{S}{M} \text{ (barn)}$$

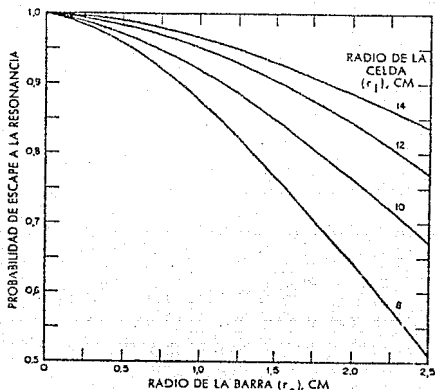
siendo S la superficie de los elementos de uranio, en cm², y M la masa de los mismos, en gramos. Los valores de a y b, determinados experimentalmente para los combustibles de uranio metálico y óxido de uranio, son los siguientes

	a	b
Uranio metálico	8.0	27.5
Dióxido de uranio	11.0	24.5

Aparecen descritas en la bibliografía varias modificaciones de la ec. anterior, así como diferentes valores de a y b, pero los datos citados resultan satisfactorios para la mayoría de los cálculos de la probabilidad de escape a la resonancia.

Se han representado en la fig. siguiente los valores calculados de la probabilidad de escape a la resonancia, en un sistema heterogéneo uranio natural-grafito de una red cuadrada, para barras y celdas unidad de diferentes radios. Los efectos producidos por modificación del radio de las barras y de la composición del sistema, son inversos a los que se producen en la utilización térmica. Quiere decirse que la probabilidad de escape a la reso

nancia aumenta por: (1) aumento del radio de las barras, a composición constante, y (2) aumento de la relación volumétrica moderador/combustible, a radio de las barras constante.



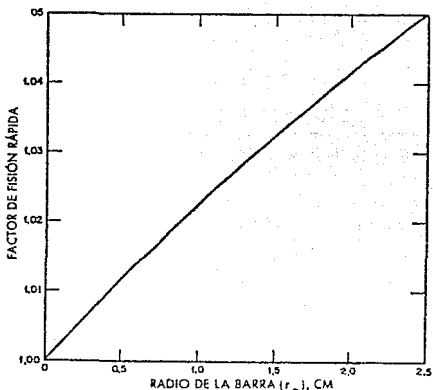
Probabilidad de escape a la resonancia en teles de uranio natural-grafito

6.4.4 FACTOR DE FISION RAPIDA.

Para completar el cálculo del factor de multiplicación infinito, en una red cualquiera, sólo falta determinar el factor de fisión rápida, ϵ , puesto que η se da por conocido en el caso del uranio natural. El método de cálculo se basa en la teoría de probabilidades, y exige conocer las secciones eficaces de fisión, de captura y de dispersión inelástica y elástica para neutrones rápidos. Los valores de ϵ son tanto mayores, cuanto mayor es la probabilidad de que un neutrón de fisión primario realice una colisión de cualquier clase, en el interior de la barra -o bloque- en que ha sido creado. Esta probabilidad aumenta, como era de esperar, con la sección eficaz total del material combustible y con el radio de la barra, ocurriendo lo mismo, naturalmente, con

el factor de fisión rápida. Así pues, la ventaja que supone el empleo de barras gruesas es relativamente pequeña, debido al incremento que experimenta el factor de fisión rápida. La dependencia de ϵ con el radio de las barras, en el caso de que el combustible sea uranio natural, aparece ilustrada en la siguiente fig. En varios tipos de reactores térmicos, moderados por grafito o agua pesada, se toma para radio de las barras un valor próximo a 1.4 cm, lo que conduce a valores de ϵ del orden de 1.03.

Al calcular los valores de fisión rápida de la fig., se ha supuesto que



Factor de fisión rápida en redes de uranio natural-grafito

ninguno de los neutrones que abandonan la barra y entran en el moderador, son capaces de retornar el elemento de combustible con energía suficiente para provocar la fisión del U-238. Esta hipótesis es razonablemente buena para redes de uranio natural en agua pesada, berilio o grafito, pero deja de serlo cuando se trata de sistemas ligeramente enriquecidos- moderados por agua ordinaria. Ello se debe a que, en estos últimos, los elementos combustibles

se encuentra muy cerca unos de otros, ya que la criticidad del sistema requiere una relación de moderador a combustible mucho menor, en general, que para otros moderadores. Como consecuencia de esta proximidad, puede ocurrir que algunos neutrones, tras abandonar un elemento de combustible determinado y atravesar el moderador, lleguen a elemento combustible inmediato con energía suficiente para producir fisión rápida. Así, por ejemplo, se ha demostrado que, para barras de óxido de uranio (enriquecido al 1.3% en U-235) de 0.76 cm. de radio, el valor de k_{eff} pasa de 1.04 a 1.10, al variar de 4 a 1 la relación volumétrica de moderador a combustible, es decir, al reducirse notablemente la separación entre barras. El "efecto de interacción", que así se denomina, aumenta, pues, al ir disminuyendo la relación volumétrica agua/combustible. En los reactores de combustible ligeramente enriquecido, moderados por agua, es corriente que el valor de esta relación esté comprendido entre 3 y 4, correspondiéndoles un factor de fisión rápida aproximadamente igual a 1.04.

6.4.5 DETERMINACION DE LA RED OPTIMA.

De todo lo dicho anteriormente, así como del examen de las -- figs. anteriores, resulta evidente que las condiciones que favorecen el aumento de la probabilidad de escape a la resonancia, hacen disminuir la utilización térmica, y viceversa. Pues bien, el problema que plantea la construcción de un reactor heterogéneo se reduce, simplemente, a determinar cual es la distribución del combustible y moderador que conduce a un valor máximo de k_{eff} . El procedimiento a seguir consiste en considerar cierto número de redes combustible-moderador, variando el radio de las barras y de la celda unidad, y calcular para cada una de ellas los valores de ρ , β y λ . Utilizando luego el valor conocido de η , pueden calcularse los factores de multiplicación correspondientes.

Los datos consignados en la siguiente tabla constituyen una indicación de

Propiedades de algunas redes heterogéneas de UN-grafito

Radio de la celda (cm)	f	p	k
10	0.907	0.866	1.073
11	0.888	0.890	1.082
12	0.867	0.908	1.076
13	0.846	0.923	1.066

los resultados que se obtienen, en una serie de cálculos de este tipo. Se refieren a una red de uranio natural-grafito, con barras de combustible cilíndricas, de 1.25 cm de radio, situadas en celdas de radio variable. Los valores de η y ϵ son, respectivamente, 1.33 y 1.027. Se ha tenido en cuenta en cada caso, que las barras de combustible llevan una vaina de aluminio de 0.115 cm de espesor, y que existe en torno a cada barra una capa de aire de 2 cm. Es evidente que, para barras de un radio determinado, al ir aumentando el radio de la celda, el valor de k_{∞} pasa por un máximo. En general, este máximo se presenta cuando los valores de p y f son casi iguales, puesto que el primero va disminuyendo regularmente, mientras que el segundo varía en sentido contrario.

Si se fija el radio de la celda y se repiten los cálculos haciendo variar el radio de las barras, se obtienen resultados algo similares a los anteriores. Al aumentar este radio, los valores de f aumentan mientras que los de p disminuyen, de suerte que también el valor de k_{∞} pasa por un máximo. Así, parece ser que los valores recomendables de estas variables son: radio de las barras 1.4 cm y radio de la celda 11.5 cm; que son los usados por los reactores de uranio natural-grafito.

6.5 SISTEMAS RETICULARES LIGERAMENTE ENRIQUECIDOS MODERADOS POR AGUA.

6.5.1 INTRODUCCION.

Los cálculos de criticidad en sistemas de combustible ligeramente enriquecido, moderados por agua ordinaria, han demostrado ser bastante complicados, debido a que estos reactores no son genuinamente térmicos. Como antes hemos visto la relación de moderador a combustible que corresponde a la criticidad es bastante baja, lo que trae consigo que la termalización de neutrones en estas redes "apretadas" no sea completa. Una consecuencia importante es que las fisiones producidas por absorción de neutrones de resonancia en U-235, contribuyen de modo apreciable al factor de multiplicación. Hay que considerar, pues, al igual que el escape neutrónico y la captura de resonancia en U-238, la captura de resonancia y fisión en U-235, mientras los neutrones están siendo moderados.

Aunque para los cálculos definitivos de criticidad se utilizan, en general, calculadoras digitales de gran velocidad, las primeras etapas del proyecto -de tipo conceptual- requieren procedimientos aproximados, más sencillos, que no exigen el empleo de máquinas calculadoras. Desgraciadamente la mayoría de estos métodos aproximados no rinden buenos resultados para redes de combustible ligeramente enriquecido, moderados por agua, a pesar de que son bastante satisfactorios cuando se trata de redes ligeramente enriquecidas moderadas por agua pesada, berilio o grafito, o bien de sistemas altamente enriquecidos moderados por agua ordinaria. Aún tolerando ciertos errores, propios de un método de cálculo simplificado, el empleo del método de difusión, o del modelo ordinario de dos grupos, conduce a resultados demasiado imprecisos para la mayoría de las aplicaciones.

El método semiempírico que vamos a presentar ofrece, en cambio, además de simplicidad, suficiente precisión para el objeto que está destinado. Se trata de un método similar al de los cuatro factores, con modificaciones que incluyen el efecto de las fi

siones epitérmicas del U-235. Hay que reconocer que los parámetros de diseño de los reactores moderados por agua a presión cubren, en la práctica, un intervalo bastante limitado, por cuya razón puede admitirse la constancia de ciertas relaciones empíricas y secciones eficaces, cuando sea preciso. Dada la importancia que han adquirido los sistemas de agua a presión, se describirá el procedimiento con cierto detalle.

6.5.2 MODELO MODIFICADO DE LOS CUATRO FACTORES.

Con el objeto de establecer una imagen física de todos los factores que intervienen, vamos a desarrollar un ciclo neutrónico que se ajuste a la situación actual. Consideremos el punto A en la fig. como punto de partida del ciclo, en el que un neutrón es absorbido. La consecuencia es que se produce ηf neutrones de fisión, represen-

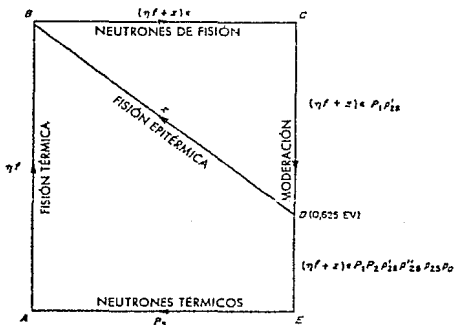


Fig. 6.5.2. Ciclo neutrónico en sistemas moderados por agua.

tados por la línea AB, conservando η y f su significado ordinario.

Ahora bien, a estos neutrones, hay que añadir x neutrones de fisión, como indica la línea BD, producidos por fisión epitérmica de U-235, de suerte que el número total de neutrones en B es ηf más x . Finalmente, como consecuencia del efecto de fisión rápida, que tiene lugar principalmente en el U-238, el número total de neutrones de fisión dispuestos para moderación será $(\eta f + x)_E$, el factor apropiado de fisión rápida.

Consideremos ahora la moderación de estos neutrones, desde C a E, habiendo dividido arbitrariamente el proceso en dos partes: una, que va desde C al punto intermedio D (energía, 0.625 ev), donde la captura radiactiva en U-235 es apreciable, y otra, de C a D, donde la energía tiene valores térmicos. El número de neutrones que lleguen a D es igual a $(\eta f + x)_E P_1 p'_{28}$, siendo P_1 la probabilidad de permanencia de los neutrones con energías superiores a D, y p'_{28} la probabilidad de escape a la resonancia, para el U-238, en el mismo intervalo energético. Al continuar la moderación desde D a E, se introducen los siguientes factores adicionales: P_2 , probabilidad de permanencia de los neutrones comprendidos en el intervalo energético de D y E; p'_{25} , probabilidad de escape a la captura correspondiente a U-235; P_c , probabilidad de que los neutrones escapen a la captura, mientras son moderados, por parte de todos los materiales existentes en el reactor distintos del combustible. Finalmente, el ciclo se completa introduciendo a la probabilidad de permanencia de los neutrones térmicos, P_3 , de suerte que el factor de multiplicación efectivo viene dado por

$$K_{ef} = P_1 P_2 P_3 (\eta f + x) p'_{28} P_{25} P_c$$

habiendo integrado los factores p'_{28} y p'_{25} en el factor único p_{28} , -- que representa la probabilidad global de escape a la captura correspondiente al U-238.

Si p_{25} es la probabilidad de escape a la captura por U-235, -- la fracción de neutrones que llegan a D y experimentan absorción --

epitérmica en este isótopo, será $1 - p_{25}$. Por consiguiente, el número de neutrones de fisión, x , producido en el proceso es igual a

$$x = \eta_{25} (1 - p_{25}) \{ (\eta_f + x) \epsilon p_1 p_{28} \}$$

siendo η_{25} el número de neutrones producidos por cada neutrón epitérmico absorbido en el U-235. De esta relación se deduce que

$$(\eta_f + x) = \eta_f \{ 1 - \epsilon p_1 p_{28} \eta_{25} (1 - p_{25}) \}^{-1}$$

e introduciendo este valor en la penúltima ec. se obtiene

$$K_{eff} = p_1 p_2 p_3 \eta_f \epsilon p_{28} p_c \beta$$

siendo

$$\beta = \frac{p_{25}}{1 - \epsilon p_1 p_{28} \eta_{25} (1 - p_{25})}$$

Si se compara la penúltima ec. con la forma clásica de los cuatro factores se ve que el factor β da cuenta de la contribución de las fisiones de resonancia, en el U-235, a la multiplicación neutrónica.

6.5.3 CALCULO DE f y η .

Para ilustrar el métodos de cálculo, vamos a evaluar la laplaciana crítica de una red que ha sido objeto de amplios estudios experimentales, en relación con el desarrollo del reactor de la Yankee Atomic Electric Company.

En uno de los experimentos, se utilizaron elementos combustibles en forma de barras, constituidas por pastillas sinterizadas de dióxido de uranio (densidad, 10.2 g/cm^3) enriquecido al 2.70% en ^{235}U . Las barras tenían un diámetro de 0.300 pulgadas (0.726 cm) y estaban envainadas en tubo de acero inoxidable, tipo 304, de 0.306 pulgadas (0.778 cm) de diámetro interior y 0.016 pulgadas (0.041 cm) de espesor de pared. La longitud activa de las barras era de 48 pulgadas, estando distribuidas en una red cuadrada con espaciado de (espaciado) de 0.470 pulgadas. Uno de los parámetros de la red que se fija de ordinario es la relación del volumen de agua, contenida en la celda unidad, al volumen que el uranio ocuparía en estado metálico. En este caso, la relación volumétrica de agua a uranio era de 3.9 a 1.

Para calcular el índice de densidad de diversos elementos presentes, N , expresado por comodidad en unidades de 10^{24} átomos por cm^3 , se dió por su puesto que existía una distribución uniforme en todo el núcleo del reactor.

Los resultados figuran en la tabla siguiente, juntamente con las secciones eficaces microscópicas (2200 m/s) y el factor, g , que

DATOS FUNDAMENTALES CORRESPONDIENTES A UN REACTOR
MODERADO POR AGUA

Elemento (o isotopo)	N (10^{24} átomos/ cm^3)	σ_c (barn)	g	Σ (cm^{-1})
Uranio-235 ...	0.000198	683	0.974	0.112
Uranio-238 ...	0.00707	2.71	1.002	0.0192
Hidrógeno ...	0.0396	0.332	—	0.0131
Oxígeno ...	0.0143	—	—	—
Hierro ...	0.0015	1.6	—	} 0.0185
Cromo ...	0.00125	2.9	—	
Níquel ...	0.00038	4.5	—	

da cuenta de la desviación a la ley $1/v$. Los valores consignados en la última columna corresponden al producto de los tres anteriores, es decir, se trata de las secciones eficaces macroscópicas a

utilizar en los cálculos, correspondientes al sistema homogeneizado.

Para el cálculo de la utilización térmica, conviene emplear la ec.

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_{au}}{\bar{\Sigma}_{au} + \bar{\Sigma}_{am}(\phi_m/\phi_u) + \bar{\Sigma}_{ac}(\phi_c/\phi_u)}$$

en la que los subíndices u, m y c se refieren, respectivamente, al combustible, moderador (agua), y vaina (acero inoxidable); las secciones eficaces son las que corresponden a una distribución uniforme, es decir, los valores que figuran en la tabla anterior. En una red apretada cuyo moderador es agua, el radio de las barras (r_0) difiere poco del radio de la celda unidad, de suerte que el método descrito para calcular el factor de desventaja no es satisfactorio. Los factores de desventaja moderador-combustible (ϕ_m/ϕ_u) y vaina-combustible (ϕ_c/ϕ_u) pueden calcularse mediante la teoría de transporte, pero también se puede utilizar, en este caso, la observación experimental de que, para relaciones volumétricas de agua a uranio comprendidas entre 2 y 4, ϕ_m/ϕ_u está muy próximo a 1.12. Este es, por tanto, el valor que se adapta para el factor de desventaja moderador-combustible. No se conoce en cambio, el factor de desventaja vaina-combustible pero es evidente que no se comete grave error al suponer que, en la vaina, el flujo neutrónico tiene un valor intermedio entre los correspondientes al moderador y al combustible, de suerte que puede tomarse $\phi_c/\phi_u = 1.06$. Introduciendo estos valores en la ec. anterior, juntamente con los de las secciones eficaces, se encuentra que

$$f = \frac{0.1512}{0.1512 + (0.0131)(1.12) + (0.0180)(1.06)} = 0.817$$

El valor de η se calcula mediante su ec.; v es igual a 2.43, y adoptando para sección eficaz de fisión del U-235 el valor de -- 577 barn, con $g = 0.974$, se obtiene como resultado

$$\eta = v \frac{\Sigma_a^{235}}{\Sigma_a^{235} + \Sigma_a^{238}}$$

$$\eta = (2.43) \frac{(0.000198)(577)(0.974)}{(0.0192+0.132)} = 1.79$$

Por tanto $\eta f = (0.817)(1.79) = 1.46$

El valor de ηf calculado anteriormente necesita sufrir una corrección, debido a que, cuando el reactor está funcionando, la temperatura del combustible es superior a la del moderador. Este efecto hace disminuir Σ_{au} con respecto a Σ_{am} , lo que se traduce -- concretamente en una disminución de la utilización térmica. Dentro de los límites de aproximación que estamos utilizando en estos cálculos, ésta corrección equivale probablemente a una reducción del 1% en ηf , es decir

$$\eta f = \frac{1.46}{1.01} = 1.45$$

6.5.4 PROBABILIDAD DE ESCAPE A LA CAPTURA

El cálculo de las probabilidades de escape a la captura, p_{2g} y p_c , exige conocer las secciones eficaces de dispersión, los decrementos energéticos logarítmicos y las integrales de captura -- epitérmica (en las impurezas).

Estos valores se consignan en la tabla siguiente, correspondiente al uranio, hidrógeno, oxígeno y acero inoxidable; también se inclu

CONSTANTES RELATIVAS A NEUTRONES EPITÉRMICOS

Elemento	σ_r (barn)	$\xi\sigma_r$ (barn)	Integral de captura epitérmica (barn)
Uranio	9,5	0,080	—
Hidrógeno	20,1	20,1	0,112
Oxígeno	3,8	0,420	0,088
Acero inoxidable	12,0	0,420	2,53
Aluminio	1,4	0,100	0,18

yen los valores correspondientes al aluminio, para aquellos casos en que se utilice este metal como material de envainado.

Quando se trata de una red apretada, el cociente $V_U \phi_U / V_M \phi_M$ difiere poco de la unidad; la ecuación usada en este caso será

$$P_{28} = \exp \left(- \frac{N_{28} I_{28}}{\xi \Sigma_S} \right)$$

siendo I_{28} la integral de resonancia efectiva del U-238, en el dióxido de uranio; $\xi \Sigma_S$ se refiere a un sumatorio extendido a todos los núcleos presentes en el reactor. Mediante los índices de densidad consignados en la penúltima tabla y los valores de $\xi \Sigma_S$ que figuran en la anterior se deduce para $\xi \Sigma_S$ el valor 0.810 cm^{-1} ; N_{28} es igual a 0.00707×10^{24} átomos por cm^3 .

La integral de resonancia efectiva viene dada por la ec.

$$f(\xi \Sigma_S) \frac{dE}{E} = a + b \frac{S}{M} \text{ (barn)}$$

con $a = 11.0$ y $b = 24.5$

Para un elemento combustible en forma cilíndrica, S/M es igual a $2/r_0 \rho$, siendo r_0 el radio de la barra y ρ la densidad del dióxido de uranio; se obtiene, pues, $S/M = 0.514 \text{ cm}^2$ por gramo. Ahora

bien, cuando las barras están muy próximas entre sí, hay que modificar el término S con el fin de tener en cuenta el efecto de "oscurecimiento", es decir, la reducción que provoca una barra en el flujo neutrónico epitérmico incidente sobre las barras adyacentes. En el caso presente, la corrección de "oscurecimiento" vale 0.97, de suerte que la probabilidad de escape a la captura viene dada por

$$P_{28} = \exp \left(-\frac{0.00707}{0.810} \right) \{11.0 + (24.5)(0.514)(0.97)\} \\ = \exp(-0.203) = 0.816$$

El factor p_{28} es el producto de p_{28}' y p_{28}'' , el primero de los cuales es necesario para calcular β . Cabe la posibilidad de escribir $p_{28}' = p_{28}^c$, siendo c una constante empírica, que vale 0.5; resulta, pues, que p_{28}'' es igual a la raíz cuadrada de p_{28} . Por consiguiente

$$p_{28}' = 0.903$$

La probabilidad de escape a la captura, p_c , en materiales distintos del combustible se obtiene mediante una expresión análoga a la de p, excepto que en el numerador del término exponencial a de figurar la suma de los valores de NI correspondientes al hidrógeno, oxígeno y elementos contenidos en el acero inoxidable. Con los índices de densidad de la tabla y las integrales de captura de resonancia que figuran en la última columna de la última tabla, se deduce que

$$p_c = 0.970$$

Finalmente del mismo modo el cálculo de p_{25} , probabilidad de escape a la captura en U-235, sin más que sustituir $N_{28}I_{28}$ por $N_{25}I_{25}$. Los valores de la integral de captura efectiva correspondientes a un sistema homogéneo, han sido determinados experimentalmente, y figuran representados en función de la sección eficaz total de dispersión por átomo de uranio-235, es decir, Σ_s/N_{25} . En la región que ahora nos interesa, la integral de captura varía poco, pudiendo

admitirse sin grave error un valor constante, igual a 290 b, con - objeto de simplificar el cálculo. En tal caso

$$P_{25} = \exp \left(- \left(\frac{0.000198}{0.810} \right) (290) \right)$$

$$\exp (- 0.0709) = 0.931$$

6.5.5 FACTOR DE FISIÓN RÁPIDA

En un sistema de dióxido de uranio ligeramente enriquecido, moderado por agua, el factor de fisión rápida puede representarse por

$$c = 1 + \frac{0.156}{1 + 0.62 \rho_w (V_w/V_u) + 0.288 (V_c/V_u)}$$

siendo ρ_w la densidad del agua, en gr/cm^3 , V_w/V_u la relación volumétrica de agua a uranio y V_c/V_u la de material de envainado a uranio; V_w/V_u tiene un valor próximo a 3.9 mientras que V_c/V_u es prácticamente igual a 0.59; la densidad del agua a la temperatura ambiente es del orden de 1.0. por tanto

$$c = 1.044$$

6.5.6 PROBABILIDADES DE PERMANENCIA.

Con el fin de simplificar el cálculo de las probabilidades de permanencia se utiliza un modelo de dos grupos de neutrones (rápi-

do y térmico), con constantes empíricas del grupo rápido que concuerden bien con las medidas experimentales de moderación de neutrones, llevadas a cabo sobre diversos elementos y mezclas sencillas. El "área de moderación" para neutrones rápidos equivalente a la edad Fermi, viene representada por

$$\tau = \frac{1}{3\Sigma_{tr} \Sigma_{s1}}$$

siendo Σ_{tr} y Σ_{s1} las secciones eficaces macroscópicas de transporte y de moderación, respectivamente, correspondientes al grupo de neutrones rápidos. Las respectivas secciones eficaces microscópicas, de todos los elementos que interesan, figuran en la tabla siguiente. Con estos valores de las secciones eficaces y los índices de densidad consignados en la primera tabla, se deduce para el reactor que estamos analizando los valores $\Sigma_{tr}=0.280$

SECCIONES EFICACES (GRUPO RÁPIDO) PARA EL CÁLCULO DE LA EDAD

Elemento	σ_a (barn)	σ_s (barn)
Uranio	9.00	0.800
Hidrógeno	1.85	0.655
Oxígeno	3.31	0.027
Acero inoxidable	4.38	0.064
Aluminio	2.25	0.012

cm^{-1} y $\Sigma_{s1} = 0.0331 \text{ cm}^{-1}$, y, en definitiva

$$\tau = \frac{1}{(3)(0.280)(0.0331)} = 36.1 \text{ cm}^2$$

Por lo que respecta al área de difusión, L^2 , hay que modificar ligeramente su ec., dándole la forma

$$L^2 = L_m^2 (1 - f) (V/V_m)$$

en la que V/V_m es el cociente entre el volumen total del núcleo del reactor y el volumen ocupado por el moderador. En general, para moderadores distintos del agua, V/V_m difiere poco de la unidad y no hace falta calcularlo. En el presente caso, sin embargo, $L_m = 2.76$, $f = 0.817$ y $V/V_m = 1.68$

$$L^2 = (2.76)^2(0.183)(1.68) = 2.37 \text{ cm}^2$$

La probabilidad de permanencia para neutrones rápidos, $P_1 P_2$, es igual a $1/(1 + \tau \beta^2)$; ahora bien, para calcular β se necesita conocer la probabilidad de permanencia, P_1 , correspondiente a neutrones cuya energía excede del valor arbitrario 0.625 ev. Lo que se hace es definir $P_1 = 1/(1 + b \tau B^2)$, siendo b una constante arbitraria de ajuste, igual a 0.86. La probabilidad de permanencia térmica, P_3 , viene dada, como siempre, por $1/(1 + L^2 B^2)$.

6.5.7 FACTOR DE MULTIPLICACION INFINITO Y LAPLACIANA-

El cálculo de las probabilidades de permanencia exige conocer el valor de B^2 , y éste se obtiene mediante una serie de aproximaciones. Si se toma para el producto $P_1 P_2 P_3$ el valor 1, se obtiene para el factor de multiplicación infinito la expresión:

$$K_\infty = \eta f \epsilon p_{28} P_C \beta$$

En primera aproximación, se hace β igual a 1, de suerte que

$$k_\infty = (1.45)(1.044)(0.816)(0.970)(1.00) = 1.20$$

Podemos calcular ahora, un valor aproximado de B^2 , es decir

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2 + \tau} = \frac{1.20 + 1.00}{2.37 + 36.1} = 0.0052 \text{ cm}^{-2}$$

del que se deduce

$$P_1 = \frac{1}{1 + b \tau B^2} = \frac{1}{1 + (0.86)(36.1)(0.0052)} = 0.861$$

El número de neutrones que se liberan en la fisión de resonancia del U-235, η_{25} , por neutrones absorbido, varía ligeramente con Σ_a/N_{25} , pero no se comete error grave considerándolo constante e igual a 1.70. Estamos, pues, en condiciones de calcular β en primera aproximación

$$\beta = \frac{0.931}{1 - (1.044)(0.861)(0.903)(1.70)(0.069)} = 1.03$$

Con este valor de β , puede calcularse nuevamente el factor de multiplicación infinito, esta vez con mayor precisión; se obtiene como resultado $K_\infty = 1.24$. Se recalcula ahora el valor de B^2 , siguiendo el mismo procedimiento que antes, obteniéndose el valor 0.0061 cm^{-2} , del cual se deduce

$$P_1 P_2 = \frac{1}{1 + \tau B^2} = \frac{1}{1 + (36.1)(0.0061)} = 0.820$$

$$P_3 = \frac{1}{1 + L^2 B^2} = \frac{1}{1 + (2.37)(0.0061)} = 0.986$$

Por consiguiente,

$$k_{\text{ef}} = P_1 P_2 P_3 k = (0.820)(0.986)(1.24) = 1.00$$

PARÁMETROS DE FISIÓN PARA REACTORES RÁPIDOS Y TÉRMICOS

Parámetro	Uranio-235		Uranio-238		Plutonio-239	
	Rápido	Térmico	Rápido	Térmico	Rápido	Térmico
σ_f (barn)	1,44	577	0,112	—	1,78	746,0
ν	2,52	2,43	2,61	—	2,98	2,90
α	0,152	0,172	1,44	—	0,086	0,38
$\eta - 1$	1,18	1,06	0,07	—	1,74	1,10

mientras que α es la relación de las secciones eficaces de captura y de fisión, es decir, σ_c/σ_f . Para un material fisible absolutamente puro

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_c} = \frac{\nu}{1 + \alpha}$$

Por cada neutrón absorbido en el combustible se producen η neutrones de fisión, pero como se necesita un neutrón para mantener la reacción en cadena, quedan $\eta - 1$ neutrones, los cuales pueden escapar del reactor, ser capturados por materiales extraños y venenos existentes en el mismo, o ser absorbidos por núcleos fértiles, por ejemplo, U-238, con la producción consiguiente de nuevo material fisible. En los reactores térmicos, los valores de $\eta - 1$ son tan próximos a la unidad, que, tras compensar el escape de neutrones y la captura parásita, queda disponible menos un neutrón por neutrón absorbido para la conversión de núcleos fértiles en físi-

En consecuencia, resulta imposible mantener el proceso de reproducción -generación de mayor cantidad de material fisible de la que se consume en un reactor que utilice como combustible U-235 o Pu-239.

En un reactor rápido, el valor de $\eta - 1$ es superior al correspondiente a un reactor térmico que funcione con el mismo combustible; por otra parte, la captura parásita en materiales distintos del combustible suele ser menor en el primer caso, debido a que las secciones eficaces macroscópicas son menores. Quiere decirse,

El que k_{ef} sea igual a 1 significa que, en primera instancia, el valor de la laplaciana utilizado en el cálculo es igual al valor crítico, es decir,

$$R_c^2 = 0.0061 \text{ cm}^{-2}$$

resultado que concuerda satisfactoriamente con el valor experimental 0.00633 cm^{-2} .

6.6 REACTORES RAPIDOS

6.6.1 INTRODUCCION

Los llamamos reactores rápidos son aquellos que apenas contienen materiales de número másico bajo -moderador, refrigerante-, capaces de moderar los neutrones por colisiones elásticas. Siempre se produce, sin embargo, cierta reducción en la energía de los neutrones, principalmente por colisiones inelásticas con núcleos del combustible y de los materiales de estructura. La mayoría de las fisiones se producen por la absorción de neutrones de alta energía, es decir, superior a 0.1 MeV (100 keV), aunque también contribuyen en parte neutrones de energía inferior, hasta de 1 kev o menos.

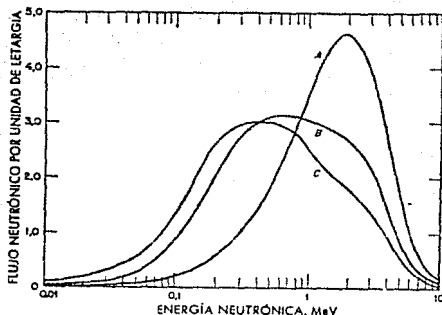
El gran interés que han suscitado los reactores rápidos, en relación con la producción de energía, radica en el hecho de que estos reactores ofrecen como perspectiva la conversión eficiente del U-238 en el isótopo fisible Pu-239. Con el fin de aclarar la cuestión se han recogido en la siguiente tabla los parámetros correspondientes a la fisión rápida y térmica de U-235, U-238 y Pu-239. Los datos de la fisión rápida se aplican a una distribución energética, o espectro, típica, como la que debe existir en un reactor rápido. las magnitudes ν y η han sido definidas ya, -

pues, que en un reactor rápido, cargado con U-235, hay posibilidad de que la relación de conversión sea superior a la unidad, mientras que si la carga es de Pu-239, puede llegarse a una relación de reproducción -relación de núcleos ffsiles producidos a núcleos ffsiles consumidos- del orden de 1.7. En realidad, estas cifras pueden ser superadas, puesto que los neutrones producidos por fisión del U-238 contribuyen, de modo sensible, al balance neutrónico de un reactor rápido. Como tipo de reactor rápido reproductor, podría considerarse el constituido por un núcleo conteniendo el 25% de material ffsil y el 75% de U-238, rodeado por una capa de uranio natural o uranio agotado. Esta capa sirve, a la vez, de reflector neutrónico y de zona donde los neutrones que escapan del reactor son capturados por el U-238 para producir Pu-239. Como regla general, puede decirse que el combustible ocupa la mitad del volumen del núcleo del reactor, quedando otra mitad para el refrigerante y materiales de estructura.

6.6.2 ECUACIONES PARA VARIOS GRUPOS.

En los reactores térmicos, la aplicación del espectro energético de Maxwell-Boltzman, así como la ley $1/v$ de las secciones eficaces, simplifica notablemente la estimación del tamaño crítico. Se pueden fijar valores promediados de las secciones eficaces, corregidos en forma apropiada de los efectos de "endurecimiento" y desviación de la ley $1/v$, que resultan adecuados -por lo menos- para cálculos preliminares. Lo que ocurre en un reactor rápido es, en cambio, mucho más complicado. En primer lugar, el espectro neutrónico varía considerablemente con la composición del reactor, como puede observarse en la siguiente figura, en la que se recogen los datos correspondientes a tres sistemas distintos. Se trata de una representación del flujo (por unidad de intervalo de letargia) en función de la energía neutrónica, desde 0.01 a 10 MeV. La curva A se refiere a un reactor desnudo, constituido prácticamente por U-235 puro; la curva B corresponde a un reactor de U-235, rodeado por una capa de uranio natural

de 9 pulgadas de espesor; finalmente, la curva C es típica de un reactor rápido con reflector, en el que el combustible está constituido por un 25% de U-235 y un 75% de U-238. En segundo lugar, -



Espectros de neutrones rápidos en tres sistemas diferentes [25]

las secciones eficaces necesarias para los cálculos de la criticidad -fisión, captura, dispersión elástica e inelástica- dependen fuertemente de la energía neutrónica. La consecuencia es que, si bien pueden obtenerse a veces estimaciones groseras del tamaño crítico por aplicación de la teoría de un grupo, utilizando parámetros para neutrones rápidos promediados empíricamente, la única solución satisfactoria consiste en emplear técnicas basadas en varios grupos de neutrones.

Indicaremos ahora, muy brevemente, un método de varios grupos, relativamente sencillo, que puede aplicarse a la determinación del tamaño crítico de un reactor rápido con auxilio de una calculadora de despacho. Este mismo método general, con un número mayor de grupos de neutrones, es susceptible de aplicación más rigurosa, utilizando calculadoras electrónicas.

Cuando se considera un solo grupo de neutrones, la forma integral de la ec. de transporte tiene una solución, denominada asintótica, que viene dada por

$$B = \beta \tan^{-1} \left(\frac{B}{\alpha} \right)$$

válida para $B \ll \alpha$, siendo B^2 la laplaciana, α la sección eficaz macroscópica total de remoción (Σ_t) -que incluye todos los eventos neutrónicos: colisión elástica e inelástica, captura y fisión- y β la sección eficaz macroscópica de producción neutrónica "secundaria"; así pues,

$$\alpha = N (\sigma_{elástica} + \sigma_{inelástica} + \sigma_{cap.} + \sigma_f) = \Sigma_t$$

$$\beta = N (\sigma_c + \sigma_i + \nu \sigma_f)$$

La aplicación de la solución anterior viene restringida por la condición de que β/α sea igual o mayor que la unidad, que es el caso correspondiente a un sistema infinito, sea crítico o supercrítico. Con el fin de corregir el efecto de dispersión anisótropa, conviene emplear las secciones eficaces de transporte, siempre que sea posible, en lugar de usar las secciones eficaces ordinarias de dispersión.

Cuando se determina B^2 mediante la ec. anterior, la forma integral de la ec. de transporte viene satisfecha -en regiones algo distintas las superficies límites de un reactor finito- por valores del flujo, $\phi(r)$, que son soluciones de la ec. de ondas

$$\nabla^2 \phi(r) + B^2 \phi(r) = 0$$

correspondientes a la distribución de flujo. Por consiguiente, el parámetro B^2 definido por la ya dicha ec. se identifica con la laplaciana ordinaria, de suerte que, cuando el sistema alcanza justamente la criticidad, puede utilizarse al valor de B_c^2 para calcular el tamaño crítico del reactor.

el tamaño crítico del reactor.

Al extender el procedimiento a varios grupos de neutrones, cuyos flujos vienen representados por $\phi_1(r)$, $\phi_2(r)$, $\phi_3(r)$, etc., se admite en primer lugar que

$$\nabla^2 F(r) + B^2 F(r) = 0$$

siendo $F(r)$ un factor que es función de la posición, pero independiente de la energía de los neutrones, lo que equivale a decir que tiene el mismo valor para todos los grupos. Dicho de otro modo, se introduce la hipótesis de que el espectro energético de los neutrones es idéntico en todas las posiciones del reactor; ya sabemos que esto no es rigurosamente cierto, ni siquiera dentro de la teoría de difusión aproximada, pero resulta satisfactorio para la finalidad que ahora se persigue. Esta hipótesis es la que hace posible la solución de problemas sobre reactores rápidos, hasta con diez grupos de neutrones, utilizando exclusivamente una calculadora de despacho.

Los flujos de los distintos grupos se pueden expresar ahora en función de $F(r)$, es decir,

$$\phi_1(r) = \psi_1 F(r) \quad \phi_2(r) = \psi_2 F(r) \quad \phi_3(r) = \psi_3 F(r), \\ \text{etc.}$$

La solución de la ec. integral de transporte, equivalente viene representada en general, para el grupo de orden j , por

$$B = (\text{neutrones que entran en el grupo } j) \tan^{-1} \frac{B}{\Sigma_j^t}$$

siendo Σ_j^t la sección eficaz total de remoción del grupo. La expresión "neutrones que entran al grupo j " engloba todos los neutrones dispersados a este grupo elástica o inelástica desde otros grupos de energía superior, así como los dispersados den-

tro del propio grupo, más la fracción de neutrones de fisión cuyas energías están comprendidas entre los límites del grupo.

Con notación adecuada la ec. anterior se transforma en

$$\psi_j \beta = \left\{ \sum_{i=1}^j \Sigma_{ij} \psi_i + X_j \sum_{j=1}^n (\nu \Sigma_f)_j \psi_j \right\} \tan^{-1} \left(\frac{\beta}{\Sigma_f} \right)$$

El primer término entre corchetes corresponde a la suma de todas las dispersiones -elásticas e inelásticas- al grupo j , desde todos los grupos, 1, 2, 3, j , es decir, desde todos los grupos de energía superior y del propio grupo j . El símbolo x_j representa la fracción del total de neutrones de fisión que nacen con la energía del grupo, por lo cual la sumatoria del segundo término expresa los números totales de neutrones de fisión correspondientes a todos los n grupos. Esta es la fuente total de neutrones de fisión, que resulta conveniente normalizar a la unidad.

$$\sum_{j=1}^n (\nu \Sigma_f)_j \psi_j \equiv 1$$

relación mediante la cual quedan definidos $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_j, \dots, \psi_n$

Por otra parte, cabe la posibilidad de separar las dispersiones que tienen lugar en el grupo j de todas las restantes, en cuyo caso la penúltima ec. se convierte en

$$\psi_j \beta = \left\{ \sum_{i=1}^{j-1} \Sigma_{ij} \psi_i + \Sigma_{jj} \psi_j + X_j \right\} \tan^{-1} \left(\frac{\beta}{\Sigma_f} \right)$$

que tiene por solución

$$\psi_j = \frac{\left\{ \sum_{i=1}^{j-1} \Sigma_{ij} \psi_i + X_j \right\} \tan^{-1} \left(\frac{\beta}{\Sigma_f} \right)}{\beta = \Sigma_{jj} \tan^{-1} \left(\frac{\beta}{\Sigma_f} \right)}$$

Esta expresión representa un sistema de ecuaciones, una por cada grupo de neutrones, que, una vez resuelto, completa la determinación de B y, por lo tanto, de la laplaciana del sistema crítico.

6.6.3 CALCULO DE LA LAPLACIANA.

La elección del número de grupos viene determinada, en general, por la capacidad de la calculadora que vaya a utilizarse. Otro punto importante es que se disponga de las secciones eficaces para cada grupo. El intervalo de energía -o de letargia- de cada grupo se elige arbitrariamente, aunque conviene dejarse guiar por la experiencia. En particular, la sección eficaz media para cada grupo vendrá determinada por la variación de la energía neutrónica dentro del grupo. Siempre que sea posible, conviene escoger los grupos de modo que la variación de la sección eficaz, en cada uno de ellos, sea relativamente pequeña. Dicho de otro modo, los límites de los distintos grupos deben elegirse de tal suerte que correspondan a energías neutrónicas para las cuales las secciones eficaces -de fisión y captura, en particular- no experimentan una variación notable. La tarea de asignar secciones eficaces a los grupos viene dificultada por la falta de datos experimentales, especialmente para la dispersión inelástica. Los valores que figuran en la bibliografía se basan, en general, en la combinación de resultados experimentales, análisis teóricos y medidas de criticidad.

Antes hemos dicho que la solución asintótica representada para la ec. que define B solamente es aplicable a un sistema (crítico o supercrítico) infinito. A menos de que se tenga la evidencia de que este es el caso, por comparación con otros reactores, convendría hacer una comprobación previa, antes de admitir la validez de la ec. anterior. Para un medio infinito, el valor de B es cero, de suerte que el desarrollo asintótico de la teoría de transporte conduce a

$$\psi_j = \frac{\sum_{i=1}^{j-1} \Sigma_{ij} \psi_i + X_j}{\Sigma_{cj} - \Sigma_{jj}}$$

Comenzando con el grupo energético más alto y observando que, al determinar ψ_j , la sumatoria del numerador de la ec. anterior se anula para $j = 1$, se van calculando los valores de ψ correspondientes a los diversos grupos. Se calculan luego los valores respectivos de $(\nu \Sigma_f)_j \psi_j$ y si la suma correspondiente a todos los grupos es igual o mayor que la unidad, puede afirmarse que el sistema es crítico o supercrítico. En estas condiciones puede aplicarse la penúltima ec. al sistema de tamaño finito.

Suponiendo que se conocen las constantes de cada grupo y todas las secciones eficaces macroscópicas correspondientes a la composición del reactor, así como los valores apropiados de ν_i y x_j , la etapa siguiente consiste en la estimación de un valor preliminar de la laplaciana crítica.

Este puede obtenerse mediante la ec. monoenergética, sustituyendo $k \approx \eta$, o su equivalente $\nu \Sigma_f / \Sigma_a$ y L^2 por $1/3 \Sigma_{tr} \Sigma_a$ de suerte que

$$B_c^2 \approx 3 \Sigma_{tr} (\nu \Sigma_f - \Sigma_a)$$

Las secciones eficaces que han de introducirse en esta ec. pueden ser valores promediados para un grupo, o bien las correspondientes a un grupo de energía intermedia. Para seleccionar este grupo particular, pueden seguirse las reglas prácticas siguientes. Las especies de gran sección eficaz de captura o de número atómico elevado (superior a 60) se consideran equivalentes a U-238. En cambio los elementos de baja sección de captura o de número atómico inferior a 60, pueden considerarse como diluyentes. Si se llega a dos átomos de U-238 (o equivalente) con menos de 8 átomos de diluyentes, por átomos de diluyente, por átomo de especie ffsil,

se considera entonces que el espectro es "muy rápido" utilizándose en la penúltima ec. secciones eficaces correspondientes al intervalo 0.35 y 1.0 MeV. Por el contrario, al sistema 3-6 átomos de ^{238}U con 8-35 átomos de diluyentes, por átomo ffsil, le corresponde un espectro simplemente "rápido", fijándose entonces para las secciones eficaces el intervalo energético 0.05-0.35 MeV.

Una vez determinado de esta forma el valor preliminar de B , se introduce en cada una de las n ecs. con lo que se determina correspondientes valores de ψ . Como se conocen los valores de ν y Σ_f para cada grupo, a partir de cada valor de ψ , se calcula el valor correspondiente de $\nu \Sigma_f \psi$. Se suman luego todos los valores de $\nu \Sigma_f \psi$, y si el valor estimado de B es correcto, la suma total debe ser igual a la unidad. En caso de que sea superior a la unidad, se elige un valor de B ligeramente mayor y se ensaya por segunda vez, repitiéndose el procedimiento hasta que se obtenga un valor consistente. La laplaciana crítica deducida de esta forma, permite calcular las dimensiones críticas del reactor desnudo. Finalmente, a partir de los valores de ψ , que constituyen las soluciones correctas de las ecs. de los distintos grupos, se deduce el espectro del flujo neutrónico en el sistema considerado.

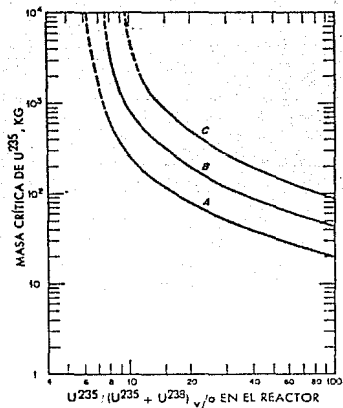
La ec. monoenergética que define el radio crítico permite deducir un valor preliminar en el reactor reflejado, con reflector grueso. En efecto recordando que $D = 1/3 \Sigma_{tr}$ y que $L^2 = 1/3 \Sigma_{tr} \Sigma_a$, se deduce que

$$R_c = \frac{\eta}{B_c} - \left(\frac{\Sigma_{tr}}{3 \Sigma_a} \right)^{1/2} \frac{1}{\Sigma_{tr}}$$

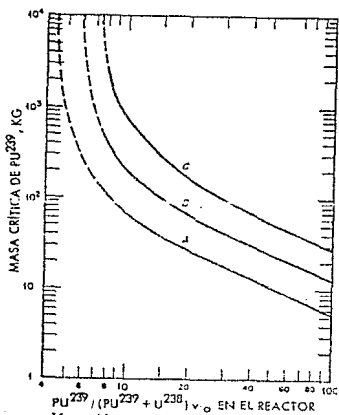
Al igual que antes se comienza por emplear la sección eficaz de un solo grupo, con lo que se obtiene una primera aproximación de R_c , repitiéndose el proceso de iteración hasta conseguir un valor que satisfaga la ecuación.

6.6.4 COMPOSICION DEL REACTOR Y MASA CRITICA.

Las dos figuras siguientes muestran como incluye la composición del reactor (volumen de U-235 y de Pu-239 en el combustible, respectivamente, siendo el resto U-238) sobre los valores calculados de la masa crítica. La curva A se refiere a un reactor cuyo núcleo contiene solamente material combustible; la curva B corresponde a una composición volumétrica del 50% de combustible, 33% de sodio (refrigerante) y 16 2/3% de acero inoxidable; finalmente la curva C corresponde al 25% de combustible, 50% de Na y 25% de acero. En todos los casos el reflector es de 20 pulgadas de espesor. Se observará también, incidentalmente, que la masa crítica de los reactores rápidos es mucho mayor que la de los reactores térmicos que utilizan el mismo combustible.



Masa crítica de uranio-235 en reactores rápidos [

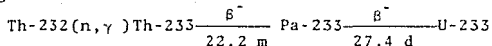


Masa crítica de plutonio-239 en reactores rápidos [

6.6.5 CONVERSION Y CRIA.

Es un hecho que las reservas de U-235 no son suficientes para satisfacer las demandas de combustible nuclear en el futuro. Verdaderamente, si la energía nuclear estuviera basada solo en la fisión del U-235, la era de la energía nuclear sería comparativamente corta, probablemente tendría menos de una centuria de duración. Afortunadamente es posible producir ciertos átomos físis a partir de abundante material no físil, proceso conocido como "conversión", - proceso que asegura fuentes virtualmente ilimitadas de energía nuclear para el mundo.

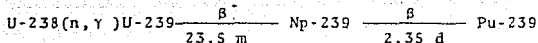
Los dos isótopos físis más importantes producidos por conversión son el U-233 y el Pu-239. El U-233 es obtenido a partir del Torio por la absorción de neutrones. Las reacciones involucradas son como sigue:



El isótopo intermedio Pa-233 es llamado Protactinio-233, como resultado de la reacción anterior, el isótopo no físil Th-232 es convertido en U-233 físil. Isótopos tales como el Th-232 los cuales no son ellos mismos físis, pero a partir de los cuales pueden ser producidos isótopos físis, son llamados "fértilis" como se recordará.

Es cosa relativamente simple llevar a cabo reacciones como la anterior. Naturalmente el Torio ocurrenente es enteramente Th-232. Es meramente necesario, por lo tanto, introducir Torio, en una forma o en otra, en un reactor crítico donde éste sea expuesto a los neutrones. Después de un adecuado tiempo de irradiación, cuando el U-233 ha alcanzado el nivel deseado, el Torio es desalojado del reactor y el U-233 es extraído del Torio. Esto puede hacerse promedios químicos, ya que el Torio y el Uranio son dos elementos químicos enteramente diferentes. Como dato, sin embargo, han sido producidas cantidades relativamente pequeñas de U-233 a partir de Th, ya que casi no hay demanda de U-233 como combustible nuclear. Aun así, el Th es una importante fuente potencial de combustible nuclear.

El Pu-239 es obtenido a partir de reacciones similares a la anterior, normalmente



El isótopo fértil en este caso es el U-238; el núcleo intermedio Np-239 es el Neptunio-239. Para realizar estas reacciones en la práctica, el U-238 debe ser irradiado en un reactor. Esto, sin embargo, ocurre automáticamente en la mayoría de los reactores de potencia de diseño común. Como es sabido, la mayoría de los reactores actuales usan como combustible uranio ligeramente enriquecido en U-235. Prácticamente todo el combustible es por lo tanto U-238, y la conversión de U-238 a Pu-239 tiene lugar por supuesto durante la operación normal de estos reactores. El Pu es extraído después de que el combustible es removido del reactor. Como en el caso del Th y el U-233, este puede ser extraído químicamente ya que el Pu y el U son otra vez elementos diferentes. Hay poca duda, como veremos más tarde, que en el futuro el Pu-239 vendrá a ser el combustible nuclear más importante.

El proceso de conversión es descrito cuantitativamente en términos del parámetro C, el cual es llamado "razón de conversión" o algunas veces "razón de cría". Este será definido como el número promedio de átomos físi les producidos en un reactor por átomo físi l de combustible consumido. Así cuando N átomos de combustible son consumidos, NC átomos de material fértil son convertidos en nuevos átomos físi les. Sin embargo, si el nuevo isótopo físi l es el mismo que alimenta al reactor, los nuevos átomos son consumidos a la larga para convertir otros NC x C = NC² átomos de material fértil; estos podrían ser consumidos para convertir NC³ átomos fértiles; y así sucesivamente. De esta manera, es fácil de ver que el consumo de N átomos de combustible resulta en la conversión de un total de

$$NC + NC^2 + NC^3 + \dots = \frac{NC}{1 - C}$$

átomos fértiles, siempre que C sea menor que 1. Cuando C = 1, una cantidad infinita de material fértil puede ser convertida comenzando con una cantidad dada de combustible.

La situación de mayor importancia ocurre cuando C es mayor que 1. En este caso, más de un átomo fisible es producido por cada átomo fisible consumido, tal proceso se describe como "cría". Los reactores que están diseñados de tal manera que tiene lugar la cría son llamados "reactores de cría" o simplemente "reproductores". Los reactores que convierten pero no crían se denominan "convertidores"; los reactores que ni convierten ni crían pero simplemente consumen combustible son llamados "quemadores". Los reproductores son dispositivos extraordinarios, porque, además de proporcionar potencia a través de la energía liberada en la fisión, producen actualmente más combustible fisible del que consumen.

Es necesario decir, que es más difícil diseñar un reactor de cría que uno que solamente convierta.

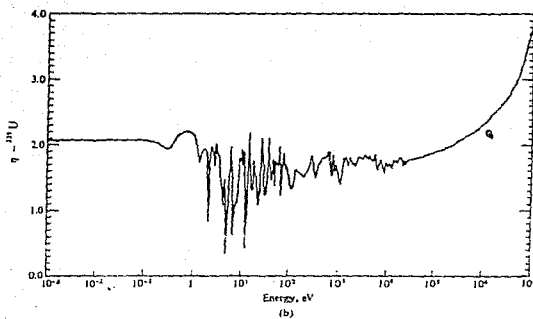
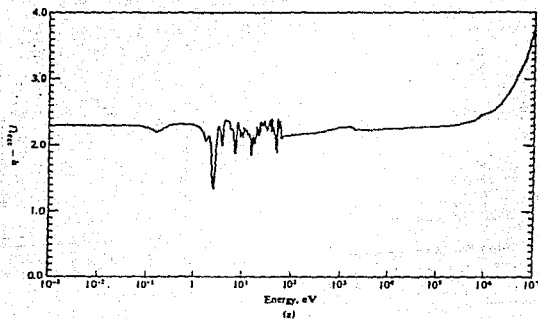
Para darnos una idea, η debe ser mayor que 1 para la conversión, y debe ser mayor de 2 para la cría. Esto es porque en cualquier reactor, un neutrón de fisión debe eventualmente ser absorbido en el material fértil para producir nuevos isótopos fisibles. De hecho, η debe ser sustancialmente mayor a 2, como se ha hecho notar, en cualquier reactor algunos neutrones son inevitablemente absorbidos por átomos distintos al combustible o perdidos por fuga.

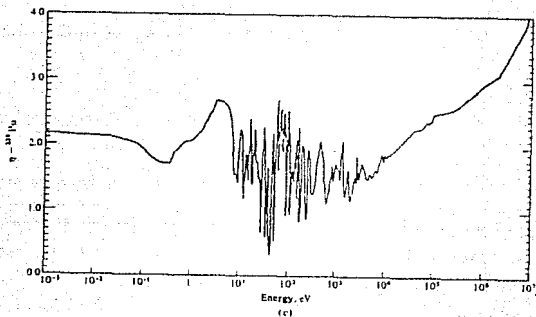
En relación a esto, es importante reconocer que η no es una constante, y depende de la energía del neutrón que induce la fisión. Esta variación de η con la energía se muestra en las siguientes figuras para los tres isótopos fisibles U-233, U-235 y Pu-239. A energías neutrónicas térmicas, $E = 0.025$ eV, el valor de η para el U-233 es de alrededor 2.29, el cual es suficientemente mayor a 2 como para que la cría se lleve a cabo. Así en un diseño apropiado de reactor en el cual la mayoría de las fisiones son inducidas por neutrones térmicos, esto es, un "reactor térmico", crearía si fuera alimentado con U-233. En contraste, los valores neutrónicos térmicos de η para el U-235 y Pu-239, 2.07 y 2.14, respectivamente, no son suficientemente mayores a dos como para permitir la cría.

Retornando a la figura, se puede observar que en el rango intermedio de energía, entre y cerca de 1 eV a 100 eV para el U-235 y entre y cerca de 10 eV a 20 KeV para el Pu-239, el valor de η cae abajo de 2. La cría no puede ser alcanzada, por lo tanto, cuando estos isótopos son usados como combustible en un reactor en el cual -

la mayoría de las fisiones ocurran a estas energías. Se cree, sin embargo, aunque no ha sido demostrado, que tales "reactores intermedios" podrían ser hechos de cría, cuando menos de un modo limitado, siempre y cuando fuesen alimentados con U-233. El valor de k del U-233 aparentemente es mayor a 2 en un margen suficiente a energías intermedias como para hacer posible la cría.

Por encima de cerca de 100 keV, como se indica en la figura, η alcanza valores sustancialmente arriba de 2 para los tres combustibles físiles. Es posible pues crear con todos estos combustibles, proporcionando un diseño de reactor en el cual el volumen de fisiones sean inducidos con neutrones de energías suficientemente altas. Los reactores de este tipo son llamados "reactores rápidos" o, como son regularmente designados "rápidos de cría".





La magnitud a la cual ocurre la cría en un reactor es descrita por la "ganancia de cría", parámetro denotado por el símbolo G . Este está definido como el "incremento neto" en el número de átomos ffsiles en un reactor por átomo de combustible consumido. Como C es la razón de cría, siendo el mínimo total de átomos de combustible producidos por átomo de combustible consumido, se sigue que G y C están simplemente relacionados por

$$G = C - 1$$

Así suponga que $C = 1.2$. De manera que 1.2 nuevos átomos de combustible son producidos por cada átomo consumido. El incremento neto en el número de átomos de combustible por átomo consumido es entonces claramente 0.2.

La cría es también descrita en términos de "el tiempo doble". Este está definido como el intervalo de tiempo hipotético durante

el cual la cantidad de material fisil en un reactor es duplicada. Para calcular el tiempo doble, suponga que un reactor es operado a un nivel térmico constante de potencia de P_0 megawatts. Este reactor consume material fisil a la razón uniforme de wP_0 gramos por día, donde w es la razón de consumo de combustible por unidad de potencia. (En el caso del U-235 $w = 1.25$ g por día por megawatt térmico). Esto es equivalente al consumo de $wP_0 N_A / M_f$ átomos de combustible, donde N_A es el número de Avogadro y M_f es el peso atómico del combustible. De la definición de G , el consumo de $wP_0 N_A / M_f$ átomos de combustible produce $GwP_0 N_A / M_f$ átomos de combustible más de los que son consumidos, de manera que hay una "razón neta de producción" de GwP_0 gramos de combustible por día. Si nada de este combustible es removido del reactor, la cantidad total de combustible en el sistema se incrementará linealmente con el tiempo desde el combustible inicial m_0 . El "doble tiempo lineal" está definido como el tiempo t_{D1} requerido para que la cantidad total de combustible en el reactor alcance el valor de $2m_0$. Claramente entonces,

$$GwP_0 \times t_{D1} = m_0$$

y

$$t_{D1} = \frac{m_0}{GwP_0}$$

No es difícil de ver, sin embargo, que permitir que todo el nuevo combustible se acumule en el reactor es un procedimiento usual. El combustible extra no es necesario para la operación del reactor sería mejor que fuera removido y, junto con el combustible precedente de otros reproductores, ser usado para alimentar otro reactor de cría. De este modo, la potencia total producida a partir de todo el combustible puede ser incrementada de acuerdo con el incremento de la masa de combustible y puede ser creado combustible adicional en el segundo reactor.

Se puede ver que la potencia del reactor que puede ser producida a partir de una masa dada de combustible es proporcional a la masa, esto es

$$P = \beta m$$

donde β es una constante. Sin embargo, como se ve de lo anterior, la razón de incremento en masa está dada por

$$\frac{dm}{dt} = GWP$$

y se sigue que

$$\frac{dm}{dt} = Gw \beta m$$

Esta ec. tiene la solución

$$m = m_0 e^{-Gw \beta t}$$

donde m_0 es otra vez el combustible inicial.

El "tiempo doble exponencial" t_{De} es ahora definido como el tiempo en el cual m alcanza el valor $2m_0$ de acuerdo con la ec. anterior. Es fácil ver que es

$$t_{De} = \frac{\ln 2}{Gw \beta}$$

Sin embargo, de la ec. que define la potencia

$$\beta = \frac{P_0}{m_0}$$

donde P_0 es la potencia inicial. Sustituyendo en la ec. anterior, tenemos:

$$t_{De} = \frac{m_0 \ln 2}{Gw P_0}$$

Comparando las ecs. que definen los tiempos dobles tenemos:

$$t_{De} = t_{D1} \ln 2 = (0.693)t_{D1}$$

El crecimiento en el inventario total de combustible y los dos tiempos dobles t_{D1} y t_{De} se muestran en la siguiente figura. En la práctica, ambos t_{D1} y t_{De} han sido usados. Sin embargo, debido a que t_{De} refleja un modo más sensible del manejo del combustible, es frecuente referirse a él como el tiempo doble.

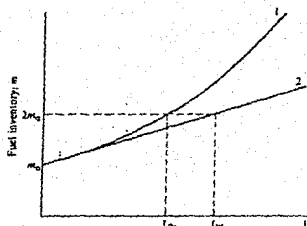


Fig. 4.5 Growth in the inventory of fuel by breeding under two conditions: (1) new fuel continually extracted and used for further breeding, (2) new fuel left in reactor.

Debe ser enfatizado que el tiempo actualmente requerido por un reactor para duplicar el inventario de su material fisible es mayor - que cualesquiera de los tiempos dobles calculados arriba, ya que el tiempo requerido para remover el nuevo combustible producido del reactor y para llevar a cabo la separación química y transformarlo después en la forma adecuada para ser usado por el reactor fueron omitidos en la derivación. No obstante, el tiempo doble es una medida razonable del funcionamiento de un reactor de cría. Así, de cualquier manera, el mejor reproductor es claramente aquel que tenga bajos valores de t_{De} .

CAPITULO VII

EXTRACCION DEL CALOR DE FISION

7. EXTRACCION DEL CALOR DE FISION.

Para un reactor operando en estado estacionario, con una distribución interna de temperatura la cual es independiente del tiempo, todo el calor liberado en el sistema debe ser extraído tan rápido como sea producido. Esto es realizado, en todos los reactores excepto en aquellos que operan a muy bajos niveles de potencia, pasando un refrigerante líquido o gaseoso a través del núcleo y a través de otras regiones donde el calor es generado. La naturaleza y operación de este sistema de enfriamiento es una de las consideraciones más importantes en el diseño de un reactor nuclear.

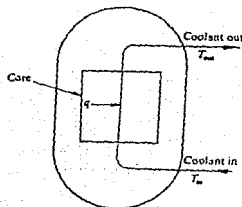
La temperatura en un reactor en operación en general varía de punto a punto dentro del sistema. Como una consecuencia, hay siempre una barra de combustible, usualmente una de las barras de combustible próximas al centro del reactor, la cual en un punto de su longitud está más caliente que todo el resto. Esta temperatura máxima del combustible es determinada por el nivel de potencia del reactor, el diseño del sistema de enfriamiento, y la naturaleza del combustible. Sin embargo, consideraciones metalúrgicas ponen un límite superior de temperatura al cual el combustible puede ser seguramente elevado. Arriba de esta temperatura hay el peligro de que el combustible pueda fundirse, lo cual puede conducir a la ruptura del recubrimiento y la liberación de los productos de fisión. Uno de los mayores objetivos en el diseño de el sistema de refrigeración de un reactor es proveer la remoción del calor producido al nivel de potencia deseado, mientras se asegure que la máxima temperatura del combustible esté siempre bajo este valor predeterminado.

Resultaría que desde un punto de vista estrictamente nuclear, no hay un límite superior para el nivel de potencia el cual puede ser alcanzado por cualquier reactor crítico teniendo suficiente exceso de reactividad para vencer este coeficiente negativo de temperatura. Así por el movimiento de las barras de control y poniendo un reactor en un período positivo, la potencia podría aumentarse indefinidamente, si no fuera por el hecho de que este --

punto de temperatura podría ser alcanzado donde el sistema refrigerante no fuera suficiente para extraer el calor producido. Más allá de este punto, el combustible se calentaría tanto, que eventualmente una porción del núcleo podría fundirse. Esta situación es evitada en la operación actual de un reactor por la inserción de las barras de control o agregando boro al sistema para devolverlo al estado crítico donde el nivel de potencia deseado pueda ser alcanzado. A través del presente capítulo se asumirá que los reactores son críticos y que operan a potencia constante.

7.1 CONSIDERACIONES TERMODINAMICAS GENERALES.

Desde el punto de vista de la termodinámica, un reactor nuclear es un dispositivo en el cual se produce energía y es transferida a un fluido en movimiento. Así, como se indica en la siguiente fig. se libera calor en un reactor a razón de q Btu/hr y se absorbe por el refrigerante, el cual entra al reactor a la temperatura T_i y sale del reactor a la temperatura T_s , pasando a través del sistema a razón de w lb/hr.



Schematic drawing of coolant flow through a reactor.

Con todos los reactores de potencia excepto el BWR, no hay cambio (neto) de fase del refrigerante al pasar a través del reactor; es

to es, el refrigerante no hierva. En estos reactores, el calor del reactor solo incrementa la temperatura del refrigerante, proceso -- que ocurre esencialmente a presión constante, normalmente, a la presión del refrigerante del reactor. El calor en Btu requerido para elevar la temperatura de una unidad de masa de refrigerante desde la temperatura T_i hasta T_s es

$$\int_{T_i}^{T_s} c_p(T) dT$$

donde $c_p(T)$ es el calor específico a presión constante por unidad de masa de refrigerante. Como w lb de refrigerante fluyen a través del reactor por hora, la razón a la cual el calor producido el reactor es absorbido por el refrigerante esta dado por

$$q = w \int_{T_i}^{T_s} c_p(T) dT$$

La ecuación anterior puede escribirse también en términos de la función termodinámica "entalpía". Esta está definida para una sustancia por la relación

$$h = u + Pv$$

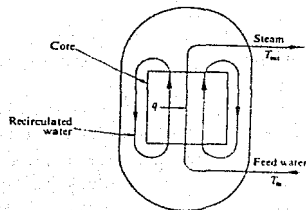
donde h es la entalpía por unidad e masa de la sustancia (ésta es llamada "entalpía específica"), u es la energía interna por unidad de masa, P es la presión, y v es el volumen específico de la sustancia (ft^3/lb). Las unidades de h son Btu/lb. En termodinámica se ve que cuando se agrega calor a una sustancia a presión constante, esencialmente todo este calor es usado para incrementar esta entalía. Así, si h_i y h_s son las entalpías específicas del refrigerante entrando y saliendo del reactor, respectivamente, se sabe que

$$h_s = h_i + \int_{T_i}^{T_s} c_p(T) dT$$

también se sigue que

$$q = w(h_s - h_i)$$

La situación es algo más complicada en un BWR. En este reactor, una porción del agua que pasa a través del núcleo es vaporizada, saliendo del reactor en forma de vapor por tubo hasta la turbina, y retornando después como agua de alimentación habiendo pasado por el condensador. La mayor parte del agua que va a través del núcleo es recirculada dentro del reactor. Sin embargo, en estado estacionario de operación, no hay absorción neta de calor por el agua de recirculación. Por lo tanto, aunque el agua de alimentación que está entrando se mezcla con el agua de recirculación antes de pasar a través del núcleo, el efecto sobre todo el reactor es simplemente vaporizar el agua de alimentación, como se indica esquemáticamente en el fig.



4 Schematic drawing of coolant flow through a BWR.

El cambio de entalpía desde el punto donde el agua de alimentación entra al BWR hasta el punto donde el vapor sale del reactor consta de dos términos. El agua es primero calentada desde su temperatura de entrada T_i hasta la temperatura a la cual hierve, esto es, la "temperatura de saturación" T_{sat} para la presión dada del sistema. La temperatura del agua no se eleva arriba de este valor. El incremento asociado de la entalpía es

$$h_f = h_i + \int_{T_i}^{T_{sat}} c_p(T) dT$$

Esta es la entalpía del agua saturada. Con el principio del hervor, el agua absorbe una cantidad de calor igual al "calor de vaporización" denotado por h_{fg} , por unidad de masa de agua que cambia de fase. Así la entalpía específica del vapor es

$$h_s = h_f + h_{fg} = h_i + \int_{T_i}^{T_{sat}} c_p(T) dT + h_{fg}$$

De nuevo, la razón a la cual el calor es absorbido por el refrigerante está dado por la ec.

$$q = w (h_s - h_i)$$

donde w es el vapor o razón de agua de alimentación en lb/hr.

La ventaja de expresar q en términos de la entalpía es que h ha sido calculada mediante la penúltima ecuación y esta disponible en forma tabulada para cierto número de substancias. Se notará -- que solo la diferencia de entalpías entre dos diferentes temperaturas es manejada y usada; el valor absoluto de la entalpía no se ha manejado. Así el valor de la entalpía puede ser fijado arbitrariamente, y los valores de la entalpía calculados desde este punto de partida. En el caso del agua, por ejemplo, en el sistema inglés -- de unidades, h es tomada como cero para el líquido saturado a 32°F.

7.2 GENERACION DE CALOR EN LOS REACTORES.

El primer punto en el diseño del sistema de enfriamiento de un reactor es la determinación de la distribución espacial de el calor producido dentro del reactor. El problema es discutido en esta sección.

La energía liberada en la fisión aparece en varias formas - como energía cinética de los fragmentos de fisión; como energía cinética y de enlace de los neutrones de fisión; como rayos gama prontos de fisión; como rayos gama y beta del decaimiento de los productos de fisión; y emisión de neutrones-. Con excepción de los neutrones, virtualmente toda esta energía es absorbida finalmente en algún lado en el reactor. Sin embargo, porque estas varias radiaciones son atenuadas de diferentes modos por la materia, sus energías tienden a depositarse en diferentes lugares. En la siguiente discusión de la deposición de la energía, se asumirá que el combustible del reactor esta en forma de barras individuales.

7.2.1 PRODUCCION DE CALOR EN LOS ELEMENTOS DE COMBUSTIBLE.

Los fragmentos de fisión tienen una energía cinética de cerca de 168 MeV por fisión. Estas partículas altamente cargadas tienen un alcance extremadamente corto y su energía es por lo tanto depositada cerca del sitio de la fisión dentro del combustible. Similarmente, la gran mayoría de los 8 MeV de los rayos beta producto de la fisión son también depositados en el combustible. Por otro lado, muchos de los rayos gama provenientes del decaimiento de los productos de fisión emitidos directamente en la fisión pasan fuera del combustible, debido a que son menos fuertemente atenuados que las partículas cargadas. Algunos de estos rayos gama son absorbidos en las inmediaciones del refrigerante y/o moderador, en la coraza térmica, o en el blindaje que rodea el reactor. Sin embargo, por la proximidad de las barras de combustible en muchos reactores, algunos de los rayos gama son interceptados y absorbidos por las barras adyacentes.

Los neutrones prontos son emitidos con una energía cinética total de cerca de 5 MeV por fisión. En un reactor térmico, el grueso de esta energía es depositada en el moderador como frenado de los neutrones. La captura de rayos gama emitidos en seguida de una absorción de estos neutrones en una reacción que no causa

fisión se realiza en todo el reactor. En un reactor rápido, los neutrones de fisión se frenan muy poco antes de ser absorbidos y su energía cinética aparece como una adición a la energía de captura de rayos gamma. Los neutrones retardados contribuyen insignificamente a la energía de un reactor.

Es claro de las consideraciones anteriores que la deposición espacial de la energía de fisión depende de los detalles de la estructura del reactor. Sin embargo, para cálculos preliminares puede asumirse que aproximadamente un tercio de la energía total de los rayos gamma, cerca de 5 MeV, es absorbida en el combustible. Esta junto con los 168 MeV de los fragmentos de fisión y 8 MeV de los rayos beta dan un total de 181 MeV por fisión (cerca de un 90% de la energía recuperable de fisión) la cual es depositada en el combustible, la mayoría de ésta en la vecindad inmediata del sitio de la fisión. El remanente (cerca de 20 MeV) de la energía recuperable es depositada en el refrigerante y/o moderador, en varios materiales estructurales, y en la capa, el reflector, y el blindaje.

La razón a la cual ocurre la fisión en el combustible, y por consiguiente la razón de producción de calor, varía de una barra de combustible a otra, y es también una función de la posición dentro de una barra de combustible dada. En particular, si E_d es la energía depositada localmente en el combustible por fisión, entonces la razón de producción de calor por unidad de volumen en el punto r está dada por la expresión

$$q'''(r) = E_d \int_0^{\infty} \Sigma_{fr}(E) \phi(r, E) dE$$

donde $\Sigma_{fr}(E)$ es la sección eficaz macroscópica de fisión del combustible y $\phi(r, E)$ es el flujo dependiente de la energía como una función de la posición. Las unidades naturales de q''' son -- MeV/seg-cm³. Sin embargo, para cálculos ingenieriles, q''' deberá ser convertida a unidades de Btu/hr-ft³.

En un reactor térmico la mayor parte de las fisiones son producidas por neutrones térmicos, y en este caso, la integral en la ec. anterior puede escribirse como

$$q'''(r) = Ed \bar{\Sigma}_{fr} \phi_T(r)$$

donde $\bar{\Sigma}_{fr}$ es la sección eficaz térmica de fisión del combustible y $\phi_T(r)$ es el flujo térmico. En el caso de usar la teoría de multigrupos ec. puede escribirse como

$$q'''(r) = Ed \sum_g \Sigma_{fg} \phi_g(r)$$

donde la suma abarca todos los grupos considerados

La dependencia espacial de flujo depende, por supuesto, de la geometría y estructura del reactor. Sin embargo, muchos de los cálculos para la extracción del calor son llevados a cabo para el caso teórico de un cilindro finito desnudo. Para un reactor térmico el flujo térmico es entonces

$$\phi_T(r, z) = \frac{3.65 P}{F_R \bar{\Sigma}_f V} \text{Jo} \left(\frac{2.405 r}{R} \right) \cos \left(\frac{\pi z}{H} \right)$$

donde P es la potencia total del reactor en joules, E_r es la energía recuperable por fisión en joules, V es el volumen del reactor en cm^3 , y R y H son sus dimensiones exteriores en cm. Para obtener la anterior ec. se ha asumido que el combustible está homogéneamente distribuido a través del reactor, y $\bar{\Sigma}_f$ es la sección eficaz macroscópica de fisión de la mezcla en unidades de cm^{-1} .

La ec. anterior puede también usarse como una aproximación del flujo en un reactor donde el combustible está contenido en barras separadas de combustible, suministrado el valor de $\bar{\Sigma}_f$ calculado para una mezcla homogénea equivalente. Suponga por ejemplo,

que hay n barras de combustible de radio a y largo H , la altura -- del núcleo. Entonces si $\bar{\Sigma}_{fr}$ es la sección macroscópica de fisión de las barras, la sección eficaz total en el interior del núcleo -- es $\bar{\Sigma}_{fr} \times n \pi a^2 H$. El valor promedio de $\bar{\Sigma}_f$ en el núcleo es por lo tanto

$$\bar{\Sigma}_f = \frac{\Sigma_{fr} n \pi a^2 H}{\pi R^2 H} = \frac{\bar{\Sigma}_{fr} n a^2}{R^2}$$

y el flujo es

$$\begin{aligned} \phi_r(r,z) &= \frac{3.63 PR^2}{E_R \bar{\Sigma}_{fr} V a^2 n} J_0\left(\frac{2.405 r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi Z}{H}\right) \\ &= \frac{1.16 P}{E_R \bar{\Sigma}_{fr} H a^2 n} J_0\left(\frac{2.405 r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi Z}{H}\right) \end{aligned}$$

donde $V = \pi R^2 H$ ha sido substituido

Introduciendo la ec. anterior en la ec. de producción de calor por unidad de volumen de barra de combustible tenemos

$$q'''(r,z) = \frac{1.16 P E_d}{H a^2 n E_R} J_0\left(\frac{2.405 r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi Z}{H}\right)$$

Se notará que en este procedimiento para obtener q''' que ninguna variación del flujo a través del diámetro de las barras de combustible ha sido ignorada. La dependencia de q''' de r en la ec. anterior da el cambio en el flujo de una barra a otra a través del diámetro del núcleo, no a través de ninguna barra de combustible individual. Verdaderamente, dada la variación de la ec. anterior, q''' debe ser tomada como constante a través de las barras individuales. Esto no introduce un error considerable en los cálculos de transferencia de calor, especialmente por el pequeño diámetro, débilmente absorbente (bajo enriquecimiento) de las barras de combustible corrientemente usadas en los más de los reactores.

De la ec. anterior es evidente que la máxima razón de producción de calor ocurre en el medio ($z=0$) del centro de la barra ($r=0$). En este caso, el máximo valor de q''' es

$$q'''_{\max} = \frac{1.16PEd}{Ha^2 n E_R}$$

La máxima razón de producción de calor fuera del centro de la barra localizada en $r \neq 0$ es

$$q'''_{\max}(r) = q'''_{\max} J\left(\frac{2.405 r}{R}\right)$$

La razón total a la cual el calor es producido en cualquier barra de combustible esta dada por la integral

$$q_r(r) = \pi a^2 \int_{-H/2}^{H/2} q'''(r, z) dz$$

Introduciendo $q'''(r, z)$ nos da

$$\begin{aligned} q_r(r) &= \frac{1.16\pi PEd}{HnE_R} J_0\left(\frac{2.405 r}{R}\right) \int_{-H/2}^{H/2} \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) dz \\ &= \frac{2.32 PEd}{nE_R} J_0\left(\frac{2.405 r}{R}\right) \end{aligned}$$

Las fórmulas derivadas arriba para un cilindro desnudo no deben ser tomadas muy seriamente para cálculos de la producción de calor en un reactor real. En particular se han tenido considerables sobrestimaciones al valor de q'''_{\max} para un reactor reflectado y/o no uniformemente distribuido el combustible, el cual tiene una razón más pequeña de flujo máximo promedio que el reactor desnudo. Para ver este efecto, notemos primero que

$$q'''_{\max} = \bar{f}_{fr} E_d \phi_{\max}$$

donde ϕ_{\max} es el valor máximo del flujo térmico. La potencia total del reactor esta dada por

$$P = \bar{\Sigma}_f E_R \phi_{AV} V$$

donde ϕ_{AV} es el promedio del flujo térmico y $\bar{\Sigma}_f$ es de nuevo la sección eficaz macroscópica de fisión promediada en el volumen del núcleo.

Dividiendo la penúltima ec. por la última nos da

$$q_{\max}''' = \frac{P \bar{\Sigma}_{fr} E_d \phi_{\max}}{\bar{\Sigma}_f E_R \phi_{AV} V} = \frac{P \bar{\Sigma}_{fr} E_d \Omega}{\bar{\Sigma}_f E_R V}$$

donde Ω es la razón máxima promedio del flujo. Finalmente introduciendo la ec, que define Σ_f tenemos

$$q_{\max}''' = \frac{PEdR^2 \Omega}{a^2 n V E_R} = \frac{PEd \Omega}{\pi H_a^2 n E_R}$$

Suponga, por ejemplo, que $\Omega = 2.4$, un valor razonable para el reactor considerado. Entonces, comparando las ecs. de q_{\max} tendremos

$$(q_{\max}''')_{\text{actual}} = \frac{\Omega}{1.169} (q_{\max}''')_{\text{desn.}} = \frac{2}{3} (q_{\max}''')_{\text{desn.}}$$

7.2.2 CALENTAMIENTO POR RADIACION

Como se nota de lo anterior, gruesamente, 10% de la energía recuperable de fisión es absorbida fuera del combustible. En los reactores térmicos, la energía cinética de los neutrones de fisión es depositada en las inmediaciones del moderador y el refrigerante. Sin embargo, solo el 2-3% de la energía de fisión aparece en esta forma, y se puede asumir que esta energía cinética es depositada uniformemente en el núcleo.

El cálculo de la deposición de la energía de los rayos gama de largo alcance es un problema más difícil. En principio, estos pueden ser determinados por la integral

$$q'''(r) = \int \phi_{\gamma}(r, E_{\gamma}) E_{\gamma} \mu_a(E_{\gamma}) dE_{\gamma}$$

donde $\phi_{\gamma}(r, E_{\gamma})$ es el flujo de rayos gama como una función de la posición y la energía, $\mu_a E_{\gamma}$ es el coeficiente lineal de absorción. El cálculo de $\phi_{\gamma}(r, E_{\gamma})$ es complicado por el hecho de que los rayos gama sufren múltiples dispersiones Compton. En regiones fuera del núcleo como pueden ser el blindaje térmico o la basija del reactor q tiene un comportamiento exponencial. En este caso

$$q'''(r) = \int e^{-\mu_a(E_{\gamma})r} \phi_{\gamma 0}(E_{\gamma}) E_{\gamma} \mu_a(E_{\gamma}) dE_{\gamma}$$

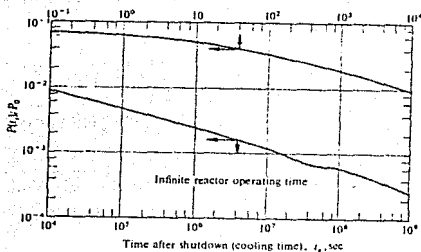
Aquí, $\phi_{\gamma 0}(E_{\gamma})$ es el flujo de rayos gama como función de la energía incidente en la región. La ec. anterior es usualmente evaluada dividiendo el espectro de rayos en un cierto número de grupos energéticos.

7.2.3 CALENTAMIENTO POR DECAIMIENTO DE LOS PRODUCTOS DE FISION.

Después de unos pocos días de operación, la radiación beta y gama emitida por los productos de fisión se cuantifica en cerca del 7% de la potencia térmica total disponible del reactor. Cuando el reactor es parado, los productos de fisión acumulados continúan decayendo y liberan energía dentro del reactor. Esta energía de decaimiento de los productos de fisión es cuantizable en términos absolutos, y debe ser evacuada por el sistema de refrigeración en todos los reactores excepto en aquellos que operan a niveles muy bajos de potencia. Si esto no se hace la temperatura del combustible puede elevarse hasta el punto de fundirse con la consecuente liberación de los productos de fisión.

Considere un reactor el cual ha sido operado a un nivel constante de potencia térmica P_0 lo bastante para que la concentración de los productos radiactivos de fisión alcance el equilibrio. Como la razón de producción de productos de fisión es proporcional a la potencia del reactor, se sigue que la actividad de los productos de fisión a cualquier tiempo después de que el reactor ha sido parado es también proporcional a P_0 . La razón $P(t_s)/P_0$, donde $P(t_s)$ es la potencia (razón de energía liberada) que emana de los productos de fisión en el tiempo t_s después de la parada, es por lo tanto independiente de P_0 . La siguiente figura presenta la razón como una función de t_s , en segundos, para un reactor térmico de U-235. La figura esta basada en una energía recuperable de fisión de 200 MeV.

La figura puede también ser usada para dar los valores de la potencia de el decaimiento de los productos de fisión para un reactor que ha sido operado por un tiempo finito t_0 y después parado. La razón $P(t_0, t_s)/P_0$, donde t_s es de nuevo el tiempo de enfriamiento



The ratio $P(t_s)/P_0$ of the fission product decay power to the reactor operating power as a function of time t_s after shutdown. (Subcommittee ANS-5 of the American Nuclear Society, 1968.)

t_0 (reactor apagado), es entonces obtenida por la expresión

$$\frac{P(t_0, t_s)}{P_0} = \frac{P(t_s)}{P_0} - \frac{P(t_0 + t_s)}{P_0}$$

El segundo término de la derecha se funda en la fig.

Si un reactor de combustible U-235 contiene cantidades substanciales de U-238, como sucede en muchos casos, el decaimiento del U-239 y Np-239, formados por la absorción de neutrones en el U-238, debe ser tomado en cuenta. Usando las ecuaciones de decaimiento radiactivo.

$$\frac{P_{29}}{P_0} = 2.28 \times 10^{-3} C \left(\frac{\bar{\sigma}_{a25}}{\bar{\sigma}_{f25}} \right) (1 - e^{-4.91 \times 10^{-4} t_0}) e^{-4.91 \times 10^{-4} t_s}$$

$$y$$

$$\frac{P_{39}}{P_0} = 2.17 \times 10^{-3} C \left(\frac{\bar{\sigma}_{a25}}{\bar{\sigma}_{f25}} \right) \{ (1 - e^{-3.41 \times 10^{-6} t_0}) e^{-3.41 \times 10^{-6} t_s} - 7.0 \times 10^{-3} (1 - e^{-4.91 \times 10^{-4} t_0}) e^{-4.91 \times 10^{-4} t_s} \}$$

En estas ecuaciones, P_{29} y P_{39} son las potencias de decaimiento del U-239 y Np-239, respectivamente, C es un factor de conversión para el reactor, y $\bar{\sigma}_{a25}$ y $\bar{\sigma}_{f25}$ son las secciones efectivas térmicas del U-235. Los tiempos t_0 y t_s están de nuevo en segundos.

7.3 HIJO DE CALOR POR CONDUCCION.

La energía es extraída del reactor fundamentalmente por dos procesos diferentes de transferencia de calor, conducción y convección. En la conducción el calor es transmitido de un lugar a otro de un cuerpo como resultado de la diferencia de temperatura existente en el cuerpo -/no hay movimiento macroscópico de ninguna parte del cuerpo. Esto es por este mecanismo, como se ve en esta sección, el calor producido en una barra de combustible es transferido a la superficie de la barra. La convección, por otro

lado, involucra en la transferencia de calor un líquido o un gas - en movimiento, de nuevo como resultado de la diferencia de temperatura, y el consecuente rechazo de este calor a otro lugar. Así el calor conducido a la superficie de la barra de combustible es transmitido al refrigerante y evacuado del sistema por convección. La transferencia por convección será tratada en la sección 7.4.

Para terminar, se mencionará que el calor puede también ser - transferido por radiación térmica de un cuerpo caliente hacia uno frío. Sin embargo este proceso es relativamente de poca importancia excepto en ciertos refrigerantes gaseosos y no será considerado.

7.3.1 ECUACIONES DE CONDUCCION DE CALOR

La relación fundamental que gobierna la conducción de calor es la Ley de Fourier, la cual para un medio isotrópico se escribe como

$$q'' = -k \text{ grad } T.$$

Aquí q'' , la cual es llamada "flujo de calor", es definida tal -- que $q'' \cdot n$ es igual a la razón de flujo de calor a través de una unidad de área en dirección normal n . En el sistema inglés q tiene unidades de Btu/hr-ft^2 . El parámetro k es llamado conductividad térmica y tiene unidades de $\text{Btu/hr-ft-}^\circ\text{F}$, en general k es una función de la temperatura. La función T en la ec. anterior es, - por supuesto la temperatura en $^\circ\text{F}$.

Considere ahora un volumen arbitrario V de material a través de al menos una porción del cual se está produciendo calor. De - la conservación de la energía, la razón neta a la cual fluye el - calor fuera de la superficie de V , en estado estacionario, debe - ser igual a la razón total a la cual el calor es producido dentro de V . Si este no fuera el caso, la substancia cambiaría de tempe

ratura y no estaría por tanto en estado estacionario. En forma de ecuación.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Razón neta de flujo} \\ \text{de calor fuera de V} \end{array} \right\} - \left\{ \begin{array}{l} \text{Razón de producción} \\ \text{dentro de V} \end{array} \right\} = 0$$

La razón neta a la cual el calor fluye fuera de la superficie de V es

$$\text{Flujo de calor} = \int_{\Delta} q'' \cdot n dA$$

donde el vector q'' es el que se ha definido, n es un vector unitario normal a la superficie, y la integral es tomada sobre toda la superficie. Del teorema de la divergencia puede también ser escrita como

$$\text{Flujo de calor} = \int_V \text{div } q'' dV$$

La razón total de producción de calor dentro de V es igual a

$$\text{Producción de calor} = \int_V q''' dV$$

en la cual q''' es la razón a la cual el calor es producido por unidad de volumen. De las ecuaciones anteriores se deduce que

$$\text{div } q'' - q''' = 0$$

Este resultado es la "ecuación de continuidad en estado estacionario" para transferencia de calor, y es análoga a la ecuación de continuidad de la difusión neutrónica.

Quando la Ley de Fourier es sustituida en la ec. anterior y la ec. resultante se divide entre k , la cual es asumida como constante, el resultado es

$$\nabla^2 T + q'''/k = 0$$

Esta es llamada " ec. de conducción de calor en estado estacionario" y es la forma conocida como "ec. de Poisson. En una región donde no hay fuentes de calor, $q''' = 0$ de lo cual nos queda

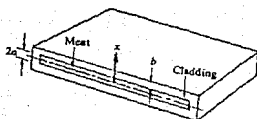
$$\nabla^2 T = 0$$

la cual es llamada ec. de Laplace.

Estos resultados los aplicaremos ahora a algunos problemas de interés en los reactores nucleares. Uno de los problemas centrales, como se verá, es el cálculo del calor que puede ser transferido fuera de las barras de combustible y últimamente al refrigerante para una temperatura máxima dada en el combustible. Como se ha dicho en la introducción de este capítulo, la temperatura máxima del combustible es una condición presente que no debe ser excedida por razones de seguridad.

7.3.2 PLACA TIPO DE LOS ELEMENTOS DE COMBUSTIBLE.

Consideremos primero una placa tipo de elemento combustible o barra como la que se ve en la siguiente fig. consiste en una lámina central de combustible (la "médula") de espesor $2a$ revestida por todos lados por una cubierta de espesor b . Se asumirá que el calor es generado uniformemente dentro del combustible a razón de q''' Btu/hr-ft³, y que la temperatura ha alcanzado la distribución de estado estacionario a través del elemento.



A plate-type fuel element.

Ordinariamente, el espesor total de un elemento es pequeño comparado con su largo o su ancho. Es razonable, por lo tanto, ignorar la insignificante cantidad de calor que fluye hacia afuera a través del filo del elemento. En fin, el calor fluye solo en la dirección x , donde x es la distancia desde el centro del elemento -- normal a la superficie (ver fig.). La distribución de temperatura en el combustible es entonces determinada por la ec. de Poisson en una dimensión.

$$\frac{d^2T}{dx^2} + \frac{q''''}{k_f} = 0$$

donde k_f es la conductividad térmica del combustible.

Deben ser especificadas dos condiciones de frontera con una ec. diferencial de segundo orden como la anterior. En el presente problema estas son

$$(i) \quad T(0) = T_m$$

donde T_m es la temperatura máxima (central) en el combustible, y

$$(ii) \quad \frac{dT}{dx} = 0$$

en $x = 0$. La segunda condición se sigue de la simetría del problema, la cual no permite flujo de calor en el centro de combustible.

Integrando la ec. la solución general nos da

$$T = \frac{-q'''}{2k_f} x^2 + C_1 x + C_2$$

Donde C_1 y C_2 son constantes. Haciendo $x = 0$ tenemos $C_2 = T_m$. También en vista de la condición (ii), C_1 debe ser igual a cero. La temperatura dentro del combustible es por lo tanto

$$T = T_m - \frac{q'''}{2k_f} x^2$$

Usando esta ecuación, la temperatura T_s en la superficie del combustible (en la interfase combustible-cubierta) puede ser evaluada. Así escribiendo $x = a$ en la ec. anterior tenemos

$$T_s = T_m - \frac{q''' a^2}{2k_f}$$

La razón total de producción de calor en el combustible es igual a q''' multiplicada por el volumen del combustible $2Aa$, donde A es el área de una de las caras del combustible. En el estado estacionario, sin embargo, todo el calor producido dentro del combustible fluye fuera de él. El flujo de calor a través de una cara del combustible es por lo tanto

$$q = q''' A a$$

Este resultado puede ser obtenido también de la antepenúltima ec. usando la Ley de Fourier. Así el flujo de calor es (flujo de ca-

lor por unidad de área] dado por

$$q'' = -k_f \frac{dT}{dx}$$

donde la derivada es evaluada en $x = a$. Por tanto

$$q'' = q''' a$$

La razón total de calor fluyendo fuera a un lado de el combustible es entonces

$$q = q''A = q'''Aa.$$

Es algunas veces conveniente escribir la ec. anterior de modo que no aparezca q''' ; así despejándola de la ec. que define T_s , e introduciéndola en la ec. anterior tenemos

$$q = \frac{T_m - T_s}{a/2k_fA}$$

La expresión de transferencia de calor puede ser vista como análoga a la Ley de Ohm en electricidad, normalmente

$$I = V/R$$

donde I es la corriente, V es la diferencia de potencial, y R es la resistencia. En este caso, q corresponde a I , $T_m - T_s$ es análogo a la diferencia de potencial, y $a/2k_fA$ es llamada "resistencia térmica".

Sigue ahora calcular la distribución de temperatura en la cubierta de la placa tipo, se observará primero que como hay poca o ninguna generación de calor en esta región, $q''' = 0$ y la ec. de conducción de calor se reduce a

$$\frac{d^2T}{dx^2} = 0$$

Esta es la forma simple de la ec. de Laplace. Las condiciones de frontera son ahora

$$\begin{aligned} \text{(i)} \quad T(a) &= T_s \\ \text{(ii)} \quad T(a + b) &= T_c \end{aligned}$$

donde T_c es la temperatura de la superficie exterior de la cubierta.

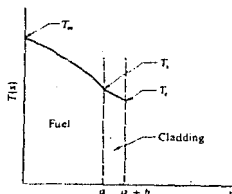
Integrando tenemos

$$T = C_1 x + C_2$$

Las constantes se calculan fácilmente de las condiciones de frontera y nos queda

$$T = T_s - \frac{x - a}{b} (T_s - T_c)$$

Se observará que T es una función lineal de la posición en la cubierta libre de fuentes, así como es cuadrática en la región que contiene el combustible. La distribución de temperatura en el elemento de combustible se ve en la siguiente fig.



Temperature distribution across plate-type fuel element.

Como no hay fuentes ni sumideros de calor dentro de la cubierta, todo el calor que pasa a ella del combustible es conducido a la superficie exterior. La razón de flujo de calor puede ser obtenida aplicando la Ley de Fourier por el área de elemento. Esto da

$$q = \frac{k_c A}{b} (T_s - T_c)$$

donde k_c es la conductividad de la cubierta. La ec. anterior se puede poner en la forma

$$T_s - T_c = q \left(\frac{b}{k_c A} \right)$$

y la ec. de flujo de calor en el combustible se escribe como

$$T_m - T_s = q \left(\frac{a}{2k_f A} \right)$$

la temperatura T_s , la cual es un parámetro difícil de medir, puede ser eliminada sumando las dos ecs. anteriores. El resultado es

$$T_m - T_c = q \left(\frac{a}{2k_f A} + \frac{b}{k_c A} \right)$$

6

$$q = \frac{T_m - T_c}{\frac{a}{2k_f A} + \frac{b}{k_c A}}$$

Esta ec. nos da la razón de flujo de calor que fluye a través de un lado de la placa de combustible, en términos de la diferencia de temperaturas entre el centro y la superficie de la placa. En la analogía, $T_m - T_c$ es la diferencia de potencial y

$$R = \frac{a}{2k_f A} + \frac{b}{k_c A}$$

es la resistencia térmica total del combustible y la cubierta.

La ec. anterior nos muestra que cuando el calor pasa a través de una sucesión de dos materiales, la situación es análoga a un potencial eléctrico a través de dos resistencias conectadas en serie, donde la resistencia total es la suma de las dos. Esta conclusión es perfectamente generalizable a una secuencia de cualquier número de materiales - la resistencia - térmica total es la suma de cada una de las resistencias de los materiales.

En la derivación de la penúltima ec. se ha asumido implícitamente que el combustible y la cubierta están completamente pegados en su superficie de contacto. Algunos elementos combustibles, sin embargo, tienen una región delgada de material de enlace entre el combustible y la cubierta, del mismo modo que otros tienen una angosta región de gas entre las dos. La resistencia térmica total es mayor en este caso y es obtenida por la suma apropiada. La diferencia de temperatura $T_m - T_c$ debe entonces ser mayor para un flujo de calor dado fuera de la superficie del elemento de combustible.

7.3.3 BARRAS DE COMBUSTIBLE CILINDRICAS.

Considere ahora una barra de combustible larga de radio a -- revestida por una cubierta de espesor b , así que en coordenadas cilíndricas la ec. de conducción de calor es

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{q''''}{k_f} = 0$$

Las condiciones de frontera apropiadas para este problema son

- (i) T es no uniforme dentro de la barra
- (ii) $T(0) = T_m$

donde T_m es la temperatura central del combustible.

Puede perfectamente ser verificado por sustitución que la solución general de la ec. anterior es

$$T = - \frac{q''' r^2}{4k_f} + C_1 \ln r + C_2$$

donde C_1 y C_2 son constantes a determinar. En vista de las condiciones de frontera, es evidente que $C_1 = 0$ y $C_2 = T_m$. Así la temperatura dentro de la barra de combustible es

$$T = T_m - \frac{q''' r^2}{4 k_f}$$

La razón a la cual el calor es producido dentro de la barra y por lo tanto la razón a la cual fluye hacia afuera es igual a

$$q = \pi a^2 H q'''$$

donde H es el largo de la barra (aproximadamente igual a la altura del núcleo). Resolviendo para q''' e introduciendo el resultado en la penúltima ec., evaluada $r = a$ donde la temperatura es T_s , tenemos

$$q = \frac{T_m - T_s}{1/(4\pi H k_f)}$$

En vista de la ec. anterior la resistencia térmica del combustible es

$$R_f = \frac{1}{4\pi H k_f}$$

La ec. de conducción de calor para la cubierta es

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = 0$$

la cual tiene la solución

$$T + C_1 \ln r + C_2$$

Usando las condiciones de frontera

$$(i) T(a) = T_s$$

$$(ii) T(a + b) = T_c$$

y determinando las constantes tenemos

$$T = \frac{T_s \ln(a + b) - T_c \ln a - (T_s - T_c) \ln r}{\ln(1 + b/a)}$$

De la Ley de Fourier el calor total fluyendo fuera de la cubierta es

$$q = - 2\pi(a + b)Hk_c \frac{dT}{dr}$$

evaluado r en $r = a + b$, y diferenciandola penúltima ec. tenemos

$$q = \frac{2\pi Hk_c (T_s - T_c)}{\ln(1 + b/a)}$$

La resistencia térmica de la cubierta es por lo tanto

$$R_c = \frac{\ln(1 + b/a)}{2\pi Hk_c}$$

Frecuentemente, b es mucho más pequeña que a . En este caso

$$\ln(1 + b/a) \approx b/a$$

de modo que la resistencia puede escribirse como

$$R_c = \frac{b}{2 \eta a h k_c}$$

En términos de la diferencia de temperaturas entre el centro del combustible y la superficie de la cubierta, el calor fluyendo fuera de la barra es

$$q = \frac{T_m - T_c}{R_f + R_c}$$

siendo R_f y R_c las resistencias de los materiales.

7.3.4 DEPENDENCIA ESPACIAL DE LAS FUENTES DE CALOR.

En los cálculos anteriores de la distribución de temperatura y flujo de calor en la placa tipo y la barra de combustible cilíndrica, se asumió que el calor era producido a la razón constante q''' a través de la porción de combustible de la barra. De acuerdo con esto, la temperatura no variaba a lo largo de la barra y fue posible relacionar el flujo total de calor hacia afuera por medio de la diferencia de temperatura entre el centro y la superficie de la barra.

Sin embargo, como se vio en la sección 7.2 q''' varía de hecho aproximadamente como

$$q''' = q'''_{\max} \cos \left(\frac{\pi z}{H} \right)$$

donde z es medida desde el punto medio de la barra. No hay variaciones significativas de q''' en las direcciones x e y de la placa tipo o en la dirección radial de la barra cilíndrica. Una no

uniforme distribución de calor como la dada en la ec. anterior, podría dar como resultado una distribución no uniforme de la temperatura a lo largo de la barra. En un reactor de potencia sin embargo, el refrigerante pasa entre las barras de combustible a una temperatura la cual es considerablemente más baja que la temperatura del combustible, y el gradiente de temperatura es por lo tanto más pronunciado a través del diámetro del combustible que a lo largo de la barra. Como consecuencia, la mayor parte del calor generado en el combustible fluye directamente a la superficie de la barra; hay poco o ningún flujo en la dirección z .

Es posible por lo tanto, generalizar los cálculos hechos en esta sección al caso donde q''' es una función de z . Esto puede ser hecho dividiendo el valor calculado de q , el flujo total de calor que sale a la superficie de la barra, por el área superficial de la barra. Esto da el flujo de calor, q'' , el cual, por supuesto, es independiente de la posición si q''' es constante, pero no variable con la posición si no lo es. Por ejemplo, si la ec. $q = a^2 H q'''$ es dividida por $2(a + b)H$, el área de una barra de combustible cubierta, el resultado es

$$q''(z) = \frac{a^2}{2(a + b)} q'''(z)$$

Este es el flujo de calor en la superficie de la barra como función de z . Similarmente, $q''(z)$ puede ser calculado como función de la diferencia de temperaturas $T_m - T_c$, donde ambas temperaturas pueden ser funciones de z , por la división de la antepenúltima ec. por $2\pi(a + b)H$ tenemos

$$q''(z) = \frac{T_m(z) - T_c(z)}{2\pi(a + b)H(R_f + R_c)}$$

7.3.5 FUENTES DE CALOR EXPONENCIALES

A menudo es necesario calcular la distribución de temperatura y la transmisión de calor en los blindajes del reactor y vasija de presión en las cuales la energía de radiación es depositada más o menos exponencialmente. Considere, por ejemplo, una placa de espesor a cuyas superficies son mantenidas a las temperaturas T_1 y T_2 como se ve en la fig. Si x es la medida desde la superficie tal como se indica en la fig., la distribución

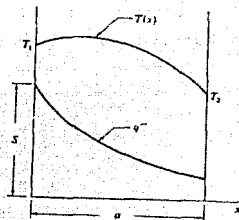


Fig. 7.3.5 Slab containing exponentially distributed heat source.

de la fuente de calor esta dada por

$$q'' = S e^{-\mu x}$$

donde S y μ son constantes. Para rayos gamma, μ puede ser tomada como el coeficiente de absorción lineal.

Introduciendo la ec. anterior en la ec. unidimensional de conducción de calor, tenemos

$$\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{S}{k} e^{-\mu x} = 0$$

La solución general de esta ec. es fácilmente deducida

$$T = C_1 x + C_2 - \frac{S}{k} e^{-\mu x}$$

donde las constantes son deducidas de las condiciones de frontera

$$T(0) = T_1$$

$$T(a) = T_2$$

La expresión final para la distribución de la temperatura es

$$T = T_1 + (T_2 - T_1) \frac{x}{a} + \frac{S}{k \mu^2} \left(1 - e^{-\mu x} - \frac{x}{a} (1 - e^{-\mu a}) \right)$$

Esta ecuación es el punto de partida para calcular la extracción de calor en un medio en el cual la radiación es absorbida exponencialmente. Es también usada para calcular las tensiones térmicas que acompañan a las distribuciones no uniformes de temperatura.

7.4 TRANSFERENCIA DE CALOR EN LOS REFRIGERANTES.

Como se notará desde un principio, el calor producido en el combustible o depositado por la radiación en otras partes del reactor es transferido al refrigerante de un modo u otro, el cual, a su vez, lo lleva fuera del sistema. La relación fundamental que describe la transferencia de calor desde un sólido caliente hacia un fluido en movimiento es la "Ley de enfriamiento de Newton".

$$q'' = h(T_c - T_b)$$

En esta expresión, q'' es el flujo de calor en Btu/hr-ft^2 ; h es un parámetro llamado "coeficiente de transferencia de calor", el cual tiene unida desde $\text{Btu/hr-ft}^2\text{-F}$; T_c es la temperatura de la superficie del sólido (este caso del combustible del reactor, esta es la temperatura del fluido la cubierta); y T_b es una referencia apropiada de la temperatura del fluido.

El valor numérico del coeficiente de transferencia de calor depende de muchos factores, incluyendo la naturaleza del re-

refrigerante, la manera en la cual fluye en la superficie caliente, y la temperatura del refrigerante. Métodos para calcular h de datos experimentales son presentados en esta sección. A este punto, sin embargo, es interesante notar el rango de valores de h aplicables a los refrigerantes de los reactores de potencia. Para agua ordinaria y pesada, h usualmente se sitúa entre 5000 y 8000 Btu/hr-ft²-°F; para gases, los rangos de h son entre 4000 y 50,000 Btu/hr-ft²-°F.

En la mayor parte de los problemas de transferencia de calor en un reactor el fluido fluye a lo largo del combustible en más o menos bien definidos canales refrigerantes. Como la temperatura del fluido ordinariamente varía con la posición a través de cada canal, es posible definir la temperatura T_b en la ec. anterior cierto número de maneras. En la mayor parte de los cálculos de transferencia, -de calor, T_b es tomada como la "mezcla media" o "temperatura volumétrica" de el fluido. Esta está definida por la fórmula

$$T_b = \frac{\int \rho C_p v T dA_c}{\int \rho C_p v dA_c}$$

donde ρ es la densidad del fluido, c_p es el calor específico, v es la velocidad del fluido, T es la temperatura, dA_c es el área diferencial del canal, y las integrales son llevadas a cabo sobre la sección transversal del canal. En general, cada una de las variables en las integrales pueden ser una función de la posición a través del canal. La temperatura T_b definida por la ec. anterior es la temperatura a la cual el fluido podría alcanzar si le fuera permitido mezclarse adiabáticamente -por ejemplo, si el fluido fluyendo fuera del canal fuera colectado y mezclado en un contenedor. Los valores medidos de h son normalmente dados en términos de la temperatura volumétrica del fluido.

La razón total del flujo de calor a través del área A entre un sólido y un fluido es

$$q = q''A = hA(T_c - T_b)$$

Escrito en la forma de la Ley de Ohm será

$$q = \frac{T_c - T_b}{1/hA}$$

El denominador en esta ec. es la resistencia térmica para la transferencia de calor por convección.

$$R_h = 1/hA$$

Es posible ahora regresar a los problemas del elemento de combustible considerados en la sección anterior y calcular la razón a la cual el calor es transferido hacia el refrigerante, para una diferencia de temperatura dada entre el centro del combustible y el fluido. Para el elemento de combustible placa tipo, la resistencia térmica total es la suma

$$R = \frac{a}{2k_f A} + \frac{b}{k_c A} + \frac{1}{hA}$$

y el flujo total de calor a través de una cara del elemento combustible hacia el fluido es

$$q = \frac{T_m - T_b}{R}$$

donde R está definida por la ec. anterior.

Similarmente, la resistencia térmica total para la barra cilíndrica de combustible es

$$R = \frac{1}{4Hk_f} + \frac{\ln(1+b/a)}{2Hk_c} + \frac{1}{hA}$$

donde $A = 2\pi(a+b)H$. Si $b \ll a$

$$R = \frac{1}{4\pi Hk_f} + \frac{b}{2\pi aHk_c} + \frac{1}{hA}$$

En este caso, la razón de flujo de calor hacia el refrigerante será también

$$q = \frac{T_m - T_b}{R}$$

donde R es la resistencia definida para el cilindro.

Estos resultados, los cuales pueden aplicarse al caso de producción uniforme de calor a lo largo de la barra de combustible, pueden ser generalizados a una situación más realista donde q''' depende de z . Así, como ha sido explicado en la sección precedente, la mayor parte de la producción de calor en el combustible fluye directamente al refrigerante en dirección normal al eje de la barra. La expresión para el flujo de calor, obtenida dividiendo q en la ec. anterior por el área de la superficie de la barra, es por lo tanto válida en cualquier punto a lo largo de la barra. Así para una barra cilíndrica se sigue que

$$q''(z) = \frac{T_m(z) - T_b(z)}{2\pi (a+b) HR}$$

En términos de T_c , la temperatura exterior de la cubierta

$$\begin{aligned} q''(z) &= \frac{T_c(z) - T_b(z)}{2\pi (a+b) HR_h} \\ &= h\{T_c(z) - T_b(z)\} \end{aligned}$$

la cual, por supuesto, es simplemente la Ley de Newton.

7.4.1

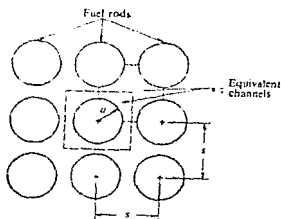
TEMPERATURA A LO LARGO DE UN CANAL REFRIGERANTE.

Como el refrigerante se mueve a lo largo del combustible, absorbe calor, y, como resultado, su temperatura se incrementa continuamente. Sin embargo, la temperatura no se incrementa a una razón constante, porque el calor es liberado del combustible no uniformemente, como

$$q''' = q'''_{\max} \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

Esta ec. es aplicable al centro de la barra ($r = 0$); para otras barras q''' debe ser multiplicada por $J_0(2.405r/R)$. Será discutido ahora un método simple para estimar la variación de la temperatura de el refrigerante y el combustible como una función de z , cuando el calor es producido en el combustible de acuerdo con la ec. anterior.

Antes de proceder, se notará que, excepto por las barras de combustible en el borde del núcleo, hay solo un canal refrigerante asociado con cada barra de combustible. Este puede ser tomado como el volumen que media entre barras de combustible adyacentes, con una porción de cada barra contribuyendo calor al canal, o el volumen de refrigerante en una celda unitaria alrededor de una barra. Como se ve en la siguiente fig. para un arreglo cuadrado de barras, el volumen de refrigerante asociado con el área superficial de una barra es similar en ambos casos.



Equivalent cooling channels in a square fuel lattice.

Considere ahora una placa de refrigerante de espesor dz moviéndose a lo largo de un canal refrigerante. El volumen de dicha placa es igual a $A_c dz$, donde A_c es el área transversal del canal, y su masa es $\rho A_c dz$, donde ρ es la densidad del refrigerante. Como la placa sube progresivamente en el canal la distancia dz , absorbe calor del combustible el cual eleva su temperatura la cantidad dT_b . El calor requerido para producir el cambio dT_b es igual a

$$\rho A_c dz c_p dT_b$$

donde c_p es el calor específico por unidad de masa. La razón a la cual el calor es adicionado al refrigerante fluyendo es obtenido dividiendo esta cantidad por el tiempo dt requerido por el refrigerante para moverse la distancia dz ; así

$$dq = A_c \frac{dz}{dt} c_p dT_b = A_c v c_p dT_b$$

donde v es la velocidad del fluido. Sin embargo, $\rho A_c v$ es igual a la razón de flujo de el refrigerante a través del canal w , y así

$$dq = w c_p dT_b$$

Como se nota fácilmente, la mayor parte del calor producido en el combustible fluye directamente al refrigerante y no a lo largo del interior del combustible. Por lo tanto, el calor dq en la penúltima ec. es generado en el volumen de combustible $A_f dz$, donde A_f es el área de la sección transversal de la porción de combustible de la barra; así

$$w c_p dT_b = q''' A_f dz$$

introduciendo la función que define q''' e integrando desde el punto de entrada del combustible en $z = -H/2$, donde su temperatura es T_{b0} , hasta un punto arbitrario z a lo largo del canal nos da

$$T_b = T_{b0} + \frac{q'''_{\max} A_f H}{w c_p} \left\{ 1 + \operatorname{sen} \left(\frac{\pi z}{H} \right) \right\}$$

$$T_b = T_{b0} + \frac{q''_{\max} V_f}{\sqrt{w_c} p} \left(1 + \operatorname{sen} \left(\frac{\sqrt{z}}{H} \right) \right)$$

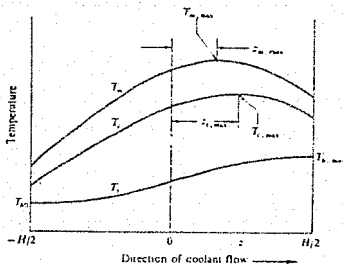
donde V_f es el volumen de la porción de combustible de la barra.

La ec. anterior da la temperatura de el refrigerante como una función de la posición a lo largo del canal central. La temperatura a lo largo de otros canales puede ser obtenida multiplicando el segundo término de la ec. por el factor $Jo(2.405r/R)$. De acuerdo también con esta ec. la temperatura del refrigerante se incrementa a lo largo del canal y alcanza un valor máximo

$$T_{b\max} = T_{b0} + \frac{2q''_{\max} V_f}{\sqrt{w_c} p}$$

a la salida del canal. Este comportamiento de T_b es ilustrado en la siguiente fig. La temperatura del fluido dejando otros canales que no sea el central - la temperatura del canal central también - es máxima a la salida -, es menor que la temperatura del refrigerante que deja el canal central.

La temperatura T_c de la superficie de la cubierta puede ahora deducirse como una función de la posición a lo largo del canal observando que el calor transferido desde un tramo dz de la barra de combustible al refrigerante es $hC_c dz(T_c - T_b)$, donde C_c es la circunferencia de la cubierta de la



Axial temperature of fuel, T_m , temperature of cladding surface, T_c , and bulk temperature of coolant, T_b , as functions of distance along a coolant channel.

barra, y este es igual al calor generado en el tramo dz de el combustible, normalmente, $q''_{\max} \Lambda_f dz \cos(\pi z/H)$. Se sigue que

$$hCc(T_c - T_b) = q''_{\max} \Lambda_f \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

Introduciendo T_b y resolviendo para T_c nos da

$$T_c = T_{b0} + \frac{q''_{\max} V_f}{wC_p} \left(1 + \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right)\right) + \frac{q''_{\max} \Lambda_f}{hCc} \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

que también puede ser escrita como

$$T_c = T_{b0} + \frac{q''_{\max} V_f}{wC_p} \left(1 + \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right)\right) + q''_{\max} V_f Rh \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$$

donde Rh es la resistencia para la transferencia por convección.

La temperatura T_m a lo largo del centro del combustible puede también ser calculada de la ec. que define T_b . Asumiendo, como antes, que todo el calor producido en una placa de combustible de espesor dz fluye directamente al refrigerante. Esta razón de flujo de calor es igual a la diferencia de temperatura $T_m - T_b$ dividida por la resistencia térmica total de una sección de combustible y un espesor dz de refrigerante. La resistencia de cada sección, sin embargo, es simplemente la resistencia calculada an-

teriormente para todo lo largo del combustible multiplicada por la razón dz/H. Igualando producción de calor y flujo de calor da entonces

$$\frac{T_m - T_b}{RH} = q''_{\max} A_f \cos\left(\frac{\sqrt{z}}{H}\right)$$

donde R esta dado por sus ecs. correspondientes ya sea para un elemento combustible placa tipo o para barras de combustible cilíndricas. Resolviendo para Tm e introduciendo el valor de Tb nos queda

$$T_m = T_{b0} + \frac{q''_{\max} V_f}{\epsilon_{wc} p} \left(1 + \operatorname{sen}\left(\frac{\sqrt{z}}{H}\right)\right) + q''_{\max} V_f R \cos\left(\frac{\sqrt{z}}{H}\right)$$

La traza de las ecs. que definen Tc y Tm se da en la fig. anterior. Es evidente de la fig. que ambas se elevan a lo largo del canal y alcanzan valores máximos en la parte superior del canal, más allá del punto medio del combustible. Hay dos razones por las cuales - el máximo de temperatura ocurre ahí. Primera, la temperatura del refrigerante continua incrementándose pasando el punto medio. Segunda, el flujo de calor q'' es determinado solo por el valor de q''_{max}, y esto, siendo una función coseno, decreciendo muy despacio en la vecindad de z = 0. Pero q'', entre tanto, especifica la diferencia de temperatura Tm - Tb. Por lo tanto, con Tb incrementándose, Tm debe también incrementarse para proporcionar el valor actual de q''. Además a lo largo del canal, q'' comienza a descender más rápidamente, y Tm decrese eventualmente. Este es su efecto combinado de elevación de Tb y decrecimiento de q'' que da la elevación y determina la posición de máxima temperatura en el combustible.

Para encontrar los lugares de estas temperaturas máximas, las derivadas de Tc o Tm se igualan a cero. Cuando esto es hecho con la ec. que define Tc el resultado es el siguiente

$$z_{c\max} = \frac{H}{\sqrt{\epsilon}} \cot^{-1}(\epsilon_{wc} p R h)$$

Similarmente, para la ec. que define T_m

$$z_{mmax} = \frac{H}{\alpha} \cot^{-2} (\alpha w_c p R)$$

Los valores máximos actuales de T_c y T_m pueden ser deducidos introduciendo las ecs. anteriores en las ecs, que definen las temperaturas. Con un poco de trigonometría, es fácil obtener los siguientes resultados

$$T_c \max = T_{bo} + q_{\max}''' V_f R h \left\{ \frac{1 + \sqrt{1 + \alpha^2}}{\alpha} \right\}$$

donde $\alpha = \alpha w_c p R h$

y $T_m \max = T_{bo} + q_{\max}''' V_f R \left\{ \frac{1 + \sqrt{1 + \beta^2}}{\beta} \right\}$

donde $\beta = \alpha w_c p R$

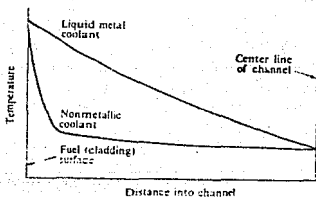
Debe ser enfatizado que los cálculos anteriores de T_b , T_c y T_m como funciones de z son altamente aproximados y dan solamente la mayor parte del comportamiento cualitativo de estas temperaturas. Así mismo, estos resultados no son aplicables a metales líquidos refrigerantes, también no son aplicables a refrigerantes que sufran evaporación.

7.4.2 COEFICIENTE DE TRANSFERENCIA DE CALOR REFRIGERANTES NO METALICOS

La extensión a la cual el calor es transferido, a un fluido en movimiento, y por consiguiente el valor de el coeficiente de transferencia de calor, depende de ciertos detalles del movimiento in-

terno del fluido como de su flujo a lo largo del canal refrigerante. Si todas las porciones del fluido se movieran paralelamente a las paredes del canal, entonces el calor viajaría perfectamente hacia el fluido por conducción. El flujo, en este caso se dice que es "laminar". Por otro lado, si hay componentes radiales significativas de fluctuaciones de velocidad dentro del fluido, el calor presenta picos o fluctuaciones en la pared para porciones de fluido y es llevado directamente al interior del canal. Esta es la descripción del "flujo turbulento". Claramente, se ve que el calor es mejormente transferido al fluido sufriendo turbulencia que flujo laminar. Como regla general, en aquellos reactores en los cuales el refrigerante es bombeado a través del sistema (en oposición con los reactores refrigerantes por convección natural), el refrigerante -- fluye en régimen turbulento.

Una de las consecuencias de los movimientos internos que sufre un refrigerante en régimen turbulento, es que la distribución de temperatura tiende a ser más o menos uniforme en la mayor parte de las regiones interiores del canal refrigerante. Así, como se ve en la siguiente fig., la temperatura decae rápidamente con la



Temperature distributions in a nonmetallic coolant and in a liquid metal coolant undergoing turbulent flow.

distancia en la vecindad del combustible y rápidamente alcanza la temperatura volumétrica del fluido.

Esta está enmarcarse con la situación en conducción, donde la temperatura cambia más uniformemente con la posición. Bajo el nivel de condición turbulenta, sin embargo, algo de calor es siempre transferido al interior del refrigerante por conducción, pero para refrigerantes no metálicos esta contribución es insignificamente pequeña. Con agua ordinaria por ejemplo, menos del 1% de la transferencia de calor ocurre por conducción cuando el agua fluye en régimen turbulento.

Es posible caracterizar el flujo de un fluido en términos de parámetros adimensionales como el "Número de Reynolds", el cual está definido por

$$Re = De \frac{\rho v}{\mu}$$

donde De es el diámetro equivalente del canal refrigerante ya discurtido, v es la velocidad promedio del fluido, ρ es su densidad, y μ es la viscosidad del fluido. El valor de De está dado por la fórmula

$$De = 4 \times \frac{\text{área transversal del canal refrigerante}}{\text{perímetro húmedo del canal refrigerante}}$$

El término perímetro húmedo en esta expresión se refiere a la porción del perímetro del canal el cual es estructural y por lo tanto crea la resistencia al avance del refrigerante. Para un tubo llevando refrigerante, el perímetro húmedo es simplemente el perímetro interior de una sección del tubo, perpendicular a su eje. Así con un tubo circular de radio interior a , el numerador de la ec. anterior es πa^2 y el denominador es $2\pi a$, así que $De = 2a$, el diámetro del tubo. Para un paquete de barras de radio a en un arreglo cuadrado con distancia intercentral entre barra y barra igual a s , como se ve en la fig. que define el arreglo, el área transversal de un canal refrigerante es igual a $s^2 - \pi a^2$, el perímetro mojado es $2\pi a$, y la ec. anterior se escribe ahora como

$$De = 2 \times \frac{s^2 - \pi a^2}{\pi a}$$

Ha sido determinado experimentalmente que el flujo de la mayoría de los fluidos es laminar hasta un valor del número de Reynolds de cerca de 2000. Entre 2000 y cerca de 10,000 el flujo es parcialmente turbulento, la fracción del cual depende de los detalles estructurales del canal refrigerante, la rugosidad de las paredes del canal y otros factores. Arriba de 10,000 el fluido se mueve desarrrollando totalmente el flujo turbulento. En suma, valores altos del número de Reynolds implican gran cantidad de turbulencia, un valor alto del coeficiente de transferencia de calor, y una razón alta de flujo de calor hacia el refrigerante para una diferencia dada de temperatura entre la cubierta y el refrigerante.

El valor numérico de h es una función de las propiedades físicas del fluido, de su razón de flujo, y del diámetro o diámetro efectivo del canal refrigerante. Estos parámetros, incluyendo h , pueden ser convenientemente agrupados en tres cantidades adimensionales, el número de Reynolds, ya discutido; el número de Nusselt, Nu , definido como

$$Nu = \frac{hDe}{k}$$

y el número de Prandtl, Pr , definido como

$$Pr = \frac{c_p \mu}{k}$$

En estas fórmulas De es el diámetro efectivo del canal, k y μ son la conductividad y viscosidad del fluido, y c_p su calor específico. Todos estos parámetros deben ser especificados, por supuesto, en unidades consistentes.

Puede verse por medio del análisis experimental y por medio de la teoría que los datos de la transferencia de calor por convección pueden ser correlacionados en términos de los tres números adimensionales, Re , Nu , y Pr . En particular, para agua ordinaria, agua pesada, líquidos orgánicos, y la mayoría de los gases, todos fluyendo a través de largos canales en condiciones de régimen turbulento, estos datos pueden ser representados por una ec. de la for-

ma.

$$Nu = C Re^m Pr^n$$

donde C, m, y n son constantes. El valor de h puede ser obtenido de la ec. anterior usando la definición del número de Nusselt; -- así

$$h = C \left(\frac{k}{D_e} \right) Re^m Pr^n$$

Usando correlaciones de datos como las expresadas por las dos ecs. anteriores o algunas parecidas puede ser determinada la temperatura de referencia a la cual las propiedades del fluido deben ser evaluadas. Frecuentemente, esta es la temperatura volumétrica del fluido T_b . Se notará también que estas ecuaciones no son válidas para metales líquidos, los cuales deben ser considerados separadamente.

Con agua ordinaria, agua pesada, líquidos orgánicos, y gases fluyendo a través de tubos largos, rectos, y circulares los valores de las constantes que aparecen en las ecs. que han sido recomendados son: $C = 0.023$, $m = 0.8$, y $n = 0.4$. Estas constantes son usadas a menudo para calcular h en canales refrigerantes no-circulares introduciendo los valores apropiados para D_e . Sin embargo, resultan errores significativos en h si los canales se desvían mucho de la configuración circular.

En el importante caso de agua ordinaria fluyendo a través de un enrejado de barras, paralelamente al eje de las barras, las constantes recomendadas son: $m = 0.8$, $n = 1/3$, y C está dada por la ec.

$$C = 0.0333 \left(\frac{V_w}{V_w + V_f} \right) + 0.0127$$

donde V_w y V_f son, respectivamente, los volúmenes del agua y del combustible en el enrejado. La ec. anterior es válida para enrejados cuadrados y hexagonales.

7.4.3 COEFICIENTE DE TRANSFERENCIA DE CALOR METALES LIQUIDOS

La transferencia de calor en metales líquidos refrigerantes es extraordinariamente diferente de la transferencia de calor en fluidos ordinarios porque la mayor parte de las conductividades térmicas de los metales líquidos son mucho más grandes que las de otros tipos de refrigerantes. A 400 °F, por ejemplo, la conductividad térmica del sodio líquido es 46.4 Btu/hr-ft-°F para helio a 1 atm. Así a esta temperatura la conductividad del sodio es 122 veces la del agua y 400 la del helio.

Un efecto importante de las altas conductividades de los metales líquidos es la que se presenta cuando fluyen en régimen turbulento, estos refrigerantes absorben calor mayormente por conducción. Esto está enmarcado en contraste con la situación prevaliente con refrigerantes no metálicos donde, como se recordará, la transferencia de calor ocurre mayormente como resultado de los movimientos internos del fluido.

Como el flujo de calor en los metales líquidos es primordialmente por conducción, la distribución de temperaturas dentro del canal refrigerante conteniendo un metal líquido recuerda la distribución de temperatura en un conductor sólido cuyo eje y circunferencia son mantenidos a diferentes temperaturas. Así, como se ve en la fig. anterior, la temperatura varía más despacio a través del canal con un metal líquido que con un refrigerante no metálico. En ambos casos la temperatura volumétrica está definida por la ecuación mencionada.

El coeficiente de transferencia de calor para metales líquidos ha sido estudiado extensivamente en años recientes y han sido dadas correlaciones las cuales cubren la mayor parte de las situaciones encontradas en la práctica. Para el caso de un metal líquido fluyendo en régimen turbulento a través de un enrejado hexagonal de barras, paralelamente a las barras, Dwyer ha dado la siguiente correlación:

$$Nu = 6.66 + 3.126 (s/d) + 1.114 (s/d)^2 + 0.0155 (\bar{\psi} Pr)^{0.425}$$

Donde s/d es la razón de la distancia entre centros de barras y el diámetro de las mismas; $\bar{\psi}$ es una función dada gráficamente por Dwyer la cual ha sido ajustada por Hubbard por la expresión:

$$\bar{\psi} = 1 - \frac{0.942 (s/d)^{1.4}}{Pr (Re/10^5)^{1.281}}$$

y Pe es el llamado número de Peclet, el cual está dado por

$$Pe = Re \times Pr = \frac{D_{eq} \rho c_p}{k}$$

La ec. que define nu es válida solo para enrejados con $s/d > 1.35$. Valor es del número de Nusselt para enrejados hexagonales más cercanamente espaciados son dados en forma tabulada por Dwyer, Berry y Hlavac.

Las ecs. que definen nu y $\bar{\psi}$ pueden ser usadas para enrejados cuadrados reemplazando la razón s/d por $1.075(s/d)s$, donde $(s/d)s$ es el valor s/d para arreglos cuadrados. Para paquetes de enrejados apretados puede ser usada la siguiente correlación

$$Nu = 0.48 + 0.0133 (Pe)^{0.76}$$

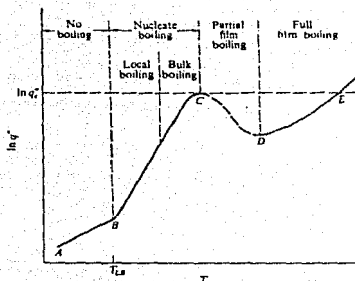
7.5 TRANSFERENCIA DE CALOR CON CAMBIO DE FASE.

Hasta este punto, se ha asumido que el líquido refrigerante no sufre cambio de fase en su movimiento a lo largo del canal - absorbiendo calor del combustible. En otras palabras, se ha asu-

mido que el refrigerante no hierve. Hay, sin embargo, algunas ventajas en permitir que el refrigerante de un reactor hierva. Por ejemplo, la presión del refrigerante es mucho más baja cuando se le permite hervir que cuando esto se evita. En adición, para una razón de flujo dada y un flujo de calor, es requerida una temperatura más baja en el combustible y en la cubierta que para un refrigerante que no hierve. Por estas razones, ebulliciones de cierta naturaleza son permitidas en reactores de agua presurizada, aún cuando no se produce vapor mismo directamente en estos reactores. Con reactores de agua hirviente, por otro lado, no solo es una ventaja las grandes razones de calor transferido, sino que es posible eliminar el circuito secundario de refrigeración necesario en los PWR.

7.5.1 REGIMEN DE EBULLICION.

Para entender el fenómeno de transferencia de calor con ebullición, considere un experimento en el cual el flujo de calor (Btu/hr-ft^2) desde las barras de combustible calientes hasta el refrigerante líquido fluyendo, es medido como una función de la temperatura superficial de las barras para un sistema presurizado y una razón de flujo. Los resultados de tal experimento son presentados en la siguiente figura. Como indica la fig., el flujo de calor se incrementa des-pacio cuando la temperatura de las barras es incrementada a valores bajos. En este rango de temperatura, entre los puntos A y B en la fig., el calor es transferido al refrigerante por convección ordinaria sin cambio de fase, y el coeficiente de transferencia de calor es determinado por las correlaciones dadas en la sección precedente. Como la temperatura de la superficie es incrementada adicionalmente, un punto es eventualmente donde el bulbo de vapor comienza a formarse en las imperfecciones de la superficie de las barras de combustible. Esto ocurre cerca del punto B en la fig., y es una forma de ebullición llamada "ebullición nucleada". Cuando los bulbos están formados, son llevados lejos de las barras e introducidos en el refrigerante como resultado de los movimientos turbulentos del fluido. Sin embargo, a lo largo de la temperatura volumétrica del refrige-



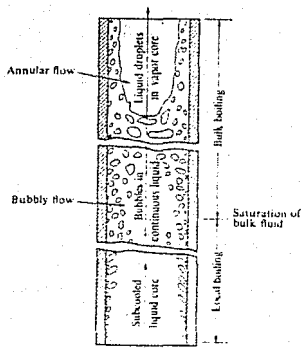
1 The logarithm of the heat flux into a flowing coolant as a function of the surface temperature of the coolant channel.

rante éste está a menor temperatura que la de saturación, y el vapor en los bulbos se condensa y los bulbos desaparecen del refrigerante. No hay producción neta de vapor en estas circunstancias y el proceso de ebullición es llamado "ebullición nucleada subenfriada" o "ebullición local". Cuando la temperatura volumétrica del refrigerante alcanza el valor de saturación, los bulbos persisten dentro de la corriente del refrigerante, así comienza la producción neta del vapor, y el sistema es ahora llamado "ebullición nucleada saturada" o "ebullición volumétrica".

El principio de la ebullición nucleada y de la transición hacia la ebullición volumétrica son presentados en las dos figuras inferiores de la siguiente fig. para un fluido fluyendo verticalmente a través de un tubo alcaliente.

En la ebullición local, como se indica en la fig., los bulbos existen solo cerca de la superficie del tubo y la mayor parte del tubo está lleno de fluido. En la región de ebullición volumétrica, sin embargo, los bulbos están distribuidos a través del fluido, el cual se dice se mueve en "flujo búblico". Bajo ciertas condiciones, normalmente, a altas velocidades de flujo y grandes concentraciones de bulbos, se combinan formando un espacio vacío a lo largo del cen-

tro del canal. Este es llamado "flujo anular".



Flow patterns in a vertical heated channel.
(From L. S. Tong, *Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow*, New York: Wiley, 1967.)

En cualquier evento, con el principio de la ebullición nucleada, el calor se mueve perfectamente en el líquido, y en todas las temperaturas en las regiones entre B y C de la penúltima fig. la transferencia de calor es más eficiente que la convección ordinaria. Hay dos razones para esto: primero, el calor es extraído de las barras como calor de vaporización y como calor sensible, y, segundo, el movimiento de los bulbos permite una rápida mezcla del fluido. El rápido crecimiento del flujo de calor con la temperatura, mostrado por la empinada pendiente de la región de ebullición nucleada, es explicado por el hecho de que la densidad de los bulbos formándose y departiéndose de la superficie de la barra se incrementa rápidamente con la temperatura superficial.

Para agua ordinaria a presiones entre 500 y 2000 psia. sufrich do ebullición nucleada, local o volumétrica, el flujo de calor puede ser calculado por la siguiente correlación.

$$T_c - T_{sat} = \frac{60(q''/10^6)^{1/4}}{c + P/900}$$

donde T_c es la temperatura superficial de la cubierta ($^{\circ}\text{F}$), T_{sat} es la temperatura de saturación ($^{\circ}\text{F}$), P es la presión del sistema (psia), y q'' es el flujo de calor en Btu/hr-ft^2 . La ec. anterior es válida para cualquier geometría del canal. Esta correlación no es válida, sin embargo, si el refrigerante sufre flujo anular.

Es importante estudiar la temperatura superficial del combustible T_{lb} a la cual comienza la ebullición local, T_{lb} es usualmente calculada por la fórmula simple

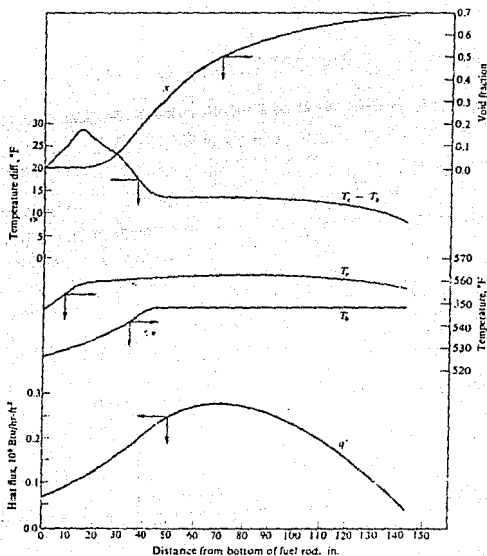
$$T_{\text{lb}} = T_{\text{sat}} + (t_c - T_{\text{sat}})j_l - q''/h$$

en esta ec. T_{sat} es de nuevo la temperatura de saturación, $(t_c - T_{\text{sat}})j_l$ es la diferencia entre las temperaturas de la cubierta y de saturación, q'' es el flujo de calor, y h es el coeficiente de transferencia de calor.

La aplicación de algunos de los resultados obtenidos arriba se ilustra en la siguiente fig., la cual muestra los parámetros del agua como refrigerante en un BWR como función de la distancia al canal central. En este reactor la longitud de las barras es de cerca de 12 ft y la presión del sistema es de 1035 psia. A esta presión la temperatura de saturación del agua es de 548.7°F . La curva inferior muestra el flujo de calor actual en el canal. El paso de q'' lejos del fondo del núcleo es debido a la presencia de las barras de control en esta región. El valor calculado de T_{lb} y la temperatura exterior de la cubierta T_c son similares, normalmente 558°F , aproximadamente a 13 pulgadas sobre el canal. La ebullición local comienza en este punto. La temperatura volumétrica del agua se incrementa constantemente desde su valor de entrada de 526°F en el fondo del núcleo, y alcanza la temperatura de 548.7°F cerca de las 45 pulgadas a lo largo del canal. Es en este punto donde comienza la ebullición volumétrica. Así la transferencia de calor es convectiva para cerca de las primeras 13 pulgadas hacia arriba del canal, la ebullición local ocurre entre las 13 y las 45 pulgadas, y a través del resto del canal la ebullición es volumétrica. (el flujo --

nunda debe ser anular).

Se observa en la fig. que la diferencia de temperatura entre la cubierta y el refrigerante, después de haber ascendido en la región convectiva como respuesta al incremento de q'' , después del principio de la ebullición nucleada a las 13 pulgadas desciende -- pronunciadamente, sin embargo q'' sigue incrementándose. Esto ilustra cuan perfectamente fluye el calor en un refrigerante ebulliciendo.



Thermal analysis of the hottest channel of a BWR. (Courtesy F. R. Hubbard III.)

Como se nota también en dicha fig. la fracción de vacío del refrigerante comienza desde cero del punto donde comienza la ebullición local, sin embargo no hay producción neta de vapor hasta que comienza la ebullición volumétrica, canal arriba. La razón de esto es que los bulbos de vapor, los cuales se forman en la superficie de la barra se colapsan cuando pasan al interior del canal, su lugar en la superficie es inmediatamente tomado por otros bulbos. Como resultado, hay siempre un estado estacionario en la distribución de vacío a través del canal.

7.5.2 LA CRISIS DE EBULLICION.

Retornando a la discusión descrita por la antepenúltima figura, si la temperatura de la superficie del combustible se incrementa en la región de ebullición nucleada, la densidad de los bulbos en o cerca de la superficie de las barras de combustible también se incrementa. Eventualmente, sin embargo, es alcanzado un punto donde la densidad de bulbos se vuelve tan grande que los bulbos adyacentes se unen y comienza a formarse una película de vapor a través de la superficie de las barras. En este punto, el cual corresponde al punto C en la fig., se dice que el sistema está en "crisis de ebullición" o en una condición conducente a una "desviación de la ebullición nucleada" (abreviado DNB). El flujo de calor en 0 justamente antes de la crisis de ebullición es llamada "flujo de calor crítico", abreviado CHF y denotado como q^*c . Algunas veces, por razones que serán evidenciadas, q^*c es llamado "flujo que miente".

Con el principio de la crisis de ebullición, el flujo de calor en el canal comienza a descender. Esto es debido al hecho de que sobre las regiones de las barras cubiertas por la película de vapor, el calor es forzado a pasar a través del vapor hacia el refrigerante por conducción y radiación, mecanismos comparativamente ineficientes para la transferencia de calor. El flujo de calor continúa

descendiendo, más o menos erráticamente (como se indica por medio de las líneas punteadas en la fig.) con el consiguiente crecimiento de la temperatura en el combustible. En esta región, se dice - que el sistema expresa una "película de ebullición parcial".

Eventualmente, cuando la temperatura superficial de las barras es bastante alta, la película de vapor cubre por entero la barra y el flujo de calor hacia el refrigerante cae al mínimo valor (punto D). Más allá de este punto cualquier incremento en la temperatura conduce a un incremento en el flujo de calor, simplemente porque - la transferencia de calor a través de la película, aún siendo un - proceso pobre e ineficiente, no obstante se incrementa con la diferencia de temperatura a través de la película. Se dice que el sistema, en este caso, sufre una "película de ebullición total".

La existencia de varios regímenes de ebullición y de la crisis de ebullición es una consideración importante en el diseño de un reactor refrigerado por un líquido, como puede verse en el siguiente ejemplo. Suponga que un reactor refrigerado por agua es - diseñado y/o operado de tal manera que en un punto a lo largo del canal refrigerante el agua sufre ebullición nucleada cerca de las condiciones DNB. Si en este momento la potencia del reactor es - súbitamente incrementada de tal manera que el flujo de calor en el agua pase arriba del valor DNB de $q''c$, comenzará inmediatamente la película de ebullición parcial en este canal. Sin embargo, como - se ha explicado arriba, la formación de la película impide la transferencia de calor hacia el refrigerante. Como consecuencia, el calor confinado, como se ha dicho, dentro del combustible alcanza la temperatura del combustible y la temperatura superficial de las barras que forman el canal. Esto, a su vez, conduce a un incremento de la área de la película, lo cual conduce a un nuevo decremento - del flujo de calor, a un nuevo incremento en la temperatura superficial de la barra, y así sucesivamente. De este modo, la temperatura de la pared se incrementa rápidamente a lo largo de la curva de ebullición desde el punto C al punto E. Mucho antes de que E sea alcanzado, sin embargo, la temperatura del combustible alcanzará tan altos valores (algunos miles de grados Fahrenheit) que el

combustible será parcialmente fundido, la cubierta se rompería, y los productos de fisión se liberarían en el refrigerante. Como se ha notado anteriormente, esto debe ser evitado a toda costa. Por esta razón, es importante conocer el valor de q''_c y conservar al reactor operando cerca del punto DNB.

Antes de considerar los métodos para hacer tales predicciones, sería necesario considerar que no debe de ser deducido de la fig. que es necesario tener ebullición nucleada saturada (ebullición volumétrica) antes de que comience la crisis de ebullición. La figura fue un intento para ver meramente que hay dos tipos de ebullición nucleada y que es posible hacer la transición desde ebullición subenfriada hasta la saturada si la temperatura volumétrica del refrigerante excede la temperatura de saturación. Los bulbos en la superficie del combustible pueden combinarse para formar áreas de película de vapor, comenzando la crisis de ebullición, igualmente sin embargo los bulbos podrían condensarse si viajaran al interior de la corriente refrigerante.

Un gran número de correlaciones han sido desarrolladas a partir de datos de q''_c , y, como era de esperarse, estas correlaciones difieren dependiendo según sea si la crisis de ebullición es alcanzada a partir de condiciones de ebullición subenfriada o volumétrica. Para ebullición subenfriada, la siguiente correlación debida a Jens y Lottes ha sido amoliamente usada

$$q''_c = C \times 10^6 \left(\frac{G}{10^6} \right) \Delta T_{\text{sub}}^{0.22}$$

donde C y m son parámetros dependientes de la presión dados en la siguiente tabla, G es el flujo de masa de refrigerante en lb/hr-ft^2 , y ΔT_{sub} es la diferencia entre las temperaturas saturada y local en $^{\circ}\text{F}$.

Parámetros para la correlación de Jens y Lottes

P (psia)	C	m
500	0.817	0.160
1000	1.625	0.275
2000	3.445	0.500

Otra correlación para ebullición subenfriada fue obtenida por Bernath.

Esta es una combinación de las tres ecs.:

$$q''_c = hc (T_{wc} - T_b)$$

$$T_{wc} = 102.6 \ln P - \frac{97.2P}{P + 15} = 0.45v + 32$$

$$hc = 10,980 \left(\frac{De}{De + Di} \right) + \frac{48v}{De^{0.6}}$$

En estas expresiones, T_{wc} es la temperatura de la pared (cubierta) en el principio de la crisis de ebullición, T_b es la temperatura volumétrica, P es la presión en psia, v es la velocidad del fluido en ft/s, De es el diámetro equivalente en ft, y Di es definido como el perímetro caliente del canal en ft, dividido por π . La correlación de Bernath es válida para presiones entre 23 y 300 psia, velocidades del fluido entre 4.0 y 54 ft/s, y para De entre 0.143 y 0.66 pulgadas.

Por otro lado, en el caso de la aproximación al DNB desde las condiciones de ebullición volumétrica, trabajos de la General Electric Company han desarrollado correlaciones las cuales involucran valores bajos medios de q''_c . En la ebullición volumétrica tales correlaciones dependen, entre otras cosas, de la "calidad de flujo" del refrigerante denotada por el símbolo X y que se define como

$$X = \frac{\text{razón de flujo de masa de vapor lb/hr-ft}^2}{\text{razón de flujo de masa de mezcla de vapor-líquido lb/hr-ft}^2}$$

La correlación GE, se debe a Janssen y Levy, y es como sigue

$$\frac{q''c}{10^6} = 0.705 + 0.237(G/10^6) \quad X < X_1$$

$$\frac{q''c}{10^6} = 1.634 - 0.270(G/10^6) - 4.710 X \quad X_1 < X < X_2$$

$$\frac{q''c}{10^6} = 0.605 - 0.164(G/10^6) - 0.653 X \quad X_2 < X$$

donde

$$X_1 = 0.197 - 0.108(G/10^6)$$

$$X_2 = 0.254 - 0.026(G/10^6)$$

y G es de nuevo el flujo de masa en lb/hr-ft². Estas ecs. se refieren a un sistema presurizado a 1000 psia. Para otras presiones, q''c puede ser deducida de

$$q''c(P) = q''c(1000 \text{ psia}) + 440(1000 - P)$$

La correlación GE es válida para presiones entre 600 y 1450 psia, G desde 0.4×10^6 hasta 6.0×10^6 lb/hr-ft², valores de X sobre 0.45, De desde 0.254 hasta 1.25 pulgadas, y para canales refrigerantes entre 29 y 108 pulgadas de largo.

Todas las correlaciones precedentes para el flujo de calor crítico fueron desarrolladas en su mayor parte a partir de datos para tubos circulares, y cuando se usan para determinar q'' para canales no circulares o para refrigerantes que fluyen a través de enrejados de barras de combustible, estas correlaciones pueden ser reajustadas proporcionando solamente gruesas aproximaciones para q''_c . Varios factores de correlación para diversas geometrías han sido desarrollados, sin embargo, no serán discutidos aquí.

7.6 DISEÑO TERMICO DE UN REACTOR.

Como se ha visto antes en este capítulo, el reactor debe ser diseñado de tal forma que los productos de fisión remanentes queden confinados dentro del combustible siempre - a través de el tiempo - de vi la operación del núcleo, durante la parada, y bajo condiciones de accidente, cuando el combustible no es refrigerado normalmente. Esto plantea límites superiores en la temperatura del combustible y/o su cubierta (vainas).

El criterio de diseño corrientemente aceptado es que la totalidad de las vainas deben ser mantenidas en todas las condiciones de operación. Como la expansión del combustible fundido puede romper las vainas, este criterio de diseño es esencialmente equivalente al al requerimiento de que el combustible no debe fundirse.

El punto de fusión de UO_2 depende un poco del quemado, esto es, de la fracción de átomo físi les los cuales han sufrido fisión, pero se encuentra generalmente entre $5000^\circ F$ para el UO_2 comercial. En la mayoría de los reactores que utilizan UO_2 como combustible, la máxima temperatura del combustible está un poco abajo de los $4500^\circ F$.

En el HTGR, donde el combustible consiste en pequeñas partículas de uranio y torio dicarburados en una ligadura carbonosa, la temperatura máxima permitida al combustible es cerca de $6500^\circ F$.

El uranio natural o enriquecido metálico funde a los 2070 °F, pero también sufre dos cambios en fase sólida (alteración en la estructura cristalina), el primero a 1234 °F y otro a los 1425 °F. Sin embargo, arriba de cerca de los 750 °F la dureza del metal decrece rápidamente. Esto permite que gases productos de fisión se difundan y alojen en bolsas gaseosas dentro del combustible, las cuales, a su vez, conducen a la expansión del combustible y a la fractura de las vainas. Es una práctica usual, por lo tanto, diseñar los reactores de uranio metálico con un máximo de temperatura de combustible abajo de los 750 °F. Esta baja temperatura no es una desventaja sería en la transferencia de calor hacia el refrigerante como podría hacerse notar, ya que la conductividad térmica del uranio metálico es mucho más alta que la del UO_2 . A 600 °F, por ejemplo, k_f es 6.5 veces mayor para el uranio metálico que para el UO_2 .

7.6.1 LA RAZON DNB.

Para prevenir la penetración de la vaina en cualquier punto en un reactor enfriado por agua debida al comienzo de la película de ebullición, este tipo de reactor debe ser diseñado de tal manera -- que el flujo de calor q'' sea siempre menor que el crítico q''_c . Para este propósito, es conveniente definir la razón DNB como

$$DNBR = \frac{q''_c}{q''_{\text{actual}}}$$

En esta razón, q''_c es el flujo crítico de calor calculado como una función de la distancia a lo largo del canal central refrigerante con la correlación apropiada en la sección precedente, y q''_{actual} es el flujo de calor superficial actual en la misma posición a lo largo del canal. Si el flujo de calor paralelo al combustible puede ser ignorado entonces

$$q''_{\text{actual}} = \frac{q''' Af}{Cc}$$

donde q''' es la producción de calor por unidad de volumen, A_f es el área transversal del combustible, y C_c es la circunferencia de la barra caliente. Estas dos funciones y la razón DNB son presentadas en la siguiente fig. para un BWR de 1500 MW. Los BWR son típicamente diseñados con una DNBR mínima, cuyo valor es 1.9. Para este límite bajo en la razón DNB, se puede tener la certeza razonable de que las condiciones de quemado nunca serán alcanzadas en ningún lugar del reactor durante cualquier rango de potencia.

7.6.2 CANAL CALIENTE, FACTORES DE LUGAR CALIENTE.

Con reactores refrigerados por agua, el máximo flujo de calor dondequiera en el núcleo está limitado por la razón DNB. En los reactores refrigerados por gas, el máximo q'' es determinado solamente por el requerimiento de que la temperatura del combustible se mantenga por debajo del punto de fusión para este valor de q''_{max} . En cualquier reactor, la medida en la cual q''_{max} excede al promedio de flujo de calor en el núcleo es dada por el "factor de canal caliente", también llamado "factor de lugar caliente". Este está definido por la relación.

$$F = \frac{q''_{max}}{q''_{av}}$$

donde q''_{av} es el flujo de calor promedio en el núcleo. Hay algunas razones por las que q''_{max} es diferente de q''_{av} y por lo tanto para que F sea diferente de la unidad. La más importante de estas es que, como se ha visto antes, la distribución de potencia a través del núcleo no es pareja. Si esta fuera la única razón, F sería calculada directamente para cualquier diseño de reactor dado en más o menos la misma forma que la razón promedio máxima de flujo Ω , es decir q''_{max}/q''_{av} . Así q''_{max} es función de varios parámetros nucleares los cuales determinan la distribución de potencia, y q''_{av} está dado por la fórmula

$$P = q''_{av} A$$

dónde P es la potencia térmica disponible en el núcleo y A es el área total de transferencia de calor del combustible (con vaina). Tal cálculo de la producción es conocido como el "factor de canal caliente nuclear" F_n .

En adición al efecto de distribución no uniforme de potencia, q''_{max} puede diferir del valor calculado, como resultado de varios factores estadísticos sobre los cuales el diseño del reactor ha sido o no calculado. Por ejemplo, la cantidad de material fisil incluido en las balas de combustible de un BWR o un PWR en el tiempo de manufactura varía significativamente de bala a bala por la naturaleza estadística inherente al proceso de fabricación. Las balas que contienen más material fisil producen más potencia, y si tales balas estuvieran localizadas en el punto donde q'' es alta, el valor de q''_{max} sería mayor que el calculado.

De manera semejante, las tolerancias de manufactura en los ensamblajes de combustible pueden resultar significativas en el arqueado de las esbeltas barras de combustible, trayendo una reducción del flujo refrigerante y un exceso de calor en una porción del combustible. Similarmente, las fluctuaciones en el espesor de las paredes de las vainas pueden producir una zona más caliente donde estas sean más delgadas. También, ciertos aspectos del flujo de refrigerante son inherentemente estadísticos y tienden a provocar fluctuaciones en el flujo de calor.

Estos varios mecanismos, y otros por los cuales q''_{max} puede diferir de su valor calculado, tomados juntos, son descritos por el "factor ingenieril de canal caliente" F_c . El factor total será entonces

$$F = F_n F_c$$

En el cual los mecanismos individuales son descritos, a su vez, por los "subfactores" ingenieriles de canal caliente, F_{c_i} . Los subfactores son obtenidos por medio de pruebas de muestreo.

CAPITULO VIII

CONTROL DE LOS REACTORES NUCLEARES

8. CONTROL DE LOS REACTORES NUCLEARES.

8.1 CINETICA DE REACTORES.

8.1.1 INTRODUCCION.

La potencia de funcionamiento de un reactor nuclear depende de la masa de material ffsil presente, de la sección eficaz microscópica de fisión y del flujo neutrónico. De estos factores, es evidente que el que mejor se presta al control de la potencia es el flujo o la densidad neutrónica. Más adelante, en este mismo capítulo, se estudiarán los métodos conducentes a la realización de este control, pero antes, como primera etapa en el desarrollo del tema sobre control de reactores, vamos a considerar como evoluciona el flujo neutrónico -o la densidad- frente a diversas situaciones, especialmente variaciones del factor de multiplicación efectivo --o reactividad- y de la temperatura, así como la acumulación de productos de fisión venenoso.

Se han estudiado ya en capítulos precedentes las condiciones de un reactor nuclear en régimen de estado estacionario, con el fin de deducir las ecs. de criticidad. En este caso, la densidad neutrónica se mantiene constante e independiente del tiempo. Por el contrario, se trata ahora de analizar las variaciones transitorias que resultan de una desviación con respecto al estado crítico. Tales situaciones se originan, en particular, durante la puesta en marcha y la parada del reactor, y también como consecuencia de perturbaciones accidentales a lo largo de la operación normal del mismo, nominalmente en régimen de estado estacionario. El tratamiento teórico que vamos a aplicar al comportamiento de un reactor en función del tiempo (cinética del reactor), debido a variaciones del factor de multiplicación efectivo, se refiere estrictamente, a reactores térmicos homogéneos y desnudos, si bien las conclusiones generales son aplicables a reactores de todos tipos.

8.1.2 VIDA NEUTRONICA.

Una magnitud de gran importancia en la cinética de reactores es la denominada "vida neutrónica", tiempo transcurrido entre la liberación de un neutrón, en un proceso de fisión, y su desaparición del sistema por absorción o por escape. Con el objeto de facilitar el cálculo, la vida del neutrón en un reactor, térmico se acostumbra a dividir en dos partes: (a) tiempo de moderación, o intervalo medio de tiempo necesario para que los neutrones de fisión sea moderados a energías térmicas, y (b) tiempo de difusión, o vida neutrónica térmica, que es el intervalo medio de tiempo durante el cual difunden los neutrones térmicos, hasta que se pierden de uno u otro modo.

Supongamos que los neutrones están siendo moderados en un medio no absorbente, y que al cabo del tiempo t poseen la velocidad v . Sea el camino libre medio de dispersión, es decir, la distancia media recorrida total por un neutrón entre dos colisiones sucesivas de moderación. En un intervalo de tiempo subsiguiente, dt , el número de colisiones que un neutrón realiza, por término medio es igual a $v dt / \lambda_s$. Como ξ es la variación energética logarítmica media por colisión, se deduce que la disminución media del logaritmo de la energía, $\ln E$, en el intervalo de tiempo dt , viene dada por $\xi v dt / \lambda_s$; de aquí que

$$- d \ln E = - \frac{dE}{E} = \frac{\xi v}{\lambda_s} dt$$

y por consiguiente,

$$dt = - \frac{1}{v \xi E_s} \cdot \frac{dE}{E}$$

expresión esta última en la que se ha sustituido $1/\lambda_s$ por su equivalente E_s , sección eficaz macroscópica de dispersión. Si se designa por E_0 y E_{th} las energías medias de los neutrones de fisión y de los neutrones térmicos, respectivamente, el tiempo de modera-

ción se obtiene integrando la ec. anterior entre dichos límites, es decir,

$$t = -\int_{E_0}^{E_{th}} \frac{1}{v \xi E_s} \cdot \frac{dE}{E}$$

Siempre que su velocidad no se aproxime a la de la luz, la energía de un neutrón es energía cinética, de suerte que $E = 1/2 mv^2$, siendo m la masa real del neutrón; en consecuencia, v puede reemplazarse por $\sqrt{2E/m}$. Por otra parte, introduciendo un valor medio de E_s , representado por \bar{E}_s , la ec. anterior se convierte en

$$t = \frac{\sqrt{2m}}{\xi \bar{E}_s} \left(\frac{1}{\sqrt{E_{th}}} - \frac{1}{\sqrt{E_0}} \right)$$

Como siempre, para que el valor de t venga dado en seg. hay que expresar \bar{E}_s en cm^{-1} , m en gramos (1.67×10^{-24} g) y E_0 y E_{th} en ergios ($1 \text{ MeV} = 1.6 \times 10^{-6}$ erg). En la siguiente tabla figuran los valores calculados del tiempo

TIEMPOS DE MODERACIÓN Y DE DIFUSIÓN CORRESPONDIENTES A NEUTRONES TÉRMICOS EN UN MEDIO INFINITO

Moderador	$\Sigma_s (\text{cm}^{-1})$	Tiempo de moderación (s)	Tiempo de difusión (s)
Agua	1,10	$7,1 \times 10^{-4}$	$2,4 \times 10^{-1}$
Agua pesada	0,35	$5,9 \times 10^{-4}$	$6,0 \times 10^{-2}$
Berilio	0,75	$5,7 \times 10^{-4}$	$4,2 \times 10^{-1}$
Gráfico	0,41	$1,4 \times 10^{-3}$	$1,6 \times 10^{-1}$

de moderación, desde $E_0 = 2 \text{ MeV}$ a $E_{th} = 0.025 \text{ ev}$, para cuatro moderadores diferentes.

En un medio infinito, los neutrones solo se pierden por absorción. La vida térmica, λ , es igual, por consiguiente, al camino libre medio de absorción, λ_a , dividido por la velocidad media, v , de los neutrones térmicos, es decir,

$$\bar{t} = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{v \Sigma_a}$$

siendo Σ_a la sección eficaz macroscópica de absorción total, para neutrones térmicos. Los valores de la vida térmica -o tiempo- de difusión- que figuran en la tabla, han sido calculados a una velocidad media de 2.2×10^5 cm/s, que es la correspondiente a neutrones térmicos a la temperatura ordinaria. Se ve que, para un moderador determinado, el tiempo de moderación es generalmente mucho menor que el tiempo de difusión. Por esta causa, se suele despreciar -en la práctica- el tiempo de moderación, y considerarlo como vida del neutrón en un medio infinito. Y para distinguirlo de la vida efectiva, que tiene en cuenta los neutrones de fisión retardados, revive frecuentemente el nombre de vida de los neutrones instantáneos.

Hay que hacer constar que los datos de la tabla se refieren a vida neutrónica en el moderador. En el núcleo de un reactor, Σ_a será igual a la sección eficaz de absorción total del combustible, moderador e impurezas.

Se puede demostrar fácilmente que el valor de Σ_a que figura en la ec. anterior es equivalente a $\Sigma_{am} / (1 - f)$, en cuya expresión Σ_{am} se refiere exclusivamente al moderador y f es la utilización térmica.

En un sistema de tamaño finito, la vida media de los neutrones disminuye, puesto que parte de ellos se pierden por escape. La relación del número de neutrones térmicos absorbidos al número total de absorbidos y escapados es, justamente, la probabilidad de permanencia térmica, que es igual -según la teoría de difusión- a $1 / (1 + L^2 B^2)$. Resulta, pues, que la vida térmica instantánea en un sistema de tamaño finito viene dada por $\bar{t} / (1 + L^2 B^2)$, siendo L la longitud de difusión de los neutrones térmicos en el núcleo del reactor.

8.1.3 ECUACIONES CINÉTICA DE UN REACTOR DESNUDO TEORÍA DE UN GRUPO

En el análisis que vamos a realizar sobre el comportamiento de los reactores en función del tiempo, utilizaremos la teoría de un grupo; dicho de otro modo, admitiremos que los procesos de producción, difusión y absorción de neutrones tiene lugar con una sola energía. Esto nos permitirá despreciar el tiempo de moderación de los neutrones, así como su escape y captura de resonancia durante la moderación. A pesar de que con ello se simplifica mucho el tratamiento, los resultados finales a que se llega coinciden prácticamente con los obtenidos mediante procedimientos mucho más complicados.

En ausencia de una fuente primaria, un sistema que no sea crítico no puede alcanzar el régimen de estado estacionario, de suerte que la densidad neutrónica varía con el tiempo; la ec. de difusión adopta, en este caso, la forma general

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S = \frac{dn}{dt}$$

en la que todas las magnitudes se refieren a neutrones de una sola energía. El término correspondiente a la fuente sabemos que es igual a k siendo k el factor de multiplicación infinito. Ahora bien, puesto que hay implicadas magnitudes que varían con el tiempo, es preciso distinguir, entre los neutrones producidos por fisión, la contribución de los neutrones instantáneos y la de los neutrones retardados.

Sea β la fracción de neutrones retardados; la fracción de neutrones instantáneos será $1 - \beta$, y la velocidad de producción de estos neutrones vendrá expresada por $k_{\infty} \Sigma_f \phi (1 - \beta)$. Esta es la contribución de neutrones instantáneos a la fuente de la ec. anterior. Como se ha indicado en otro lugar hay seis grupos de neutrones retardados, en cada uno de los cuales (representado por el subíndice i) la velocidad de formación es igual a la velocidad de desintegración radiactiva del precursor, es decir, λ_i . Ci neu-

trones por cm^3/s , siendo C_i la concentración de precursores en un instante dado y λ_i la constante de desintegración correspondiente. En consecuencia, extendiendo la sumatoria a todos los grupos. Esta suma representa, pues, la fuente de neutrones retardados.

$$\text{Velocidad total de formación de neutrones retardados} = \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \text{ neutrones}/(\text{cm}^3)(\text{s})$$

Introduciendo en la penúltima ec. ambas contribuciones a la fuente neutrónica, se obtiene como resultado:

$$D\nabla^2\phi - \Sigma_a \phi + K_\infty \Sigma_a \phi(1 - \beta) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i = \frac{dn}{dt}$$

siendo n la densidad neutrónica. Tratándose de un reactor de tamaño finito, las variables ϕ (y, por tanto n) y C_i son funciones de las coordenadas espaciales y del tiempo; sin embargo, por lo general, son variables separables, pudiendo reemplazarse $\nabla^2\phi$ por $B^2\phi$, a condición de que el sistema no esté muy alejado de la criticidad. Recordando que $D/\Sigma_a = L^2$ y que, por definición, $\rho = nv$, la ec. anterior se transforma fácilmente en

$$K_\infty v \Sigma_a \left\{ (1 - \beta) - \frac{1 + L^2 B^2}{K} \right\} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i = \frac{dn}{dt}$$

Dentro de la teoría de un grupo, se deduce que el factor de multiplicación efectivo, k_{ef} , es igual a $k_\infty / (1 + L^2 B^2)$, y así, la ec. anterior se convierte en

$$K_\infty v \Sigma_a \left\{ \left(1 - \frac{1}{k_{ef}}\right) - \beta \right\} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i = \frac{dn}{dt}$$

Según la ec. que define el camino libre medio de absorción, la vida del neutrón en un medio infinito, λ , es igual a $1/v \Sigma_a$, de donde se deduce

$$\frac{1}{k_\infty v \Sigma_a} = \frac{1}{k_\infty} = 1^*$$

ecuación que define el "tiempo de generación" de neutrones instantáneos. Esta magnitud depende sólo de la composición y del tipo de reactor, puesto que viene determinada por k_{∞} , v y Σ_a , siendo independiente de su tamaño. Así pues, el factor $k_{\infty} v \Sigma_a$ de la ec. anterior puede reemplazarse por $1/\lambda$, que es una propiedad característica del sistema.

La penúltima ec. puede simplificarse todavía más introduciendo el concepto de reactividad, magnitud que se define por

$$\rho = \frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}} = 1 - \frac{1}{k_{\text{ef}}}$$

Con estas dos magnitudes la ec. se reduce a

$$\frac{dn}{t} = \frac{\rho - \beta}{l^*} n - \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i$$

Para resolver esta ec., es necesario conocer como varía con el tiempo las concentraciones, C_i , de los precursores retardados. La velocidad de formación del precursor del grupo i es igual a $\beta_i k_{\infty} \Sigma_a \phi$, siendo $k_{\infty} \Sigma_a \phi$, la producción total de neutrones de fisión, como antes hemos visto, y β_i la fracción perteneciente al grupo retardado de orden i . No hay que olvidar, sin embargo, que la desintegración radiactiva del precursor tiene lugar simultáneamente, con velocidad $\lambda_i C_i$, de suerte que la velocidad neta de formación de precursores de neutrones retardados, en el grupo i , viene dada por

$$\frac{dC_i}{dt} = \beta_i k_{\infty} \Sigma_a \phi - \lambda_i C_i$$

Como $\phi = nv$ y $k_{\infty} v \Sigma_a = 1/\lambda$, se deduce que

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{l^*} n - \lambda_i C_i$$

Las dos ecs. diferenciales anteriores, ambas lineales y de primer orden, constituyen el fundamento de la cinética de reactores. La velocidad con que aumenta la densidad neutrónica, n , viene determinada por la velocidad de fisión, y ésta es proporcional a n . Como las variables espaciales y temporales son separables, es evidente que la solución será de la forma

$$n(t) = n_0 e^{tw}$$

siendo w un parámetro a determinar, que tiene dimensiones de tiempo recíproco. Por otra parte, como C_i debe ser proporcional a la densidad neutrónica, la solución de la penúltima ec. puede escribirse en forma análoga,

$$C_i(t) = C_{i0} e^{tw}$$

En estas dos últimas ecs., n_0 y C_{i0} son la densidad neutrónica y la concentración de precursores de neutrones retardados del grupo i , respectivamente, al tiempo $t = 0$; antes de este instante, se supone que el reactor se encontraba en estado estacionario. En el instante $t = 0$, el factor de multiplicación efectivo -o reactividad- experimenta un incremento brusco, de suerte que la densidad neutrónica comienza a variar con el tiempo.

De las tres últimas ecs. se deduce que

$$C_{i0} = \frac{\beta_i}{\lambda_i^* (w + \lambda_i)} n_0$$

y combinando este resultado con las ecs. solución la ec. que define dn/dt se transforma en

$$w_1^* = \rho + \sum_{j=1}^6 \left[\frac{\lambda_j \beta_j}{w + \lambda_j} - \beta_j \right]$$

expresión en la que β ha sido sustituida por la suma de los términos se deduce por consiguiente que

$$\rho = w_1^* + \sum_{i=1}^6 \frac{w \beta_i}{w + \lambda_i}$$

La ec. anterior es la ec. característica que relaciona el parámetro w con las propiedades de los materiales integrantes del reactor, representadas por las variables ρ , β_i , y λ_i . Se trata de una ec. algebraica de séptimo grado en w . Quiere decirse que la variación de la densidad neutrónica en función del tiempo puede expresarse mediante una combinación lineal de siete términos de la forma

$$n(t) = A_0 e^{tw_0} + A_1 e^{tw_1} + \dots + A_6 e^{tw_6}$$

siendo w_0, w_1, \dots, w_6 las siete raíces de la penúltima ec., A_0, A_1, \dots , son constantes, que, como veremos en seguida, vienen determinadas por las condiciones iniciales del reactor en estado estacionario.

8.1.4 PERIODO ESTABLE DEL REACTOR.

Para valores positivos de la reactividad ($k_{ef} > 1$), se obtienen seis raíces negativas y una positiva. En la ec. anterior, -- puede tomarse, pues, w_0 como positiva y las demás como negativas. Cada uno de los seis valores negativos de w se corresponden numéricamente con una de las seis constantes de desintegración, de los precursores de neutrones retardados.

Al aumentar t , es decir, al irse haciendo más grande el tiempo

por transcurrido desde que se produjo la variación brusca de reactividad, todos los términos de la ec. anterior a partir del primero tienden rápidamente a cero, debido a los valores negativos de w . - En otras palabras, estos términos contribuyen de forma transitoria al flujo neutrónico; pronto se hacen despreciables frente al primer término, que, por ser w positiva, aumenta constantemente con el tiempo. Así pues, transcurrido un intervalo de tiempo muy corto, la ec. queda reducida solamente al primer término, es decir,

$$n(t) = A_0 e^{t\lambda_0}$$

Se define por el "período del reactor", T_p , como el intervalo de tiempo necesario para modificar la densidad neutrónica -o el flujo- por un factor e, de suerte que

$$n = n_0 e^{t/T_p}$$

o bien,

$$1/n \cdot dn/dt = 1/T_p$$

Como los parámetros w tienen dimensiones de tiempo recíproco la comparación de la penúltima y antepenúltima ecs. pone de manifiesto que $1/w_0$ es el período del reactor, una vez que ha transcurrido tiempo suficiente para que las contribuciones de los términos transitorios se desvancescan totalmente. Esto es la razón de que la magnitud definida por

$$T_p = 1/w_0$$

reciba el nombre de período estable del reactor. Al referirse a las magnitudes $1/w_1$, $1/w_2$, etc., se habla a veces de períodos transitorios, pero sus valores son siempre negativos y, por tanto carecen de significado físico como períodos del reactor, en el sentido que lo tiene $1/w_0$. Se trata, simplemente, de valores de

un parámetro que satisfacen la ec. característica del problema objeto de estudio. Su influencia sobre la variación del flujo neutrónico, como consecuencia de una variación del factor de multiplicación efectivo, es de muy corta duración.

Si ρ es negativa $k_{\text{ef}} < 1$, las siete soluciones de la ec. que define $n(t)$ son negativas. En este caso la expresión del flujo neutrónico en función del tiempo, estará constituida por siete términos con exponente negativo, todos los cuales decrecen con el tiempo. Por tener w_0 el valor numérico más bajo, el primer término disminuirá a ritmo más lento que los seis restantes y conducirá, en definitiva, a un período estable negativo del reactor, $1/w_0$.

8.1.5 UN SOLO GRUPO DE NEUTRONES.

Para tener una idea de la importancia relativa de los términos estable y transitorio de la ec. que define $n(t)$, consideremos el caso hipotético de que exista un solo grupo de neutrones retardados, cuya constante de desintegración, λ , representa una medida ponderada de los seis grupos reales.

Veremos más adelante que este valor medio viene dado por

$$\lambda = \frac{\beta}{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i}}$$

La tabla que se presenta a continuación da los valores de las constantes de los seis grupos de neutrones retardados, de acuerdo con lo cual λ tendrá un valor aproximado de $0.0065/0.084 = 0.08 \text{ s}^{-1}$.

CONSTANTES DE DESINTEGRACIÓN Y RENDIMIENTOS DE PRECURSORES DE NEUTRONES RETARDADOS EN LA FISSION TÉRMICA DE URANIO-235

λ_i (s)	λ_i (s ⁻¹)	β_i	(β_i/λ_i) (s)
55.7	0.0124	0.00921	0.0171
22.7	0.0305	0.01171	0.0461
6.22	0.111	0.00127	0.0114
2.30	0.301	0.00255	0.0085
0.61	1.1	0.00074	0.0007
0.23	3.0	0.00027	0.0001
Total	~	0.0065	0.084

Para un grupo único de neutrones retardados la ec. de la reactividad adopta la forma

$$\rho = w_1 \lambda^* + \frac{w \beta}{w + \lambda}$$

que es una ec. de 2^o grado en w . Siempre que $(\beta - \rho + \lambda \lambda^*)^2 \gg 2[\lambda \rho \lambda^*]$, condición que satisfacen los reactores térmicos con reactividades positivas inferiores a 0.0025 y todas las reactividades negativas, es decir $\rho \ll \beta$, las dos raíces de la ec. anterior son las siguientes

$$w_0 = \frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} \quad > \quad w_1 = - \frac{-(\beta - \rho)}{\lambda^*}$$

Como estas soluciones son válidas cuando la diferencia $\beta - \rho$ es positiva resulta evidente que w_0 es positiva para reactividades positivas, mientras que w_1 es siempre negativa. Esto quiere decir que, para reactividades positivas, $1/w_0$ es el período estable del reactor. Veremos más adelante que esto se cumple también para reactividades negativas.

Con un solo grupo -promediado- de neutrones retardados, la variación temporal de la densidad neutrónica viene dada por

$$n = A_0 e^{tw_0} + A_1 e^{tw_1}$$

La concentración de precursores de los neutrones retardados se rige por la ec

$$C = \beta_0 e^{tw_0} + \beta_1 e^{tw_1}$$

El problema que se plantea inmediatamente es la determinación de las constantes A_0 , A_1 , B_0 y B_1 . Para resolverlo, no hay más que aplicar la ec. al precursor único

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\beta}{l^*} n - \lambda C$$

y sustituir en ella n y C por las dos últimas ecs. Por otra parte, derivando la ec. que define C , se obtiene una nueva expresión de $\partial C/\partial t$. La comparación de coeficientes entre ambas expresiones permite relacionar A_0 con B_0 y A_1 con B_1 .

Según la ec. que define n , la densidad neutrónica en estado estacionario, n_0 , antes de la variación brusca de la reactividad ocurrida a $t = 0$, es evidentemente igual a $A_0 + A_1$. Análogamente la penúltima ec. expresa que la concentración de precursor en el estado estacionario, C_0 , es igual a $B_0 + B_1$. Como en dicho estado $\partial C/\partial t = 0$, la última ec. permite deducir una relación entre C_0 y n_0 . Con todos estos datos y las ecs. de las raíces correspondientes a w_0 y w_1 , se llega a la siguiente conclusión, tras desprender términos de q^* pequeña cuantía:

$$A_0 \approx \frac{\beta}{\beta - \rho} n_0 \quad \text{y} \quad A_1 \approx - \frac{\rho}{\beta - \rho} n_0$$

En consecuencia la variación con el tiempo de la densidad neutrónica

nicamente dada por

$$n = n_0 \left[\frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{\lambda \rho t}{\beta - \rho}} - \frac{\rho}{\beta - \rho} e^{\frac{(\beta - \rho)t}{L^*}} \right]$$

siendo n la densidad neutrónica al tiempo t , contado a partir de la variación brusca de la reactividad.

Si la reactividad es positiva, la diferencia $\beta - \rho$ será siempre positiva, en las condiciones que hemos postulado, es decir, $\rho < 0.0025$. Por consiguiente, el primer término entre corchetes de la ec. anterior tiene un coeficiente positivo, mientras que el segundo lo tiene negativo. Esto significa que, tras un cambio brusco de reactividad, la densidad neutrónica viene dada como diferencia de dos términos, el primero de los cuales aumenta con el tiempo -- mientras que el segundo disminuye. Hay que mencionar, de pasada, que la ec. anterior, relaciona también el flujo neutrónico, ϕ , correspondiente a un tiempo t cualquiera, con el valor existente en estado estacionario, ϕ_0 , antes de la variación de la reactividad. Esta es una consecuencia de la hipótesis admitida de que la velocidad neutrónica es independiente del tiempo.

El segundo término (transitorio), con exponente negativo, desaparece al cabo de un intervalo de tiempo muy corto, pasado el cual la variación del flujo viene dada por el primer término de la ec. a saber,

$$n = n_0 \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{\lambda \rho t}{\beta - \rho}}$$

de suerte que el período estable del reactor, en la hipótesis de un solo grupo -promedio- de neutrones retardados, viene expresado por

$$T_p = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho}$$

Realizado el cálculo en forma completa, teniendo en cuenta todos los grupos de neutrones retardados, se obtiene para el reactor un período estable de 14 seg., correspondiente a una reactivi

dad positiva de 0.0022.

Para reactividades muy pequeñas - periodos muy largos-, ρ puede despreciarse frente a β en la ec. anterior, y esta se convierte en

$$T_p \approx \frac{\beta}{\lambda \rho}$$

Como β/λ tiene un valor bien definido para cada especie ffsil, por ejemplo, 0.084 para el U-235, se ve que el periodo estable del reactor, a reactividades bajas, es inversamente proporcional a la reactividad. Veremos más adelante que este hecho encuentra aplicación en los reactores grandes; en tales reactores, el factor de multiplicación nunca es muy superior a la unidad, y las reactividades son generalmente pequeñas.

Conviene insistir ahora en el efecto de los neutrones retardados sobre el periodo del reactor. De no existir neutrones retardados dn/dt se reduciría a

$$dn/dt = \rho / l^* n$$

lo que conduciría a un periodo

$$T_p = \frac{l^*}{\rho}$$

Una aproximación razonable, basada en la teoría de un grupo medio de neutrones retardados, consiste en definir el "tiempo de generación efectivo", \bar{l} , del modo siguiente

$$\bar{l} = l^* + (\beta - \rho) / \lambda$$

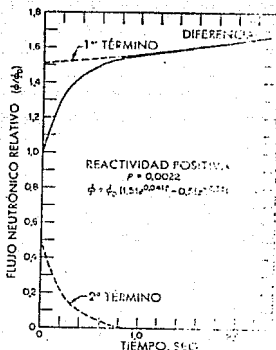
de suerte que si la reactividad es igual o superior a la fracción de neutrones retardados ($\beta = 0.0065$), \bar{l} se hace igual a l^* . En estas circunstancias el periodo estable del reactor bien determinado por la penúltima ec. En cambio, cuando ρ es muy pequeña, l^* puede despreciarse frente a $(\beta - \rho) / \lambda$ y la última ec. se reduce a

$$\bar{i} = (\beta - \rho) / \lambda$$

Sustituyendo i^* en la antepenúltima ec. por este valor de \bar{i} , el período estable del reactor resulta idéntico al que se deduce por la ec.

$$T_p = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho}$$

Se observa en la siguiente fig. que, inmediatamente después de la variación brusca del factor de multiplicación, es decir, para tiem



Variación del flujo neutrónico con el tiempo, para una reactividad positiva

pos muy próximos a $t = 0$, el flujo neutrónico aumenta rápidamente; este efecto se denomina a veces, ascenso inicial o "salto instantáneo" del flujo. La velocidad de este ascenso inicial se calcula fácilmente, sin más que derivar la ec.

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_{t=0} = A_0 w_0 + A_1 w_1$$

Introduciendo los cuatro valores antes calculados, se deduce que

$$\frac{1}{n_0} \cdot \frac{dn_0}{dt} = \frac{\lambda_0 \beta}{(\beta - \rho)^2} + \frac{\rho}{1^*}$$

El primer miembro es equivalente a T_0 , período inicial del reactor, es decir, el período que corresponde a $t = 0$; por tanto,

$$\frac{1}{T_0} = \frac{\lambda_0 \beta}{(\beta - \rho)^2} + \frac{\rho}{1^*}$$

Para valores moderadamente bajos de ρ , puede despreciarse el primer término del segundo miembro de la ec. anterior, en cuyo caso,

$$T_0 = \frac{1^*}{\rho}$$

La ec. anterior expresa claramente que el período inicial del reactor, T_0 , es idéntico al deducido para T_p anteriormente, para el caso de que no existan neutrones retardados.

Dicho de otro modo, cuando se trata de reactividades pequeñas, el crecimiento inicial del flujo neutrónico es prácticamente igual al que se produciría si todos los neutrones de fisión fueran instantáneos.

La interpretación física de esto es la siguiente. El número de neutrones retardados que constituyen, en cada instante, al proceso de fisión en cadena es proporcional al flujo de neutrones térmicos existente en cierto tiempo antes, pero el número de precursores de neutrones retardados producidos por fisión, es decir, el número de neutrones que están siendo retardados, es proporcional al flujo térmico en dicho instante. Inmediatamente después de producirse la variación del factor de multiplicación efectivo, el flujo neutrónico cambia poco, si la reactividad es pequeña. En este caso, el número de neutrones retardados integrados en el sistema no

será sensiblemente inferior al número de los que están siendo retardados. Por consiguiente, durante un tiempo muy breve en la etapa de ascenso inicial, el reactor se comporta como si todos los neutrones de fisión fueran instantáneas, y el flujo aumenta con período aproximadamente igual a $1/\lambda$. Ahora bien, al ir creciendo el flujo a lo largo del tiempo, son menos cada vez los neutrones retardados que llegan al sistema, en comparación con los que están siendo retardados, por lo que el crecimiento del flujo va atenuándose. Finalmente, es el período estable del reactor, $1/\omega_0$, el que gobierna este crecimiento del flujo.

8.1.6 UN SOLO GRUPO DE NEUTRONES RETARDADOS: REACTIVIDAD NEGATIVA.

Las aproximaciones hechas para deducir la ec. que definen en la sección anterior, siguen siendo válidas para casi todos los valores negativos de ρ , especialmente cuando se trata de valores fuertemente negativos de la reactividad. Dicha ec. puede utilizarse, pues, para seguir el decrecimiento del flujo neutrónico que se produce como consecuencia de una variación negativa, brusca, del factor de multiplicación efectivo. Suponiendo un valor de $\rho = -0.0022$ y valores para $L = 10^{-3}$ s, $\lambda = 0.08$ s⁻¹ y $\beta = 0.0065$ la ec. que definen será

$$n = n_0(0.75 e^{-0.02t} + 0.25 e^{-8.7t})$$

Los valores numéricos de los términos así como los de la suma de ambos, están representados en la siguiente fig.. Como se ven en la fig. el segundo término es tan fuertemente negativo que desaparece en cosa de 0.5 s. Al perder significación el segundo término, aparece el período estable del reactor, que será del orden de $1/0.02 = 20$ s. Para una reactividad positiva de $\rho = 0.0022$, el período estable correspondiente es del orden de 24 s. Más adelante veremos que, cuando se tienen en cuenta los seis grupos de

neutrones retardados, el período estable negativo tiene un valor todavía mayor; probablemente, que el ahora indicado.

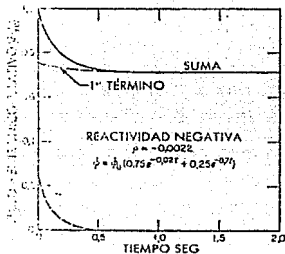
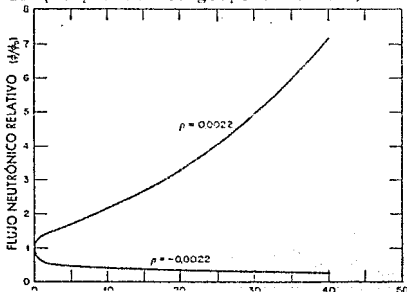


Fig. 10. Evolución del flujo neutrónico con el tiempo, para reactividad negativa

Si todos los neutrones de fisión fueran instantáneos, los períodos estables del reactor serían: -0.45 s, para $\rho = -0.0022$, y 0.45 s, para $\rho = 0.0022$. Resulta claro, por consiguiente, que la presencia de neutrones retardados frena la velocidad de crecimiento del flujo, cuando la reactividad es positiva, pero frena todavía más la velocidad de decrecimiento cuando la reactividad es negativa. Este efecto aparece ilustrado en la siguiente fig. que cubre un intervalo de tiempo mucho mayor que las dos figuras anteriores. Demostraremos luego que, para un reactor funcionado en estado estacionario, es imposible reducir el flujo neutrónico con mayor rapidez de la que permite el grupo de neutrones más retardados.



Como los argumentos en que se basa la penúltima ec. son válidos cualquiera que sea el signo de la reactividad, se deduce que, inmediatamente después de haberse producido una disminución del factor de multiplicación del reactor, el período inicial viene dado por $1/\rho^*$, siendo ahora ρ negativa. La velocidad con que se reduce el flujo es la misma, pues, que existiría si todos los neutrones fueran instantáneos. Por esta razón, para intervalos de tiempo muy pequeños siguientes a la variación del factor de multiplicación, las dos curvas de la fig. anterior son simétricas. El fundamento físico de esta conclusión es idéntico al indicado para el caso de reactividad positiva. La simetría desaparece poco tiempo después, sin embargo, debido al efecto de los neutrones retardados, que frenan considerablemente la velocidad con que disminuye el flujo neutrónico.

8.1.7 REACTIVIDAD Y PERIODO: REACTIVIDADES POSITIVAS.

Si se sustituye w por $1/T_p$ en la ec. que define ρ , siendo T_p el período estable del reactor, se obtiene como resultado:

$$\rho = \frac{1^*}{T_p} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T_p}$$

ecuación que relaciona la reactividad con el período estable. Supuesto que se conocen los valores de 1^* , β_i , y λ_i , si se fija el período del reactor, T_p , puede calcularse la reactividad. El proceso inverso, es decir, el cálculo del período estable del reactor para un valor determinado de la reactividad, implica la solución de una ec. de 7^o grado. Se han ideado varios procedimientos para resolver esta ec., pero cuando se trata de reactividades positivas no muy altas, el cálculo con un grupo medio de neutrones retardados, anteriormente descrito, conduce a resultados que concuerdan razonablemente bien con los valores experimentales.

Si el período estable del reactor es grande -reactividad muy pequeña-, el cálculo se simplifica considerablemente. En primer lugar, en cada término de la sumatoria de la ec. anterior, puede desprejiciarse la unidad frente a T_p . Por otra parte, para valores de T_p suficientemente grandes, el primer término del segundo miembro resulta despreciable comparado con la propia sumatoria. La ec. anterior se reduce, pues, a

$$\rho = \frac{1}{T_p} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i}$$

o bien,

$$T_p = \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i}$$

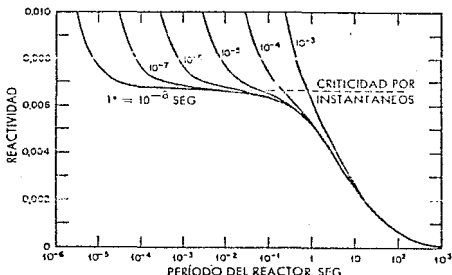
Como β y λ tienen valores perfectamente definidos para cada especie fisible resulta evidente que la reactividad es inversamente proporcional al periodo estable. La constante de proporcionalidad debe ser igual para todos los reactores térmicos que utilicen el mismo material fisionable, e independiente del tamaño y estructura del reactor, siempre en el caso de que la reactividad sea pequeña.

Obsérvese que la ec. anterior se identifica con la ec. $T_p = \beta / \lambda_p$ basada esta última en un solo grupo de neutrones retardados, sin más que introducir una constante media, λ , definida por

$$\lambda = \frac{\beta}{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i}}$$

Esta es, en efecto, la definición utilizada anteriormente para hacer que el grupo único equivaliese, en primera aproximación, a los seis grupos reales de neutrones retardados.

Para reactividades pequeñas, se ve que el periodo estable correspondiente a una reactividad determinada es independiente del tiempo de generación neutrónica, l^* , puesto que el primer término que define ρ es despreciable frente al segundo. En cambio, para valores grandes de la reactividad -periodos estables cortos-, la influencia del tiempo de generación resulta evidente. Este efecto aparece ilustrado en la siguiente fig. que representa la relación



Relación entre periodo y reactividad para diversos tiempos de generación neutrónica

existe entre reactividad y período estable, para valores del tiempo de generación neutrónica comprendidos entre 10^{-5} y 10^{-8} s, con U-235 como especie ffsil. Se indican, asimismo, en la siguiente tabla los valores del período estable que corresponden a varias reactividades, para tres valores distintos del tiempo de generación.

PERÍODO ESTABLE Y REACTIVIDAD PARA URANIO-235

Reactividad	Tiempo de generación neutrónica (s)		
	10^{-5}	10^{-6}	10^{-8}
	Período estable del reactor (s)		
0,001	60	60	50
0,003	10	10	10
0,004	3,5	2,5	2,5
0,007	0,8	0,2	0,14
0,010	0,3	0,04	0,0003

Como se aprecia en la fig. anterior, todas las curvas coinciden en el dominio de reactividades bajas; el período del reactor es independiente del tiempo de generación, para una reactividad determinada, como antes hemos visto. Al ir aumentando la reactividad, más o menos a partir de 0.003, el período comienza a depender del tiempo de generación, disminuyendo con éste. Ello significa que, para reactividades más altas, el flujo neutrónico aumentará tanto más rápidamente, cuanto más pequeño sea el tiempo de generación. En este orden de reactividades, los reactores con tiempos de generación cortos -reactores rápidos- son más difíciles de controlar que aquellos en que los neutrones poseen tiempos de generación mayores. En cambio, operando a reactividades bajas, ambos tipos de reactores no deben de mostrar, en lo que respecta a control, diferencias apreciables.

Con valores de ρ suficientemente grandes -períodos estables- paralelamente cortos-, el segundo término de la ec. que define ρ es despreciable frente al primero, y el período estable del reactor nos queda como

$$T_p = \frac{\lambda^*}{\rho}$$

que es el período que se obtendría si todos los neutrones de fisión fueran instantáneos. En resumen, cuando la reactividad es pequeña, el ritmo de crecimiento de la densidad neutrónica -una vez desaparecidos los períodos transitorios- viene determinado fundamentalmente por el retardo neutrónico, siendo independiente del tiempo de generación, mucho más corto. En cambio si la reactividad es alta, en particular cuando $\rho > \beta$, la contribución de los neutrones retardados es despreciable frente a la de los neutrones instantáneos, y el reactor se comporta como si todos los neutrones fueran instantáneos; en este caso, el período estable depende prácticamente, como ya hemos dicho, del tiempo de generación.

8.1.8 REACTIVIDAD Y PERIODO: REACTIVIDADES NEGATIVAS.

Para valores negativos de la reactividad numéricamente pequeños, siguen siendo válidas las aproximaciones introducidas en la ec. $T_p \approx \beta/\lambda_p$. Así pues, el período estable negativo es inversamente proporcional a la reactividad negativa. En cambio, cuando la reactividad presenta valores fuertemente negativos, el cálculo del período estable con un grupo medio de neutrones retardados -bastante satisfactorio en el caso de reactividades positivas- conduce a resultados demasiado bajos. Esto se debe a que, una vez desaparecido los períodos transitorios, la variación de densidad neutrónica viene determinada por los neutrones más retardados, especialmente cuando se trata de reactividades negativas moderadamente altas y altas, y no por el grupo medio como ocurre cuando las reactividades son positivas.

Expresado en términos físicos, al hacerse negativa la reactividad, como ocurre cuando se para el reactor, continúa habiendo emisión de neutrones retardados producidos por fisión antes de la parada del reactor. Esto impide que la densidad neutrónica disminuya tan rápidamente como en el caso de que no existieran neutrones retardados. Al cabo de cierto tiempo, muy pequeño, los precursores

de vida corta se habrán desintegrado casi completamente, de suerte que los únicos neutrones retardados que cuentan son, prácticamente, los que pertenece al grupo con precursor de vida más larga, aquel al que corresponde $\lambda = 0.0124$. En estas circunstancias la ec. de reactividad se reduce a

$$\rho = \frac{\beta}{1 + \lambda_1 T_p}$$

expresión en la que λ_1 tiene el valor que acabamos de indicar. Al aumentar ρ en valor absoluto, es evidente que $(1 + \lambda_1 T_p) \rightarrow 0$; quiere decirse que para reactividades fuertemente negativas, el período estable tiende a $-1/\lambda_1$ o sea, $-1/0.0124 = -80$ s.

La experiencia ha demostrado que los reactores térmicos moderados por carbono (grafito) o agua ordinaria alcanzan, en efecto, tras su parada, un período estable de -80 s. Cuando el moderador es berilio o agua pesada, el período es todavía más largo debido a que los rayos gamma de los productos de fisión continúan provocando la emisión de neutrones, por reacción fotoneutrónica con el moderador. Para tener en cuenta este efecto de los fotoneutrones, hay que introducir valores apropiados de β y λ en la ecs. cinéticas.

8.1.9 FORMULA DE LA HORA INVERSA.

La reactividad se expresa, en ocasiones, mediante la unidad denominada hora inversa ("inhour"), que se define como la reactividad a la que corresponde un período estable de 1 hora. Así pues, para obtener el valor de la unidad de hora inversa en términos de la reactividad, no hay más que hacer $T_p = 3600$ s. en la ec. que define la reactividad, ya que λ_1 se expresa correctamente en seg. recíprocos. Dividiendo luego la ec. por el valor que corresponde a la unidad de hora inversa, se obtiene la reactividad del reactor, I_h , expresada en estas unidades, es decir,

$$I_h = \frac{\frac{\beta^*}{T_p} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T_p}}{\frac{\beta^*}{3600} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + 3600 \lambda_i}}$$

Esta es la forma correcta de la fórmula de la hora inversa, aunque a veces se designan con este nombre otras ecs. cuya relación con ella es evidente.

En general, la reactividad expresada en horas inversas no define el período estable del reactor en forma sencilla, a pesar de lo cual esta unidad se utiliza con mucha frecuencia para expresar la reactividad de reactores grandes, tales como los de UN-grafito. La razón es la siguiente: para reactividades pequeñas, es decir, períodos largos, puede desprejiciarse la unidad a $\lambda_i T_p$ y $3600 \lambda_i$; la ec. anterior se reduce a

$$I_h = \frac{3600}{T_p} \quad \text{o bien,} \quad T_p = \frac{3600}{I_h}$$

de suerte que la reactividad queda relacionada, en forma bien sencilla, con el período estable del reactor. En efecto, expresando el período del reactor en horas, resulta igual al recíproco de la reactividad expresada en horas inversas.

Comparando las ecs. anteriores se deduce inmediatamente una relación entre I_h , a saber,

$$\frac{1}{\rho_{i=1}} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i} = \frac{3600}{I_h}$$

Para el combustible U-235, la suma de los valores de β_i/λ_i es igual a 0.084 así que

$$\rho = 2.3 \times 10^{-5} I_h$$

En rigor, este resultado sólo puede aplicarse a períodos estables largos, aunque a veces se combina con la ec. de reactividad para obtener la relación

$$I_h \frac{1}{2.3 \times 10^{-5}} \left(\frac{\lambda^*}{T_p} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T_p} \right)$$

Como λ^* y T_p se expresan ordinariamente en s., los valores de λ_i han de venir expresados en s. recíprocos.

8.1.10 CONDICION DE CRITICIDAD POR NEUTRONES INSTANTANEOS.

Cuando un reactor alcanza la criticidad a base solamente de neutrones instantáneos, se dice que es "crítico por neutrones instantáneos". La condición de criticidad por neutrones instantáneos puede deducirse así

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\lambda^*} n$$

Para que el reactor sea crítico, dn/dt debe ser igual a cero, y como ni n ni λ^* son nulos, resulta que

$$\rho = \beta$$

es decir, un reactor alcanza criticidad por neutrones instantáneos cuando su reactividad es igual a la tracción de neutrones retardados. Así pues, un reactor térmico de U-235 alcanza la criticidad por neutrones instantáneos cuando $\rho = 0.0065$, lo que equivale a un valor de k_{eff} -igual a $1/(1 - \rho)$, próximo a 1.0065.

Cuando el factor de multiplicación efectivo es superior al valor crítico por neutrones instantáneos, la reacción en cadena puede mantenerse exclusivamente con neutrones de esta clase. Se dice entonces que el reactor ha "superado" los neutrones retarda-

dos. Si la contribución de estos fuese nula, puede demostrarse fácilmente que el período estable del reactor será

$$T_p = \frac{l^*}{\rho \text{ (instantáneos)}}$$

siendo ρ (instantáneos) el exceso de la reactividad real, ρ , sobre el valor crítico por neutrones instantáneos, es decir,

$$\rho \text{ (instantáneos)} = \rho - \beta$$

Así pues, cuando un reactor posee reactividad "en exceso" sobre el valor crítico por neutrones instantáneos, el período estable será

$$T_p = \frac{l^*}{\rho - \beta}$$

Este resultado solo es aplicable cuando $\rho > \beta$; no tiene validez en condiciones de criticidad por neutrones instantáneos, porque en este caso $\rho - \beta = 0$.

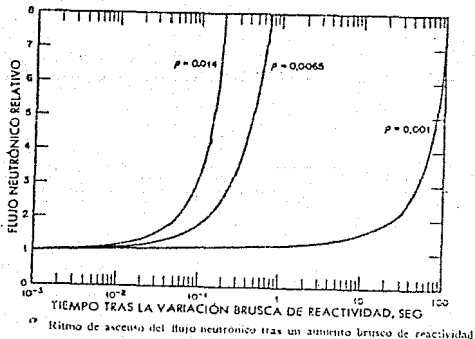
Si la reactividad es lo bastante grande para que β pueda despreciarse frente a ρ , la ec. anterior se reduce a

$$T_p = \frac{l^*}{\rho}$$

conclusión ya establecida. En este caso, el período del reactor es aproximadamente igual al que existiría si todos los neutrones fueran instantáneos.

La contribución de los neutrones de fisión retardados es despreciable, comparada con la de los neutrones instantáneos.

La siguiente fig. puede dar una idea del incremento que experimenta la densidad neutrónica, como consecuencia de la fisión del U-235, para diversas reactividades; los valores de ρ son, respectivamente, 0.001, 0.0065 (criticidad por neutrones instantáneos) y 0.014, habiendo tomado para todos los casos un tiempo de generación



neutrónica, λ^* , igual a 10^3 s. Obsérvese que, con objeto de representar las tres curvas en una misma figura, la escala de tiempos se ha hecho logarítmica, quiere decirse que las diferencias de comportamiento producidas por el aumento de la reactividad son más acusadas de lo que a primera vista pudiera parecer. En efecto, el examen de estas curvas indica que, para $\rho = 0.001$, se necesita un intervalo de tiempo superior a 100 s. para aumentar diez veces la densidad neutrónica, intervalo que se reduce a 1 seg. aproximadamente, cuando $\rho = 0.0065$, y a cosa de 0.2 s. cuando $\rho = 0.014$. Este incremento rápido en la densidad neutrónica, para valores de la reactividad que exceden el valor crítico por neutrones instantáneos, haría muy difícil el control del reactor, y deben por ello extremarse las precauciones para que tal condición no se presente jamás.

Debido a su especial significación, se utiliza a veces la condición de criticidad por neutrones instantáneos para definir una nueva unidad de reactividad, especialmente cuando se trata de reactores que poseen multiplicación en exceso latente β incorporada muy considerable. Esta unidad, denominada "dólar", se define por

$$\text{Reactividad en dólares} = \rho/\beta$$

Un "centavo" es, naturalmente, la centésima parte de un "dólar". Cuando un reactor alcanza la criticidad por neutrones instantáneos, su reactividad es exactamente igual a un dólar. Así, por ejemplo, tratándose de un reactor térmico que opera con U-235, una reactividad de 1.50 equivaldría a un valor de ρ igual a $1.50 \times 0.0065 = 0.0096$, y a un factor de multiplicación efectivo del orden de 1.0098 .

8.2 EFECTO DE LA TEMPERATURA SOBRE LA REACTIVIDAD.

8.2.1 CONSIDERACIONES GENERALES.

Entre las causas que origina modificaciones transitorias del factor de multiplicación efectivo de un reactor en operación, figuran con carácter importante las variaciones de temperatura del sistema. Tales variaciones pueden ser locales, como las debidas a tolerancias estructurales que afectan la circulación del refrigerante en determinados puntos, o bien pueden ser de tipo general, afectando a todo el reactor en conjunto. Así, por ejemplo, una variación de caudal modificaría gradualmente la temperatura del reactor. Efecto análogo produciría cualquier variación de la demanda de potencia, es decir, de calor extraído del refrigerante, ya que ello modificaría la temperatura de entrada de éste en el reactor. Estos efectos transitorios de la temperatura tienen mucha importancia en la práctica, por lo cual interesa conocer no solamente si provocan aumento o disminución del factor de multipli

cación, sino también la rapidez con que se manifiestan estas variaciones.

Ya hemos visto que el factor de multiplicación efectivo puede expresarse como el producto del factor de multiplicación infinito, k_{∞} , y de la probabilidad de permanencia, P , es decir

$$k_{ef} = k_{\infty} P$$

Derivando con respecto a la temperatura se obtiene

$$\frac{1}{k_{ef}} \cdot \frac{dk_{ef}}{dT} = \frac{1}{k_{\infty}} \cdot \frac{dk_{\infty}}{dT} + \frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dt}$$

Recordando la definición de reactividad y puesto que k_{ef} no difiere mucho de 1, es evidente que el primer miembro de la ec. anterior es aproximadamente igual a $d\rho/dT$, y representa, por tanto el coeficiente de temperatura de la reactividad:

$$\frac{d\rho}{dT} \approx \frac{1}{k_{\infty}} \cdot \frac{dk_{\infty}}{dT} + 1/P \cdot dP/dt$$

Así pues, el coeficiente de temperatura de la reactividad puede estudiarse, en magnitud y signo, considerando el efecto de la temperatura sobre ambos factores: factor de multiplicación infinito y probabilidad de permanencia.

El factor de multiplicación infinito viene dado a su vez, por el producto de cuatro términos a saber, ϵ , η , p y f . De éstos el factor de fisión rápida, ϵ , puede dejarse a un lado, ya que la influencia que sobre él ejerce la temperatura es probablemente poco importante. Consideraremos, pues, muy brevemente, los efectos de la temperatura sobre los tres factores restantes en los reactores heterogéneos.

8.2.2 SISTEMA HETEROGENEOS.

En un reactor homogéneo, el combustible y el moderador están íntimamente mezclados, por cuya razón no hay más que un solo coeficiente de temperatura global -o total- del factor de multiplicación infinito. Sin embargo, cuando se trata de sistemas heterogéneos, conviene distinguir entre el "coeficiente de temperatura del combustible" y "el coeficiente de temperatura del moderador", que reflejan la influencia de las variaciones de temperatura del combustible y del moderador, respectivamente, sobre aquella parte de la reactividad que viene determinada por el factor de multiplicación infinito. Estos coeficientes dependen de factores completamente distintos, por lo que ambos diferirán, en general, tanto en magnitud como en signo. Por otra parte, las constantes de tiempo del combustible y del moderador (tiempo necesario para que una variación de temperatura produzca una variación apreciable de reactividad) suelen ser también bastante diferentes. El coeficiente de temperatura del combustible tiene una constante de tiempo más pequeña que la correspondiente al moderador, hecho que subraya la importancia del primero en lo que respecta al funcionamiento del reactor.

Uno de los efectos más importantes de la temperatura sobre el factor de multiplicación infinito, en un reactor heterogéneo, es el asociado con la probabilidad de escape a la resonancia. Este procede del aumento con la temperatura de la integral de resonancia efectiva. Los valores relativamente grandes de la probabilidad de escape a la resonancia, que se consiguen en los reactores heterogéneos, se deben al blindaje de cada bloque o barra de combustible, por captura de resonancia en las capas más externas. Al aumentar la absorción en dichas capas más externas, como consecuencia del ensanchamiento Doppler, este autoblandaje disminuye, y ello significa que la probabilidad de escape a la resonancia disminuirá al aumentar la temperatura. Este efecto es mucho menos importante en los sistemas homogéneos, puesto que en ellos no existe autoblandaje. Hay otros factores, además que contribuyen

en cierto modo a la variación con la temperatura de la probabilidad de escape a la resonancia, pero carecen de importancia comparados con el efecto de ensanchamiento Doppler.

Así pues, la probabilidad de escape a la resonancia puede suponer una importante contribución negativa, en los reactores heterogéneos, al coeficiente de temperatura del factor de multiplicación infinito. Como el efecto viene determinado por la temperatura del combustible, siendo independiente de la temperatura del moderador, presente un valor negativo apreciable especialmente en aquellos reactores que utilicen UN o moderadamente enriquecido. En tales reactores, la captura neutrónica por U-238, en la región de resonancia, desempeña un papel muy importante.

Prescindiendo de los efectos de la brina y posible impurezas, la ec. correspondiente a la utilización térmica de un reactor heterogéneo será

$$F = \frac{V_B N_u T_{au}}{V_u N_u T_{au} + V_m N_m T_{am}} (\phi_m / \phi_u)$$

$$f = \frac{N_{tu} T_{au}}{N_{tu} T_{au} + N_{tm} T_{am}} (\phi_m / \phi_u)$$

en la que el símbolo N_t representa el número total de núcleos de cada especie presente en el reactor. Si los números de núcleos de combustible y moderador -o el cociente de ambos- permanecen constantes al variar la temperatura, y si las secciones eficaces de absorción satisfacen la ley $1/v$, se deduce de la ec. anterior que el efecto de la temperatura sobre la utilización térmica dependerá de las variaciones del factor de desventaja, ϕ_m / ϕ_u . El factor de desventaja viene determinado por las magnitudes F y $E - 1$, tratadas en la sección 6.4.2. Ambas magnitudes -especialmente la última, que depende de las propiedades del moderador- disminuyen, teniendo a la unidad, para temperaturas crecientes. Por consiguiente en un reactor heterogéneo, la utilización térmica debe de tener un coeficiente de temperatura positivo, siempre que las secciones eficaces de absorción del combustible y del moderador sea inversa-

mente proporcionales a la velocidad neutrónica. Ahora bien, para temperaturas crecientes, la sección eficaz de absorción del U-235 cae algo más rápidamente de lo que corresponde a un comportamiento $1/v$ ocurriendo lo contrario con la del Pu 239. Quiere decirse, -- pues, según la ec. anterior, que el primero contribuirá negativamente y el segundo positivamente al coeficiente de temperatura de la utilización térmica.

Más que la temperatura del combustible es la temperatura del moderador la que determina el factor de desventaja y la energía neutrónica -de ésta última dependen las secciones eficaces-, de donde se infiere que la variación de la utilización térmica con la temperatura constituye una buena indicación de la contribución del moderador al coeficiente de temperatura de la reactividad. Es evidente, pues, al menos en lo que se refiere al aspecto nuclear, que este coeficiente puede ser positivo o negativo, según las circunstancias, -- entre las que se incluyen la naturaleza de la propia especie fisible. Como veremos inmediatamente, en el efecto global que el aumento de la temperatura del moderador ejerce sobre la reactividad, se incluye la variación de la probabilidad de permanencia, y ésta es generalmente negativa.

Si el moderador se encuentra en estado líquido, el aumento de temperatura provocará su dilatación, lo que tendrá como consecuencia -si el volumen del reactor permanece constante- la disminución de N_{tm} en la ec. anterior. Aún en el caso de que el volumen no sea constante, la diferencia entre los coeficientes de dilatación del combustible y del moderador puede dar origen a un incremento del N_{tm} en el núcleo del reactor, con el resultado global de que N_{tm} disminuye con respecto a N_{tu} . Este efecto provocará un incremento en el coeficiente de temperatura (positivo) de la utilización térmica. El significado físico de esta conclusión es que, -- al aumentar la temperatura, se absorben más neutrones --relativamente-- en el combustible que en el moderador. Análoga situación ofrece el refrigerante, supuesto que sea distinto del moderador. Si el refrigerante es un absorbente neutrónico bastante bueno, como es el

caso del agua o del sodio, por ejemplo, un aumento de temperatura equivale a una disminución de la absorción, puesto que la densidad del refrigerante disminuye. En consecuencia, este efecto es también una contribución de signo positivo al coeficiente de temperatura de la utilización térmica.

Como la probabilidad de escape a la resonancia disminuye al aumentar la temperatura, mientras que la utilización térmica aumenta, por lo general, resulta que el coeficiente neto de temperatura del factor de multiplicación infinito, que es la suma de los coeficientes individuales, puede ser positivo o negativo. Lo más frecuente es que la contribución de la probabilidad de escape a la resonancia sea, en valor absoluto, la mayor de las dos, de suerte que el coeficiente neto viene a ser numéricamente pequeño, pero negativo. Ahora bien, aunque ésta es la regla general, hay casos en los que no ocurre así, como veremos más adelante.

8.2.3 PROBABILIDADES DE PERMANENCIA.

La probabilidad de permanencia está integrada por dos factores, a saber, probabilidad de permanencia durante la moderación, P_{s1} , - que según la teoría difusión-edad, es igual a $e^{-B^2\tau}$, y la probabilidad de permanencia de los neutrones térmicos, P_{th} , igual a $1/(1 + L^2B^2)$. La contribución de la probabilidad de permanencia al coeficiente de temperatura de la reactividad es, por tanto

$$1/P \cdot dP/dT = 1/P_{s1} \cdot dP_{s1}/dT + 1/P_{th} \cdot dP_{th}/dT$$

siendo

$$1/P_{s1} \cdot dP_{s1}/dT = -B^2 \tau (1/\tau \cdot d\tau/dT + 1/B^2 \cdot dB^2/dT)$$

$$1/P_{th} \cdot dP_{th}/dT = - \frac{L^2 B^2}{1 + L^2 B^2} (1/L^2 \cdot dL^2/dT + 1/B^2 \cdot dB^2/dT)$$

El efecto de la probabilidad de permanencia sobre el coeficiente de temperatura de la reactividad depende, pues, de los coeficientes de temperatura de la edad Fermi, τ , del cuadrado de la longitud de difusión de los neutrones térmicos, L^2 , y de la laplaciana del reactor, B^2 .

Según la definición de la edad Fermi, la magnitud que depende de la temperatura es D/Σ_s , prescindiendo de la pequeña variación que pueda producirse en el intervalo energético. D es inversamente proporcional a τ_{tr} , por tanto

$$\frac{1}{\tau} \cdot \frac{d\tau}{dT} = \Sigma_s \tau_{tr} \frac{d(1/\Sigma_s \tau_{tr})}{dT}$$

Tanto Σ_s como τ_{tr} vienen determinadas, casi completamente, por el moderador, de suerte que $\Sigma_s = Nm \Sigma_s$ y $\tau_{tr} = Nm \tau_{tr}$. Como Σ_s y τ_{tr} son prácticamente independientes de la temperatura, en el intervalo de interés, resulta que

$$\frac{1}{\tau} \cdot \frac{d\tau}{dT} = 2 Nm \frac{d(1/Nm)}{dT}$$

siendo Nm el número de núcleos del moderador por unidad de volumen. Considerando constante la masa de moderador y, por tanto, el número total de núcleos, se deduce que Nm es inversamente proporcional al volumen; en consecuencia

$$\frac{1}{\tau} \cdot \frac{d\tau}{dT} = \frac{2}{V} \cdot \frac{dV}{dT}$$

Si se representa por α_m el coeficiente de dilatación del moderador, o sea

$$\alpha_m = \frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dT}$$

se deduce que

$$\frac{1}{\tau} \cdot \frac{d\tau}{dT} = 2 \alpha_m$$

El cuadrado de la longitud de difusión térmica viene dado por $1/3 L_0^2 \epsilon_a = 1/3 (Nm \epsilon_{sm})(Nm \epsilon_{am})$. Suponiendo que ϵ_s es independiente de la temperatura y que ϵ_a varía según la ley $1/v$, un procedimiento similar al anterior permite demostrar fácilmente que

$$\frac{1}{L_m^2} \cdot \frac{dL_m^2}{dT} = 2 \alpha_m + \frac{1}{2T}$$

puesto que $1/v$ es proporcional a $1/E^{1/2}$ y, por tanto, a $1/T^{1/2}$.

En un reactor nuclear, el cuadrado de la longitud de difusión, L^2 , se relaciona -en forma aproximada- con el valor correspondiente al moderador, L_m mediante la ec.

$$L^2 = L_m^2 (1-f)$$

de suerte que

$$\frac{1}{L^2} \cdot \frac{dL^2}{dT} = 2 \alpha_m + \frac{1}{2T} - \frac{1}{1-f} \cdot \frac{df}{dT}$$

Para un reactor homogéneo, el término adicional puede despreciarse, puesto que df/dT es de pequeña cuantía, pero no así en el caso de los sistemas heterogéneos, para los cuales df/dT tiene un valor positivo y no despreciable. Quiere decirse, pues, que el coeficiente de temperatura de L^2 , en este último caso, es inferior al correspondiente a un reactor homogéneo que utilice el mismo moderador.

La tabla de la sección 6.2 indica que B^2 es inversamente proporcional al cuadrado de una (o más) de las dimensiones lineales del reactor; en general, puede decirse que B^2 es proporcional a $1/u^2$, teniendo u dimensiones de longitud. Por consiguiente,

$$\begin{aligned} 1/B^2 \cdot dB^2/dT &= -2/u \cdot du/dT \\ &= -2/3 \alpha_T \end{aligned}$$

siendo α_r el coeficiente de dilatación cúbica del reactor, considerando en conjunto, que, en muchas ocasiones, coincide prácticamente con el coeficiente de dilatación del moderador.

Introduciendo los resultados expresados por las tres ecs. anteriores en las dos que les preceden, se deduce que

$$\frac{1}{\rho_{s1}} \frac{d\rho_{s1}}{dT} = -B^2 \tau (2\alpha_m - 2/3\alpha_r)$$

y

$$\frac{1}{\rho_{th}} \frac{d\rho_{th}}{dT} = -\frac{L^2 B^2}{1 + L^2 B^2} \left(2\alpha_m + \frac{1}{2T} - 2/3\alpha_r - \frac{1}{1-f} \frac{df}{dT} \right)$$

En el caso de que el volumen del núcleo del reactor sea independiente de la temperatura, B^2 será constante, pudiendo omitirse los términos en que figura α_r . Si se prescinde del efecto de la utilización térmica en reactores homogéneos, que es generalmente pequeño frente a los demás términos de la ec. anterior, no cabe duda de que ambos factores de la probabilidad de permanencia contribuyen negativamente al coeficiente de temperatura de la reactividad. En este aspecto, resulta ventajoso que el coeficiente de dilatación del moderador sea grande, como lo es también que sea grande el valor de la laplaciana, es decir, que el núcleo del reactor sea pequeño.

8.2.4 COEFICIENTES DE TEMPERATURA DEL REACTOR.

Como los propios factores determinantes del coeficiente de temperatura de la reactividad dependen de la temperatura, dicho coeficiente dependerá también de esta magnitud, en mayor o menor grado. Sin embargo, se suelen indicar -a efectos comparativos, -por lo menos- los valores correspondientes a la temperatura ordinaria, tales como los que figuran en la siguiente tabla, que se refieren a reactores de diversos tipos. Para el reactor de Brookhaven

COEFICIENTES DE TEMPERATURA DE LA REACTIVIDAD

Reactor	Coeficiente de temperatura	
	por °C	por °F
Brookhaven (moderado por grafito): Combustible	-2 × 10 ⁻⁴	-1 × 10 ⁻⁴
	Global	-2 × 10 ⁻⁴
SRE (todio-grafito): Combustible	-1,4 × 10 ⁻⁴	-7,9 × 10 ⁻⁵
	Global	+6,7 × 10 ⁻⁵
Calder Hall (grafito, refrigerado por gas)	-6 × 10 ⁻⁴	-3 × 10 ⁻⁴
OMRE (moderado y refrigerado por líquido orgánico)	+3,5 × 10 ⁻⁴	+1,8 × 10 ⁻⁴
	Shippingport (agua a presión)	-5,5 × 10 ⁻⁴
CP-5 de Argonne (moderado por agua pesada)	-4 × 10 ⁻⁴	-2,2 × 10 ⁻⁴
Water boiler (homogéneo)	-3,0 × 10 ⁻⁴	-1,7 × 10 ⁻⁴
EDR-1 (rápido)	-3,5 × 10 ⁻⁴	-1,9 × 10 ⁻⁴
Enrico Fermi (rápido)	-1,8 × 10 ⁻⁴	-1,0 × 10 ⁻⁴

original (UN-grafito) y para el SRE, se indican los coeficientes de temperatura del combustible y global. Hay que destacar, en el caso del SRE, reactor heterogéneo moderado por grafito y refrigerado por sodio, que el coeficiente de temperatura global es positivo, a la temperatura ambiente, mientras que el correspondiente al combustible es negativo. Ello significa que la contribución positiva del moderador al coeficiente de temperatura de la reactividad, en este reactor, supera a la contribución negativa del combustible. Lo mismo ocurre, probablemente, en el OMRE, cuyo coeficiente de temperatura global es positivo, a la temperatura ordinaria. En cambio a temperaturas elevadas, tanto el SRE como el OMRE poseen coeficientes de temperatura negativos, debido probablemente al efecto creciente del escape de neutrones.

Siempre es deseable que el coeficiente de temperatura de la reactividad sea negativo, ya que contrarresta los efectos producidos por las variaciones transitorias de la temperatura durante el funcionamiento del reactor. En realidad, es el coeficiente del combustible el que tiene importancia a este respecto, circunstancia que vamos a discutir seguidamente. Si el factor de multiplicación efectivo de un reactor en estado estacionario experimental, por la causa que sea, un incremento transitorio, se producirá para el mismo un aumento de la densidad neutrónica y, por tanto, de la velocidad de fisión. En consecuencia, la temperatura del reactor

tenderá a elevarse. Ahora bien, si el coeficiente de temperatura de la reactividad (combustible) es negativo, este efecto deberá traducirse en una disminución del factor de multiplicación efectivo, compensando así el incremento inicial. Si el coeficiente de temperatura de la reactividad (combustible) fuera positivo, toda perturbación que origine una elevación de la temperatura del reactor provocaría un aumento en la velocidad de fisión, y, por consiguiente, una elevación continua de la temperatura, y su operación sería muy poco segura.

Se observará en la tabla que el reactor sodio-grafito(SRE) posee un coeficiente de temperatura de la reactividad (global) positivo, a pesar de lo cual dicho reactor es perfectamente estable frente a variaciones transitorias de la temperatura. Esto se debe a que el combustible tiene un coeficiente de temperatura negativo, y la constante de tiempo -tiempo de respuesta- del combustible es considerablemente menor que la del moderador. Al producirse un aumento de la velocidad de fisión, la temperatura del combustible asciende inmediatamente, mientras que la del moderador experimenta un retardo, debido a su gran capacidad calorífica y a su mediana conductividad térmica. En efecto, la constante de tiempo correspondiente al coeficiente de temperatura del combustible del SRE es de unos 2 s.; mientras que la del reactor vale aproximadamente 3 minutos. De aquí se deduce que cualquier variación transitoria de la temperatura del combustible será compensada rápidamente por el coeficiente de temperatura negativo, mucho antes de que el moderador pueda actuar con su coeficiente positivo. Quiere decirse, pues, que el reactor es fundamentalmente estable, en lo que a variaciones transitorias de la temperatura se refiere.

Las circunstancias anteriores son aplicables en general, a todos los reactores heterogéneos que dispongan de una masa de moderador bastante grande. Sin embargo, en aquellos reactores en los que el refrigerante es agua ordinaria o sodio, contenidos en el interior del núcleo del reactor, mientras que la moderación de neutrones se produce en un medio distinto, por ejemplo, agua pesada,

berilio o grafito, puede llegar a plantearse una situación especial. En efecto, el agua o el sodio pueden contribuir positivamente al coeficiente de temperatura de la reactividad. Dada la masa relativamente pequeña de refrigerante y su proximidad al combustible la constante de tiempo de este coeficiente es bastante pequeña también. Por consiguiente, al proyectar reactores de este tipo, hay que asegurarse con toda precaución de que el coeficiente negativo del combustible supera al coeficiente positivo del refrigerante.

8.3 ENVENENAMIENTO POR PRODUCTOS DE FISIÓN.

8.3.1 EFECTO DE LOS VENENOS SOBRE LA REACTIVIDAD.

Durante el período de funcionamiento del reactor, se van acumulando los fragmentos de fisión y sus numerosos productos de desintegración. Algunas de estas sustancias, particularmente Xe-135 y Sm-149, poseen elevada sección eficaz de absorción para neutrones térmicos. Actúan, por consiguiente, como venenos del reactor; influyen sobre el factor de multiplicación efectivo, principalmente por disminución de la utilización térmica. La concentración de productos de fisión venenosos guarda relación con el flujo o la densidad de neutrones térmicos existente en el reactor. En consecuencia, al producirse una variación de reactividad, lo que trae consigo una variación de la densidad neutrónica, se modifica también la concentración de productos venenosos, y ésta influye a su vez en la reactividad. Parece, pues, que debería introducirse en las ecs. cinéticas del reactor, estudiadas en las primeras secciones de este capítulo, cierta corrección que tuviera en cuenta el efecto del envenenamiento. Sin embargo, como la variación con respecto al tiempo de la concentración de productos venenosos es pequeña, en general, comparada con la correspondiente variación de la densidad neutrónica, resulta que las ecs. cinéticas de la densidad neutrónica pueden considerarse independientemente de las ecs. correspondientes a los productos de fisión venenosos.

Ahora bien, aunque los productos venenosos apenas influyen en la cinética del reactor, sí es importante el efecto que ejercen sobre la reactividad, hecho que debe tenerse muy en cuenta al proyectar tanto el núcleo del reactor como el sistema de control. Un producto de fisión determinado, tal como el Xe-135, se forma por fisión, directa e indirectamente, y desaparece por desintegración radiactiva y por captura neutrónica. Como consecuencia de estos dos tipos opuestos de reacciones, la concentración del veneno llega a alcanzar un valor de equilibrio, correspondiente al nivel de potencia a que funciona el reactor. Sin embargo, cuando el reactor se para, continúa durante cierto tiempo la formación indirecta de Xe-135, por desintegración de su precursor I-135, mientras que se reduce extraordinariamente la causa principal de desaparición de dicho núcleo, captura neutrónica, dada la pequeñez del flujo de neutrones térmicos. El resultado es que la concentración de productos de fisión pasa por un máximo, antes de que comience a disminuir en su etapa final. Tanto la concentración de equilibrio, mientras el reactor está funcionando, como la concentración máxima de productos de fisión, después de la parada, vienen determinadas por el flujo neutrónico -o el nivel de potencia- del reactor. Quiere decirse, pues, que el efecto de un veneno determinado sobre la reactividad dependerá de las condiciones de funcionamiento del reactor, así como de la naturaleza del propio veneno.

De los cuatro factores que integran el factor de multiplicación infinito, la utilización térmica es prácticamente la única afectada por el veneno, sea f la utilización térmica de un reactor sin veneno y f' el valor correspondiente del reactor envenenado; suponiendo por sencillez, que se trata de un sistema homogéneo; tenemos que

$$f = \frac{\Sigma_u}{\Sigma_{u_1} + \Sigma_m} \quad \text{y} \quad f' = \frac{\Sigma_u}{\Sigma_{u_1} + \Sigma_m + \Sigma_p}$$

siendo Σ_u , Σ_m , y Σ_p las secciones eficaces macroscópicas de absorción, para neutrones térmicos, del combustible, moderador y veneno, respectivamente. Pues bien, se define el "grado de envenenamiento" de un reactor, ψ , como la relación entre el número de neutrones - absorbidos por el veneno y el número de neutrones absorbidos por el combustible, es decir, en el caso presente

$$\psi = \frac{\Sigma_p}{\Sigma_u}$$

Como consecuencia de la variación de la utilización térmica, los efectos del veneno alcanzan a la longitud de difusión y afectarán por tanto, a la probabilidad de permanencia de los neutrones térmicos. Sin embargo como el efecto es cuantitativamente poco importante, puede adoptarse como hipótesis razonable la de que el factor de multiplicación es proporcional a la utilización térmica, como sin veneno. En estas condiciones, designando por k'_{ef} y k_{ef} los factores de multiplicación efectivos con y sin veneno, respectivamente, resulta que

$$\frac{k'_{ef} - k_{ef}}{k_{ef}} = \frac{f' - f}{f'} = - \frac{\psi z}{1+z}$$

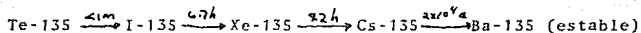
en donde z representa el cociente Σ_u/Σ_m . Si se considera que el reactor no envenenado es justamente crítico, es decir, $k_{ef} = 1$, es evidente que el primer miembro de la ec. anterior equivale a la variación (negativa) de reactividad producida por el veneno, y, por tanto,

$$\rho = - \frac{\psi z}{1+z}$$

En los reactores de combustible enriquecido, z es muy grande comparada con la unidad, de suerte que la disminución de la reactividad provocada por la presencia de un veneno viene a ser, grosso modo, igual al grado de envenenamiento, ψ , o relación de Σ_p a Σ_u .

8.3.2 ENVENENAMIENTO POR Xe DURANTE EL FUNCIONAMIENTO DEL REACTOR.

El producto de fisión venenos más importantes es el Xe-135, debido a su excepcionalmente alta sección eficaz de captura para neutrones térmicos, del orden de 3×10^6 barn. Este isótopo se forma directamente, como producto de fisión, en proporción pequeña (alrededor del 0.2%), siendo su fuente principal la desintegración radiactiva del Te-135 y I-135, que se producen en el 6.1% de las fisiones por neutrones térmicos del U-235. Las etapas de desintegración beta son las siguientes



Dado que el Te-135 tiene un período tan corto, no se comete grave error al simplificar el tratamiento teórico del envenenamiento por Xe, suponiendo que el I-135 se produce directamente por fisión con un rendimiento de 0.061.

Así pues, la velocidad neta de formación de I-135 viene representada por

$$\frac{dI}{dt} = -\lambda_I I - \sigma_I \phi I + \gamma_I \Sigma_f \phi$$

siendo I la concentración de I-135, λ_I su constante de desintegración, su sección eficaz de absorción para neutrones térmicos, y γ_I el rendimiento por fisión (0.061); Σ_f es la sección eficaz térmica del combustible y ϕ el flujo de neutrones térmicos. Los dos primeros términos del segundo miembro de la ec. anterior representan la velocidad de desaparición del I-135, por desintegración radiactiva y captura neutrónica, respectivamente, mientras que el tercer término representa su velocidad de formación por fisión. Tras haber estado funcionando el reactor durante cierto tiempo, se alcanza una concentración de equilibrio, I_0 , cuyo valor se obtiene haciendo $dI/dt = 0$, de suerte que

$$I_0 = \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_I + \sigma_I \phi} \approx \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_I}$$

ya que ϵ_I es bastante pequeña.

La velocidad con que aumenta la concentración de Xe-135 viene dada por una expresión similar a la penúltima ec., con un término adicional que representa la velocidad de formación de dicho isótopo por desintegración del I-135 es decir,

$$\frac{dX}{dt} = -\lambda_X X - \Gamma_X \phi X + \lambda_I X + \gamma_X \Sigma_f \phi$$

designando ahora por el símbolo X todas las propiedades referentes a Xe-135. El rendimiento de Xe-135 por fisión directa, representado por γ_X , vale 0.002. La concentración de equilibrio, deducida de la ec. anterior, viene dada por

$$X_0 = \frac{\lambda_I I_0 + \gamma_X \Sigma_f \phi}{\lambda_X^*} = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \Sigma_f \phi}{\lambda_X^*}$$

siendo $\lambda_X^* = \lambda_X + \sigma_X \phi$; en este caso, como Γ_X es muy grande, λ_X^* es sensiblemente mayor que λ_X .

Así pues, el correspondiente valor de equilibrio de envenenamiento vendrá expresado por

$$\psi_0 = \frac{X_0 \sigma_X}{\Sigma_u} = \frac{\Gamma_X (\gamma_I + \gamma_X) \Sigma_f \phi}{\lambda_X^* \Sigma_u}$$

El cociente Σ_f / Σ_u es igual a $\sigma_t / (\sigma_t + \sigma_c)$, siendo σ_t y σ_c las secciones eficaces de fisión y de captura (sin fisión), respectivamente; en el caso del U-235, estas secciones eficaces valen 577 y 106 barn, de donde resulta $\Sigma_f / \Sigma_u = 0.83$. Como antes hemos visto, $\gamma_I + \gamma_X = 0.061 + 0.002 = 0.063$; $\sigma_X = 3.0 \times 10^6$ barn = 3.0×10^{-18} cm²; la constante de desintegración del Xe-135 vale $\lambda_X = 2.1 \times 10^{-5}$ s⁻¹. En consecuencia la ec. anterior se transforma en

$$\psi_0 = \frac{1.57 \times 10^{-19} \phi}{(2.1 \times 10^{-5}) + (3.0 \times 10^{-18} \phi)}$$

recordando la definición de λ_X^* . En la siguiente tabla, figuran algunos valores correspondientes a diversos flujos neutrónicos

en estado estacionario, calculados con dos cifras significativas mediante la ec. anterior. Como se ve el grado de envenenamiento es pequeño para flujos neutrónicos térmicos del orden de 10^{12} neutrones/(cm²)(s), pero aumenta rápidamente, tendiendo a un valor límite, para flujos más altos.

Valores de equilibrio del envenenamiento por X_c durante el funcionamiento del reactor.

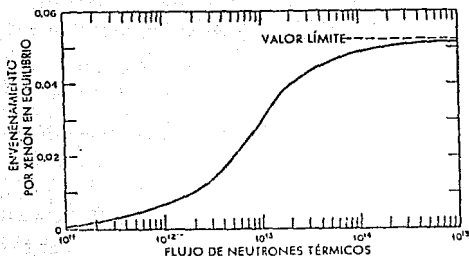
Flujo de neutrones térmicos	Envenenamiento
10^{12}	0.0065
10^{13}	0.031
10^{14}	0.049
10^{15}	0.052

Para valores de ϕ iguales o inferiores a 10^{11} n/cm² s, el segundo término del denominador de la ec. anterior puede despreciarse frente al primero, en cuyo caso

$$\psi = 8 \times 10^{-15} \phi$$

y el envenenamiento puede considerarse despreciable, igual o inferior a 8×10^{-4} . Incluso para flujos de diez a la doce, el grado de envenenamiento alcanza solo 0.0065, lo que equivale a decir que solamente el 0.65 % de los neutrones térmicos son absorbidos por la cantidad de Xe presente en equilibrio. Ahora bien, para valores de ϕ superiores a 10^{12} , el grado de envenenamiento comienza a aumentar rápidamente (ver la siguiente fig.) a partir de 10^{15} n/cm² s, λ_x resulta despreciable frente a $\sigma_x \phi$, de suerte que $\lambda_x^* = \sigma_x \phi$

$$\psi_{Lim} = (\gamma_I + \gamma_X) \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} = (0.063) (0.83) = 0.052$$



Valor de equilibrio del envenenamiento por xenón durante el funcionamiento del reactor

lo que significa que el envenenamiento, alcanza un valor límite - expresado por

Este es el valor máximo del envenenamiento de un reactor térmico - de U-235, "durante el período de funcionamiento, por muy elevado - que sea el valor del flujo.

De la relación establecida entre el grado de envenenamiento y reactividad, se deduce, por consiguiente, que la disminución máx_ima de reactividad debida al envenenamiento por Xe, durante la - operación normal del reactor, es del orden de 0.052. Veremos, sin embargo, que el máximo que se alcanza tras la parada del reactor - puede llegar a ser muy superior a esta cifra.

8.3.3 ENVENENAMIENTO POR Xe TRAS LA PARADA DEL REACTOR.

Como el I-135 tiene un período más corto que el Xe-135, es decir, $\lambda_I > \lambda_X$ las condiciones son tales que, una vez parado el reactor completamente, la concentración de Xe aumenta hasta alcanzar un valor máximo. Esto se debe a que el I-135, existente al pararse el reactor, forma por desintegración radiactiva Xe-135, sin que se pierda apenas nada de este último por captura neutrónica. Si antes de la parada se había alcanzado el estado de equilibrio, la concentración de I-135 al tiempo T_s -contado desde el instante en que se para el reactor- viene dada por

$$I = I_0 e^{-ts \lambda_I}$$

Suponiendo que el flujo neutrónico cae bruscamente a cero, desaparece en la ec. que define dX/dt los términos que contienen ϕ , e introduciendo el valor de I que figura en la ec. anterior, se deduce que

$$\frac{dX}{dt} = -\lambda_X X + \lambda_I I_0 e^{-ts \lambda_I}$$

La ec. anterior se resuelve multiplicando ambos miembros por el factor integrante $e^{\lambda_X ts}$ obteniéndose como resultado

$$X(t_s) = \frac{\lambda_I}{\lambda_X - \lambda_I} I_0 (e^{-\lambda_I t_s} - e^{-\lambda_X t_s}) + X_0 e^{-\lambda_X t_s}$$

En donde $X(t_s)$ representa la concentración de Xe-135 al cabo del tiempo t_s , una vez parado el reactor. Los valores de I_0 y X_0 , correspondientes al equilibrio alcanzado durante el período de funcionamiento, vienen expresados por las ecs. ya citadas. El primer sumando de la ec. anterior representa la concentración de Xe debida a la desintegración del I-135, seguida de la desintegración del Xe-135, así formado, tras la parada del reactor. El segundo sumando representa, en cambio, la desintegración del Xe presente en el reactor con anterioridad a la parada. Como I_0 y X_0 dependen del

flujo neutrónico mantenido durante el funcionamiento del reactor, es evidente que dicho flujo afectará también a la "acumulación" de Xe, que así se denomina, una vez que el reactor se para.

Para deducir la ec. anterior, se ha puesto que el flujo neutrónico se anula instantáneamente al pararse el reactor. Se trata de una aproximación aceptable para el objeto que nos ocupa, aunque no es rigurosamente cierta. En efecto, teniendo en cuenta la rápida caída inicial y subsiguiente de el período estable (negativo) de 80 s., debido a los neutrones retardados, se puede demostrar que el flujo del reactor, una vez parado, pasa de diez a la doce a diez a la tres neutrones/cm² s en unos 20 minutos. Este intervalo de tiempo es realmente pequeño comparado con el de acumulación de Xe -varias horas-, por lo cual se comete un error muy pequeño al suponer que el flujo neutrónico se anula inmediatamente tras la parada del reactor.

Para calcular el tiempo necesario para que la concentración de Xe, tras la parada, alcance su valor máximo, no hay más que dividir la ec. anterior, obteniéndose

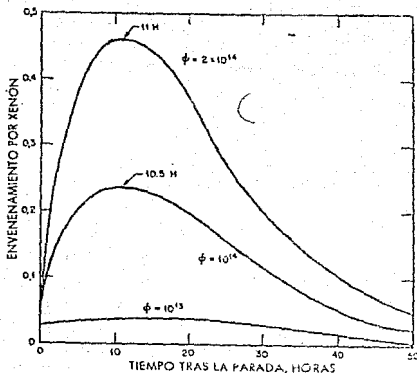
$$t_{\max} = \frac{1}{\lambda_X - \lambda_I} \ln \frac{\lambda_X}{\lambda_I} \left(1 - \frac{\lambda_X - \lambda_I}{\lambda_I} \cdot \frac{X_0}{I_0} \right)$$

Introduciendo este valor en la penúltima ec. puede calcularse el envenenamiento máximo por Xe correspondiente a un reactor parado, que haya estado funcionando a cualquier nivel de flujo.

El envenenamiento por Xe, ψ (ts), correspondiente al tiempo ts tras la parada del reactor, viene dado por $X(ts) \sigma_X / \Gamma_{II}$ obteniéndose $X(ts)$ de la penúltima ec.

Así pues, se puede calcular ψ (ts) para distintos tiempos después de la parada, con diferentes valores del flujo neutrónico antes de la parada. Los resultados correspondientes a tres flujos neutrónicos, 10^{13} , 10^{14} y 2×10^{14} n/cm² s, han sido representados en la siguiente fig. Para flujos del orden de 10^{13} o inferiores, -

se ve que el aumento del grado de envenenamiento, tras la parada



Envenenamiento por xenón tras la parada del reactor, para diversos flujos de funcionamiento

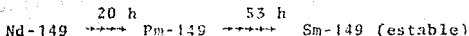
del reactor, es prácticamente despreciable, pero cuando el reactor ha estado funcionando con flujos más altos, este aumento va adquiriendo progresivamente mayor importancia. Así, para un flujo de 2×10^{14} n/cm² s, el envenenamiento máximo alcanzado al cabo de 11 hrs- es igual a 0.46, frente al valor de equilibrio cuando el reactor esta funcionando, inferior a 0.05. Cuando se trata de flujos todavía más altos, el envenenamiento máximo del reactor parado es proporcional, en primera aproximación, al valor del flujo.

Puesto que la disminución de reactividad es aproximadamente igual al grado de envenenamiento, es evidente que un reactor de flujo elevado que haya estado parado durante cierto tiempo será in capaz de ponerse nuevamente en marcha a menos que disponga de cierta cantidad de multiplicación o reactividad- en exceso, en forma de combustible adicional. Para que un reactor térmico que funcione normalmente con un flujo de 2×10^{14} n/cm² s sea capaz de superar la concentración máxima de Xe acumulada después de la parada, debe disponer de una reactividad en exc eso de 0.46.

El efecto denominado "inestabilidad por Xe" puede presentarse en reactores grandes, operando a potencia constante y con flujos de neutrones térmicos muy altos. Este efecto se manifiesta como una oscilación lenta de la distribución espacial del flujo neutrónico.

8.3.4 ENVENENAMIENTO POR SAMARIO.

Después del Xe-135, el producto de fisión venenoso más importante es el Sm-149. Se trata de un isótopo estable, cuya sección eficaz de captura, para neutrones térmicos, es de 5×10^4 barn. Es el producto final de la cadena de desintegración.



que tiene lugar, aproximadamente, en el 1.1% de las fisiones térmicas del U-235. Como el período de el neodimio-149 (2.0 hrs.) es mucho más corto que el del promesio-149 (53 hrs.), puede suponerse que este último es el producto de fisión directo y que su rendimiento es de 0.01. El problema de la formación de promesio y samario en un reactor es, pues, análogo al estudiado anteriormente para el yodo y el xenón, respectivamente. Al igual que en el caso anterior, la sección eficaz de captura del promesio-149 es tan pequeña, que $\sigma\phi$ puede despreciarse frente a λ . Y como el Sm-149 no es radiactivo, resulta que tanto la concentración de equilibrio como el grado de envenenamiento, durante la operación normal del reactor, son independientes del flujo neutrónico.

Tomando, como valores de β , 0.01 para el promesio y cero para el Sm; como valores de λ , $3.6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ y cero, puesto que el Sm-149 es un isótopo estable; y como sección eficaz de captura del Sm-149, $\sigma = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^2$, se calcula fácilmente que el valor de equilibrio de envenenamiento es del orden de 0.01. Así pues, la variación máxima de la reactividad en un reactor en funcionamiento, debida a la presencia de Sm, es igual a - 0.01, independen-

dientemente del valor del flujo neutrónico.

Tras la parada del reactor, la concentración de Sm no pasa por un máximo, como ocurre con el Xe, sino que crece a un valor asintótico, ψ_{∞} , representado por la expresión

$$\psi_{\infty} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_u} \left(\frac{\sigma_s \phi \gamma_p}{\lambda_p} + \gamma_p \right)$$

en la que los subíndices S y P se refieren al Sm y al Pm, respectivamente, siendo ϕ el flujo neutrónico del reactor en estado estacionario, antes de la parada instantánea. Introduciendo los valores de Σ_f , Σ_u , σ_s , γ_p y λ_p todos conocidos, se deduce que

$$\psi_{\infty} = 1.3 \times 10^{-16} \phi + 0.01$$

Así pues, para un flujo estacionario de 2×10^{14} n/cm² s, que parece ser el límite práctico de los reactores térmicos de potencia, el envenenamiento por Sm subsiguiente a la parada instantánea del reactor asciende a 0.036. Quiere decirse que la presencia de Sm-149 exige una reactividad adicional de 0.04, o sea que el envenenamiento por Sm es un problema secundario, comparado con el envenenamiento por Xe. Hay que hacer constar que estos resultados, al igual que los obtenidos para el ervenenamiento por Xe, se refieren al U-235 como especie fisible.

8.4 CARACTERISTICAS GENERALES DEL CONTROL DE REACTORES

8.4.1 PRINCIPIOS BASICOS DE CONTROL.

El objeto fundamental del sistema de control es el de proporcionar al reactor un funcionamiento regular y constante, adaptable a todas las situaciones para las que el dispositivo ha sido proyectado. Así, hay que disponer de métodos para la puesta en marcha del reactor, para llevar su potencia al nivel deseado y mantenerla en dicho nivel, y, finalmente, para parar el reactor cuando se necesaria. Debe disponerse, además al igual que en otros tipos de -

convertidores de energía, de dispositivos de seguridad apropiados, con el fin de que no se produzcan daños en caso de accidente. En principio, pues, el control de los reactores nucleares es idéntico al de otros dispositivos que producen energía, en forma utilizable, a partir de un combustible, como el carbón o el petróleo.

La naturaleza del combustible establece una diferencia importante entre el control de los reactores nucleares y el de cualquier otro convertidor de energía. Con muy pocas excepciones, en los reactores nucleares construidos o proyectados hasta ahora, no es posible reemplazar de modo continuo -según se va consumiendo- la carga de combustible, es decir, de material ffsil. Es necesario, por consiguiente, que la construcción del reactor incluya todo el combustible preciso para la producción de la cantidad de energía que se haya fijado. En el caso de reactores móviles, como los que se emplean para la propulsión de buques o aviones, la carga de combustible puede llegar a ser muy considerable, ya que estos reactores han de funcionar de modo continuo durante largos períodos de tiempo.

Un reactor nuclear no podrá utilizarse para la producción continua de energía, a menos que la masa de combustible exceda del valor crítico correspondiente a la naturaleza de éste, configuración del reactor, etc. Por ello, todo reactor de potencia debe contener, en el momento en que comienza a funcionar, una cantidad de combustible adicional equivalente a una reactividad en exceso -o incorporada- de cierta consideración. Otros factores, además, tales como los efectos de temperatura y de envenenamiento por productos de fisión, obligan a introducir en el reactor nueva reactividad adicional. Pues bien, a causa de esta elevada reactividad, el flujo neutrónico -y, por tanto la velocidad de fisión y la potencia del reactor- puede experimentar incrementos extremadamente rápidos y peligrosos en un intervalo de tiempo muy corto. Quiere decirse, pues, que uno de los aspectos fundamentales del control de reactores se refiere a las precauciones que hay que tomar, cuando se está elevando el nivel de potencia, para evitar que se produzca un ascenso demasiado rápido del flujo neutrónico.

Como el nivel de potencia de un reactor es virtualmente proporcional al flujo neutrónico, el fundamento obvio del control de reactores no es otro que variar la multiplicación efectiva o reactividad. Si el factor de multiplicación efectivo es superior a la unidad, el reactor es supercrítico, y el nivel de potencia se elevará de modo continuo. Reduciendo dicho factor a la unidad, lo que hace que el reactor sea justamente crítico, el nivel de potencia se mantendrá constante -prescindiendo de variaciones transitorias- en el valor alcanzado. Finalmente, haciendo subcrítico el reactor, es decir, reduciendo el factor de multiplicación efectivo por debajo de la unidad, se consigue reducir el nivel de potencia.

8.4.2 METODOS DE CONTROL.

Cuatro procedimientos generales pueden utilizarse para modificar el factor de multiplicación efectivo -o la reactividad-, a saber, introducción o extracción de: 1) combustible, 2) moderador, 3) reflector y 4) un absorbente neutrónico. Cada uno de estos cuatro métodos, o combinaciones de ellos, ha sido utilizado o propuesto para el control de reactores nucleares ya existentes o en construcción.

Hasta ahora, el procedimiento de control más generalmente empleado en los reactores térmicos, por su sencillez y facilidad de manejo, es la introducción o retirada de un material de gran sección eficaz de captura para neutrones térmicos, como el boro o el cadmio. Se utilizan mucho, para el control de reactores, barras o placas de acero al boro o de Boral (carburo de boro y aluminio) y de cadmio. Estas barras de control se sitúan en el interior del núcleo del reactor, o bien en la región del reactor próxima al núcleo, donde existe un elevado flujo neutrónico térmico. En los reactores refrigerados por agua, se utiliza el hafnio como elemento de control, por su alto punto de fusión y otras importantes propiedades. Ciertos óxidos de tierras raras parecen ofrecer interés para el control de reactores que funcionan a temperaturas muy altas.

La principal desventaja que ofrece el uso de absorbentes neutrónicos para el control de reactores, es la pérdida de neutrones resultante. En reactores con poca reactividad en exceso y de potencia baja, esta desventaja no es muy grave, ya que durante el funcionamiento de los mismos las barras de control están casi retiradas totalmente.

Este no es el caso, sin embargo, de los reactores, que disponen de una reactividad incorporada muy considerable, para hacer frente al consumo de combustible, envenenamiento por productos de fisión, etc., y que poseen flujos neutrónicos elevados. Una forma de mejorar la economía neutrónica, en estos casos, consiste en combinar el movimiento de materiales del núcleo del reactor -combustible y moderador- con el de un absorbente. Así, por ejemplo, la porción inferior de una barra de control gruesa puede estar constituida por materiales idénticos a los del núcleo del reactor, mientras que la parte superior contiene solamente cadmio. Al introducir una barra de control de este tipo, no sólo se introduce el absorbente neutrónico, sino que se desplaza al mismo tiempo parte del núcleo del reactor, lo que ocasiona una disminución adicional de la reactividad.

El lugar de utilizar absorbentes inútiles, como cadmio y boro, cabe la posibilidad de que las barras de control se construyan con absorbentes productores de material fisionable, tales como el U-238 y torio, que producirían respectivamente, por captura neutrónica -seguida por desintegración beta, Pu-239 o torio-233. Otra alternativa es que la absorción de neutrones por las barras de control pueda aprovecharse para producir algunos radioisótopos importantes, -por ejemplo, cobalto-60. En definitiva, cabe esperar que el control de reactores mediante absorbentes improductivos terminará por desaparecer completamente.

El control de los reactores rápidos mediante absorbentes neutrónicos no es satisfactorio, en general, debido a la pequeña sec-

ción eficaz de captura de estos absorbentes para neutrones de alta energía. Por consiguiente, para producir las variaciones necesarias de la reactividad, hay que retirar o introducir combustible al núcleo del reactor, o bien desplazar parte del reflector. Téngase en cuenta que, cuando se utilizan desplazamientos de combustible o de reflector a efectos de control, la dirección de desplazamiento es contraria a la que correspondería a un absorbente. Así, para disminuir la reactividad, habría que retirar combustible o reflector, mientras que un absorbente, por el contrario, -- tendrfa que ser introducido. Esto sugiere la posibilidad de realizar el control por combinación de ambos efectos, es decir, introducción de un absorbente y desplazamiento simultáneo de parte del reactor.

8.4.3 MATERIALES DE CONTROL.

Ya se ha indicado que los absorbentes -o venenos- que más se utilizan para el control de reactores térmicos son: boro, cadmio, hafnio y algunos óxidos de tierras raras (samario, europio y gadolinio). También se han empleado plata e indio, materiales que poseen resonancias grandes, aleados con cadmio. Las propiedades nucleares fundamentales de estos elementos, así como las de sus isótopos más intensamente absorbentes, aparecen resumidas en la siguiente tabla. Con excepción del boro-10, que absorbe neutrones por reacción (n, α) , la absorción de neutrones térmicos se produce, en todos los casos por captura radiactiva.

ción eficaz de captura de estos absorbentes para neutrones de alta energía. Por consiguiente, para producir las variaciones necesarias de la reactividad, hay que retirar o introducir combustible al núcleo del reactor, o bien desplazar parte del reflector. Téngase en cuenta que, cuando se utilizan desplazamientos de combustible o de reflector a efectos de control, la dirección de desplazamiento es contraria a la que correspondería a un absorbente. Así, para disminuir la reactividad, habría que retirar combustible o reflector, mientras que un absorbente, por el contrario, -- tendría que ser introducido. Esto sugiere la posibilidad de realizar el control por combinación de ambos efectos, es decir, introducción de un absorbente y desplazamiento simultáneo de parte del reactor.

8.4.3 MATERIALES DE CONTROL.

Ya se ha indicado que los absorbentes -o venenos- que más se utilizan para el control de reactores térmicos son: boro, cadmio, hafnio y algunos óxidos de tierras raras (samario, europio y gadolinio). También se han empleado plata e indio, materiales que poseen resonancias grandes, aleados con cadmio. Las propiedades nucleares fundamentales de estos elementos, así como las de sus isótopos más intensamente absorbentes, aparecen resumidas en la siguiente tabla. Con excepción del boro-10, que absorbe neutrones por reacción (n, α), la absorción de neutrones térmicos se produce, en todos los casos por captura radiactiva.

PROPIEDADES DE LOS MATERIALES DE CONTROL.

Material	Abundancia (por ciento)	térmica	térmica	Resistencia principal	
		α (bars)	Σ (cm ⁻¹)	Energía (eV)	σ (bars)
Ruro		755	107	---	---
Ruro-10	20	3500	---	Ninguna	---
Plata		62	3,64	---	---
Plata-107	51,3	31	---	16,6	630
Plata-109	48,7	87	---	5,1	12,500
Cadmio		2450	---	---	---
Cadmio-113	12,3	20,000	113	0,18	7200
Indio		190	---	---	---
Indio-113	4,2	38	7,3	---	---
Indio-115	95,8	197	---	1,46	30000
Samario		5600	153	---	---
Samario-149	13,8	41,070	---	0,096	16000
Samario-152	29,6	225	---	8,2	15000
Europio		4300	50	---	---
Europio-151	47,8	7700	---	0,46	11000
Europio-153	52,2	150	---	2,46	3000
Gadolinio		46000	1400	---	---
Gadolinio-155	14,7	61000	---	2,6	1400*
Gadolinio-157	15,7	240,000	---	17	1000*
Hafnio		105	4,71	---	---
Hafnio-177	18,4	330	---	2,36	6000†
Hafnio-178	29,1	75	---	7,8	16000
Hafnio-179	13,8	65	---	5,69	1100†
Hafnio-180	35,4	14	---	74	130

Los materiales integrantes de las barras de control han de ser capaces de soportar condiciones muy duras. Ni la absorción de neutrones ni la exposición a las demás radiaciones, deben originar modificaciones dimensionales, pérdida de resistencia mecánica o pérdida de resistencia a la corrosión. Para contrarrestar la generación de calor en la barra de control, como consecuencia de las reacciones neutrónicas que en ella tienen lugar, los materiales constituyentes de la misma deben poseer una conductividad térmica elevada.

8.4.4 CIRCUITOS DE CONTROL

Aunque en reactores funcionando a potencia muy baja es factible el control manual, no siempre es posible ni aconsejable confiar totalmente en este tipo de control. El sistema de seguridad para casos de emergencia, por ejemplo debe de ser automático. En efecto, si un instrumento indica que el flujo neutrónico está - -

ascendiendo con velocidad peligrosa, pudiera ocurrir que un operador fuera incapaz de actuar con la rapidez necesaria para reducir la reactividad a tiempo de evitar un accidente. En circunstancias como ésta, las barras de control deben desplazarse automáticamente para rectificar la situación. También resultaría ventajoso, al menos idealmente, disponer de mecanismo automáticos para llevar la potencia del reactor al nivel requerido y mantenerla en dicho nivel.

La siguiente fig. es un diagrama de bloque en el que se destacan los aspectos generales del control de reactores. Las flechas indican la dirección en que fluye la información, señal o efecto; las líneas de puntos implican flujo de información, mientras que las de trazo continuo representan energía. Siguiendo las líneas que representan el "circuito del operador", se ve que el reactor actúa sobre determinados instrumentos, los cuales transmiten información al operador. Este recibe la información y, a su vez, actúa sobre el bloque de control, bien directamente o bien transmitiendo una señal.

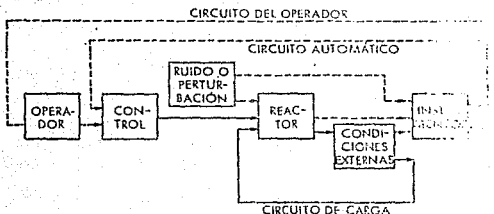


Diagrama bloque general del sistema de control de un reactor.

Así pues, la función del bloque de control no es otra que ejercer sobre el reactor la acción controladora, utilizando corrientemente energía procedente de una fuente externa. En cambio, en el "circuito automático", la información recibida del reactor por los instrumentos de medida es transmitida directamente al bloque de control, pasando por alto al operador.

Un tercer circuito que aparece en la fig. con la denominación de "circuito de carga", está destinado a representar la interacción de los aspectos nucleares del reactor-combustible, moderador y reflector- con las condiciones externas o aspectos no nucleares. Entre estas últimas, puede incluirse el estado del equipo íntimamente asociado con el reactor, tal como el sistema de potencia de una central nuclear, y el de aquellas instalaciones -agua, aire -electricidad- que son esenciales para el funcionamiento del mismo. En sentido muy amplio, se considera que estas condiciones externas constituyen la "carga" del reactor. Como se ven en el diagrama de bloque, se trata de un ciclo cerrado, y ello implica que la carga puede afectar al reactor, el cual, a su vez influye sobre la carga. Las modificaciones que se producen en las condiciones externas aparecen indicadas en instrumentos adecuados, transmitiéndose la información al bloque de control a través de los circuitos manual y automático, para que pueda ejercerse la acción necesaria.

Un aspecto importante del circuito de carga lo constituye la interacción del reactor con su sistema de refrigeración. El calor que se produce en el interior del reactor se invierte, de una parte, en el calentamiento del propio reactor y, de otra, en carga térmica. Cuando se alcanza la condición de equilibrio, todo el calor va a la carga. Según sea el nivel de potencia y, sobre todo, la densidad de potencia del reactor, la carga térmica constituye un sistema de refrigeración más o menos elaborado, cuyo objeto es la transmisión rápida de calor desde el reactor al refrigerante. La circulación del refrigerante puede ser abierta, como la de gas con salida a la atmósfera en los reactores de grafito de Oak Ridge y Brookhaven, o la de agua con salida a un río en los reactores de Hanford; o bien puede tratarse de un líquido circulando en circuito cerrado, por ejemplo, agua pesada, metal líquido o gas ordinaria a presión, y también un gas, como ocurre con el dióxido de carbono a presión en diversos reactores de potencia británicos. En cualquier caso, como ya se ha indicado, el intercambio de calor entre el refrigerante y el reactor constituye uno de los elementos del problema de control.

Además de los tres circuitos cerrados descritos anteriormente, se observará que la fig. contiene un bloque denominado "ruido o perturbación". Los términos son fundamentalmente sinónimos, en el sentido que les damos aquí; si se utilizan ambos es por las limitaciones que por costumbre, llevan implicadas. En efecto, el vo cabl o ruido ha sido utilizado muy ampliamente, más allá de su sig nificación acústica, para designar fluctuaciones aleatorias relati vamente finas de una magnitud física. En cambio, el término per turbación implica corrientemente efectos relativamente gruesos, - inesperados o indeseables. Así pues, la denominación "ruido o per turbación" considera incluidos todos los efectos indeseables que actúan sobre el reactor. Como se indica en el diagrama de bloque, un procedimiento para contrarrestar ciertas clases de ruido o per turbación consiste en utilizar instrumentos que los detecten lo más rápidamente posible, e inicien la acción correctiva del sistema de control.

Aunque los circuitos manual, automático y de carga aparecen como circuitos cerrados, es evidente que son susceptibles de modi ficación, al menos en cierto grado.

8.5 DISEÑO DEL SISTEMA DE CONTROL

8.5.1 ESPECIFICACION DEL SISTEMA DE CONTROL.

Un factor importante -acaso el más importante de todos- en la cimentación de todo el tratamiento del sistema de control, es el objeto a que ha sido destinado el reactor que se va a controlar. Los controles de un sistema reactor determinado no podrán proyectarse adecuadamente, mientras no se haya fijado con claridad los fines a que el sistema está destinado y, por consiguiente, los -- criterios de compartamiento del mismo.

Aunque los detalles del sistema de control pueden variar de un tipo de reactor a otro, hay sin embargo ciertas condiciones ge-

nerales que todos los sistemas de control deben satisfacer. En un reactor determinado, la acción controladora debe poseer alcance suficiente para cubrir todas las contingencias y, al propio tiempo, delicadeza de acción suficiente para permitir un ajuste fino. Su respuesta debe ser rápida y sin que introduzca, por sí misma - perturbaciones indebidas. El control debe ser simple y de manejo fácil. Al proyectarlo, deben tomarse las precauciones oportunas para el caso de que falle cualquiera de sus componentes, debe tener alcance, precisión y eficiencia.

9.5.2 FUNCIONES DE LAS BARRAS DE CONTROL

Antes de considerar con mayor detalle las especificaciones de un sistema de control, indicaremos que es difícil conseguir alcance y precisión, simultáneamente, con un sólo tipo de barra de control. Por ello, la mayoría de los reactores disponen de barras de control con diferentes funciones, es decir, orientadas a diferentes objetivos. Tenemos, en primer lugar, las denominadas "barras de ajuste", destinadas al control grueso. Se utilizan para llevar el reactor, una vez puesto en marcha, a las proximidades del nivel de potencia deseado. Las barras de ajuste deben disponer, por consiguiente, de un equivalente de reactividad bastante grande, cuya cuantía depende -como se verá más adelante- del reactor considerado. Como el incremento de reactividad debe regularse muy estrechamente, el mecanismo propulsor de las barras de control de ajuste debe ser tal, que éstas no puedan nunca ser desplazadas con gran velocidad durante la operación de puesta en marcha.

Una vez que el reactor ha alcanzado, aproximadamente, el nivel de potencia deseado, las barras de ajuste se hacen retornar a una posición a la que corresponde una reactividad muy pequeña, es decir, que reduce el factor de multiplicación efectivo a prácticamente la unidad. La tarea de llevar al reactor al nivel de potencia de funcionamiento, y la de mantenerlo prácticamente constante, contrarrestando los efectos de variaciones transitorias rápidas,

pasa luego a las "barras de regulación". El equivalente de reactividad de estas barras puede ser bastante pequeño, pero son capaces, en general, de desplazarse con gran velocidad, suministrando así una respuesta rápida a las variaciones que puedan afectar al funcionamiento del reactor. Manteniendo pequeño el equivalente de reactividad, en ciertos reactores, y limitando su velocidad y la distancia a que puedan desplazarse, en otros, se elimina la posibilidad de que las barras de regulación puedan provocar aumentos peligrosos de la reactividad.

Como regla general, cuando el material físil es U-235, el equivalente de reactividad de una barra de regulación no debe ser superior a la fracción de neutrones retardados, a saber, 0.0065 (0.65 %). De este modo, aunque con el reactor a nivel crítico se produzca la retirada total de las barras de regulación, bien sea por error del operador o por fallo de sistema de control automático, el reactor no puede alcanzar nunca la criticidad por neutrones instantáneos.

Cuando un reactor de flujo elevado esta funcionando de modo continuo a potencia constante, es necesario que se produzca un desplazamiento gradual de la barra de regulación, para compensar las pérdidas de reactividad debidas al agotamiento del combustible, acumulación de venenos, etc. Una vez que la barra ha llegado al final de su recorrido, debe introducirse de nuevo en el reactor, al propio tiempo que se retira una de las barras de ajuste en cantidad equivalente. Así pues, en algunos reactores, las barras de ajuste y de regulación se encuentran interconectadas. Otro procedimiento consiste en realizar el control grueso mediante un veneno "consumible", distribuido convenientemente por todo el núcleo del reactor. Suponiendo que el consumo de veneno, por captura neutrónica, se produce a un ritmo que compensa en gran parte el agotamiento de combustible, puede evitarse casi completamente la retirada gradual de las barras de regulación.

Quedan finalmente las "barras de seguridad", cuya misión no es otra que provocar la parada del reactor rápidamente, en caso de

emergencia; esto es lo que se denomina parada instantánea ("scram"). Evidentemente las barras de seguridad deben disponer de gran velocidad de desplazamiento, y deben poseer un equivalente de reactividad sensiblemente superior al exceso máximo de reactividad incorporado al reactor. En ciertos reactores, se utilizan las mismas barras para realizar la doble función de ajuste y seguridad. Aunque ambos tipos de barras de control dispongan de equivalentes de reactividad elevados, hemos visto que la primera debe desplazarse lentamente, mientras que la segunda ha de hacerlo rápidamente. Esta contradicción se resuelve fácilmente conectando las barras al mecanismo de propulsión mediante embragues magnéticos. Cuando actúan dichos embragues, las barras de control se comportan como barras de ajuste, y sólo pueden desplazarse lentamente con la velocidad que se haya fijado. Sin embargo, en caso de emergencia, los embragues magnéticos dejan de actuar, por lo que las barras caen rápidamente bajo la influencia de la gravedad - y a veces de la presión del agua de refrigeración-, realizando la función de barras de seguridad.

Además de las barras de control descritas anteriormente, la mayoría de los reactores -especialmente los de grandes dimensiones- disponen de lo que se denomina sistema de seguridad de emergencia ("backup"). Su empleo queda reducido a casos de extrema emergencia, como un terremoto, en los que por distorsión del sistema reactor resultaría imposible el desplazamiento normal de las barras de control de seguridad. El sistema de seguridad de emergencia puede consistir, por ejemplo, en perdigones de boro que caen dentro de los huecos del reactor. Varios tipos de reactores de potencia, refrigerados por agua, van provistos de un sistema que inyecta rápidamente una disolución de ácido bórico o de un borato, en caso de que fallen las barras de seguridad.

8.5.3 ALCANCE DEL SISTEMA DE CONTROL.

Las condiciones de alcance, es decir, la equivalencia total -

de reactividad de los diversos dispositivos de control, especialmente las barras de seguridad y el sistema de seguridad de emergencia, vienen fijadas casi totalmente por los criterios de proyecto y de funcionamiento del reactor. Para fijar las necesidades de reactividad, son factores importantes los efectos del coeficiente de temperatura, grado de agotamiento del combustible que va a permitirse, envenenamiento cumulativo por productos de fisión, producción de isótopos, experimentación, etc. Para un reactor de poca potencia, todos estos factores pueden quedar compensados con el 1 ó 2 % de reactividad adicional ($\Delta k/k$), pero tratándose de reactores de flujo elevado y alta potencia específica, esta reactividad puede llegar al 20%, o a caso más.

8.5.4 EFECTO DE LA TEMPERATURA.

Como la mayoría de los reactores poseen coeficiente de temperatura negativo, la reactividad disminuye al aumentar la temperatura, hecho que ocurre inevitablemente al funcionar el reactor a potencia apreciable. Quiere decirse que si un reactor frío es justamente crítico, al aumentar la temperatura se vuelve subcrítico. Por consiguiente, hay que incorporar al reactor cierta cantidad de reactividad en exceso, es decir de combustible adicional, con el fin de superar el efecto negativo de la temperatura de funcionamiento. En el reactor Yankee -de agua a presión- se produce una disminución de reactividad de 0.072, al pasar desde la condición de frío a la temperatura de funcionamiento a potencia cero. La reactividad adicional correspondiente es por tanto, del 7%. A ésta hay que añadir la cantidad necesaria para compensar el efecto Doppler (2.5 %), si bien este efecto se incluye a veces con la reactividad adicional de funcionamiento del reactor.

8.5.5 AGOTAMIENTO DEL COMBUSTIBLE.

Para evitar la necesidad de tener que parar el reactor, a intervalos frecuentes, con el fin de reemplazar el combustible ya consumido, se incluye en la carga inicial cierto exceso de combustible. La reactividad adicional por consumo de combustible depende notablemente del diseño del reactor, como se deduce de la tabla -- que se presenta a continuación. En un reactor térmico de UN. (o parcialmente enriquecido), el exceso de reactividad dependerá del grado de conversión de U-238 a Pu-239. Si la relación de conversión es grande, la cantidad de combustible adicional necesaria para mantener la criticidad será pequeña. También será pequeña en el caso de un reactor rápido reproductor, destinado a producir material fisible en sustitución del que se consume.

ESPECIFICACIONES DE REACTIVIDAD PARA REACTORES DE INSTANCIA

Especificaciones	Cambio por ciento de reactividad ($\Delta k/k$)					
	Water (Tipo A presión)	Calder Halt. (Kefir, operado por gas)	Holland (Sodium Graphite)	Piqua (Organico)	Decaden (Alma hirviendo)	Fermi (Repro- ductor rápido)
Temperatura	7	1,6	1,5	1,4	3	0,14
Cambio de combustible	7	—	2,5	1,0	6	0,28
Envejecimiento	3,3	2,5	2,5	3,1	4	0,014
Envejecimiento, etc.	2,7	1,2	0,5	1,0	—	0,21
Total	20	5,3	7,0	6,5	13	0,644

8.5.6 ENVENENAMIENTO POR PRODUCTOS DE FISION.

Los productos de fisión venenosos más importantes son el Xe-135 y el Sm-149, pudiendo estimarse la reactividad en exceso necesaria para compensar los efectos de ambos isótopos mediante las -- ecs. deducidas anteriormente. En la mayoría de los reactores de --

potencia, el flujo medio de neutrones térmicos está comprendido entre 10^{13} y 10^{14} n/cm² s, de suerte que el valor de equilibrio del grado de envenenamiento oscila, en números redondos, entre 0.03 y 0.045; la reactividad adicional es, pues, del orden del 3 ó 4 %. Ahora bien, este exceso de reactividad compensará el envenenamiento por Xe y Sm durante la operación normal del reactor, pero no compensará el gran incremento que puede producirse al cabo de unas hrs. de haber sido parado. Si se desea que el reactor sea capaz, en estas circunstancias, de ponerse nuevamente en marcha, hay que introducir más reactividad adicional para superar el máximo envenenamiento por Xe posible.

Otros productos de fisión e isótopos superiores producen también envenenamiento en cierto grado. La compensación de este efecto exige poca reactividad - raramente excede el 2%, si se prescinde de la contribución del Sm- y se incluye por lo general, con el efecto de consumo de combustible.

8.5.7 ESPECIFICACIONES DE REACTIVIDAD.

Se resumen en la tabla anterior las especificaciones de reactividad correspondientes a cierto número de reactores de diversos tipos. Además de tener en cuenta los efectos de temperatura, consumo de combustible y envenenamiento por productos de fisión, se incluye cierta cantidad de reactividad en exceso para efectos de funcionamiento y otros. El objeto de este combustible adicional es proporcionar un margen de control hacia el final de la vida del núcleo del reactor, compensar posible imprecisiones del análisis en que se basa la estimación de reactividad, y tener en cuenta circunstancias especiales o imprevistas que pueden surgir durante el funcionamiento del reactor.

Al proyectar el sistema de control del reactor, hay que tener en cuenta la posibilidad de que éste contenga la carga máxima de combustible. Por otra parte, las barras de control deben incluir

cierto margen, del orden del 50 % generalmente, tanto para flexibilidad de control como para actuar como factor de seguridad. El número de barras de control que vayan a utilizarse dependerá de la potencia, tamaño y naturaleza del reactor, pero una simple barra de seguridad suele tener un equivalente de reactividad de 0.05.

El alcance de reactividad de las barras de ajuste viene determinado también, en gran parte, por el tipo de reactor; naturalmente, esta afirmación se cumple de modo especial cuando se utilizan las mismas barras para control grueso y para fines de seguridad, el alcance de la barra de regulación queda prácticamente al arbitrio del que proyecta el sistema de control puesto que la función de dicha barra es la de realizar un control de funcionamiento fino. El equivalente de reactividad de una barra de regulación se mantiene siempre por debajo de 0.0065, por la razón ya especificada, 0.005 (0.5%) es un valor usual. Lo más frecuente es que solo se utilice una barra de regulación de esta reactividad, aunque puede existir otra de respuesto.

Un exceso de combustible de hasta el 20%, en la carga inicial de un reactor, presenta ciertas desventajas. Las barras de control deben estar introducidas, para compensar la reactividad adicional, desplazándose luego para la puesta en marcha y durante el funcionamiento del reactor. Si se retiran las barras con excesiva rapidez, por accidente, durante la operación de puesta en marcha, la gran reactividad en exceso podría originar incrementos peligrosamente rápidos del nivel de potencia. De todos modos, la absorción de neutrones por las barras de control es inaprovechable, a menos que el producto resultante tenga algún valor. Además de esto, la introducción de las barras de control distorsiona la distribución del flujo neutrónico -y de la potencia-. Con las variaciones consiguietas a lo largo de la operación del reactor. Este complica el problema de la transmisión de calor.

Una forma de solventar las dificultades que plantean las variaciones de distribución de flujo neutrónico, y por tanto de la generación de calor, consiste en utilizar un "veneno consumible" en el

moderador o en el refrigerante. Por ejemplo, puede añadirse al refrigerante un compuesto de boro o de litio, o bien puede introducirse boro dentro del elemento combustible o adherir la superficie del mismo una tira de aluminio-boro.

8.5.8 EFECTIVIDAD DE LAS BARRAS DE CONTROL.

El cálculo teórico del equivalente de reactividad de una barra de control es un problema difícil, que sólo ha sido resuelto en un cierto número de casos especiales. Ahora bien, en la fase preliminar del proyecto, suele bastar la teoría de un grupo para calcular la efectividad de la barra, en función de las propiedades conocidas del reactor. Se supone que una barra cilíndrica "negra" (absorbente neutrónico perfecto), introducida totalmente en el centro de un reactor cilíndrico, homogéneo y desnudo, excluye un cilindro equivalente del núcleo del reactor. Se obtiene como resultado definitivo, luego de corregir el efecto de los neutrones rápidos superpuestos al grupo único de neutrones térmicos,

$$k_{ef} - 1 = \frac{7.5 L^2}{R^2} \left(0.116 + \ln \frac{R}{2.4 r_{ef}} \right)^{-1}$$

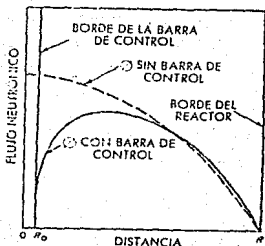
siendo L la longitud de difusión de los neutrones térmicos en el reactor, R el radio del núcleo del reactor, cilíndrico, y r_{ef} el radio de la barra menos la distancia extrapolada; $k_{ef} - 1$ representa el "valor" de la barra, es decir, la multiplicación en exceso -- o reactividad -- que puede controlarse con la barra cuando está totalmente introducida.

La efectividad de una barra no cilíndrica se determina utilizando un radio equivalente, correspondiente a una barra cilíndrica. Por ejemplo, para una barra de sección cruciforme simétrica, tipo muy utilizado en los reactores de potencia moderados por agua, el radio cilíndrico equivalente es $a/\sqrt{2}$, siendo "a" la distancia en-

tre el eje central de la barra y el extremo de uno de los brazos. Los valores correspondientes u otras configuraciones geométricas pueden verse en la bibliografía.

La mayoría de los reactores disponen de barras de control no centradas, y aunque existen métodos teóricos para resolver estos casos, los resultados a que se llega son excesivamente complejos para considerarlos en este lugar. Una buena aproximación, para calcular el valor de una barra no central a partir del correspondiente a una barra central, consiste en suponer que la efectividad es proporcional al cuadrado del flujo neutrónico en la posición de la barra. Admitiendo que la distribución del flujo de neutrones térmicos en un reactor cilíndrico, desnudo, sigue una ley coseno o similar, resulta que la efectividad de una barra vertical situada en el punto medio de un radio es la mitad de la que tendría en el centro del reactor. Tratándose de un reactor reflejado, la relación es algo mayor, debido a que el flujo neutrónico alcanza valores altos fuera del centro.

La zona de influencia de una barra de control tiene un tamaño más o menos igual a la longitud de difusión en el reactor. Por ello, y para evitar variaciones grandes del flujo neutrónico cuando la barra está introducida se utilizan en la práctica varias barras, convenientemente distribuidas por todo el reactor. Ahora bien, la efectividad total o valor de una serie de barras no es necesariamente igual a la suma de los valores individuales. El efecto global es función de la distancia existente entre las barras, así como de su posición en el reactor. Cuando dos barras están muy juntas, su valor total es inferior a la suma de los valores individuales. Este fenómeno se conoce con el nombre de "ensombrecimiento" de la barra de control, es una consecuencia de la distorsión que se produce en la distribución del flujo al introducirse la barra en el reactor. Esta situación aparece ilustrada cualitativamente en la siguiente fig., para un reactor cilíndrico, desnudo, con una barra de control central. Debido a la disminución de flujo que se produce en las proximidades de la barra, la efectividad de una segunda barra de control adyacente será inferior a la que tendría en

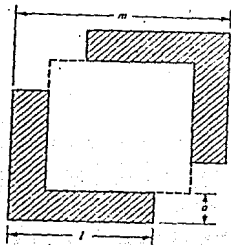


Efecto de la barra de control sobre la distribución de flujo neutrónico

ausencia de la primera barra. Por otra parte, como se aprecia en la figura, la barra central puede provocar un incremento del flujo neutrónico a cierta distancia. En este caso, una segunda barra de control introducida en dicha posición tendría mayor valor que si estuviera sola.

En los reactores moderados por agua, el pequeño valor de la longitud de difusión (unos 2 cm) y del espaciado reticular plantean un problema especial de control. Para minimizar la distorsión del flujo neutrónico, es preciso utilizar un número relativamente grande de barras, de sección geométrica cruciforme, distribuidas más o menos uniformemente por todo el núcleo del reactor. En una disposición de esta clase, se puede estimar aproximadamente el valor global de reactividad del sistema de barras, mediante la técnica de la "celda envenenada". Según este método, se asocia a cada barra de control o porción de la barra una celda apropiada del núcleo del reactor. Se calcula luego la fracción de neutrones absorbidos en una celda por la barra, supuesto "negra". En la hipótesis de que todo el núcleo del reactor está ocupado por celdas envenenadas del mismo tipo, el valor global del sistema es de barras es igual a dicha fracción.

Supongamos que las barras se encuentran distribuidas uniformemente por todo el núcleo del reactor, formando un retículo cuadrado, con una barra adicional en el centro de cada cuadrado. Se trata de una suposición bastante usual en reactores de potencia moderados - por agua. A cada celda envenenada corresponde, pues, un cuarto de cada dos elementos cruciformes de control como se indican en la siguiente fig.; l es la longitud de los brazos de la cruz, "a" la mitad de su anchura, y m la dimensión de la celda. Representando



Celda envenenada para el cálculo de barras de control

por q el ritmo con que aparecen los neutrones en la celda unidad, resulta

$$\begin{aligned} \text{Fracción de neutrones} &= \frac{\text{Escape neto a través de la superficie}}{\text{Producción neta en la celda}} \\ \text{absorbidos en la barra} &= \frac{\int_S \frac{D\nabla^2\phi}{v} dS}{q} \end{aligned}$$

en donde S y V representan superficie y volumen, respectivamente.

Si se supone que el escape es nulo en el límite de la celda, el flujo neutrónico viene determinado por la ec. de difusión.

$$D\nabla^2\phi - \Sigma_a \phi + q = 0$$

siendo Σ_a la sección eficaz macroscópica de absorción, en la celda, del material constituyente del núcleo del reactor. Adoptando la configuración geométrica de una placa, se deduce que

$$D\nabla^2\phi \text{ (en la superficie de la barra)} = \frac{qL}{\frac{hD}{L} + \coth\left(\frac{m-2a}{2L}\right)}$$

siendo L la longitud de difusión térmica en la celda, y h la distancia extrapolada en la barra dividida por el coeficiente de difusión; para una barra negra, h es igual a $3 \times 0.7\lambda$. Si se supone que q es constante fuera de la barra y cero en el interior de la misma, la fracción de neutrones absorbidos en una barra, que, como antes hemos visto, puede tomarse como representación global del valor de todas las barras, viene dada por

$$\begin{aligned} \delta k &= \frac{\text{(en la superficie de la barra)} D\nabla^2\phi \text{ (Perímetro expuesto de la barra)}}{q \text{ (Área de la región de la fuente)}} \\ &= \frac{4L}{(m-2a)^2} \cdot \frac{1}{h\Sigma_a + \frac{1}{L} \coth\left(\frac{m-2a}{2L}\right)} \end{aligned}$$

expresión en la que se ha sustituido D/L^2 por Σ_a .

8.5.9 CALIBRADO DE LAS BARRAS DE CONTROL.

Aunque el cálculo permite obtener, como hemos visto, una idea aproximada del equivalente de reactividad de una barra de control, los valores calculados deben comprobarse siempre por medida directa. De todos modos, además de deter-

minar la efectividad total de la barra completamente introducida, es preciso calibrarla, es decir, conocer su equivalente de reactividad para diversos grados de inserción. Estos datos solamente pueden determinarse por medida directa en el propio reactor, o bien -y esto es preferible- en un conjunto crítico.

Uno de los métodos que se utiliza es el siguiente. Se comienza por hacer crítico el reactor mediante las restantes barras de control, con la barra a calibrar -que denominaremos de ahora en adelante, barra de prueba- en posición totalmente introducida. Se desplaza luego la barra de prueba una distancia pequeña, x_1 , de suerte que el reactor se hace ligeramente supercrítico y el flujo neutrónico comienza a ascender. Transcurridos uno o dos minutos para permitir que desaparezcan los efectos transitorios, se determina el período del reactor a partir de medidas de la velocidad de ascenso del flujo neutrónico. Del valor observado del período, puede deducirse la reactividad correspondiente, en la forma que se describe más adelante. Sea ρ_1 la reactividad correspondiente a la barra con desplazamiento x_1 . Se introduce ahora una de las restantes barras de control, hasta conseguir que el reactor vuelva a ser crítico, y se desplaza nuevamente la barra de prueba hasta la distancia total x_2 . Se determina como antes el período del reactor, calculándose la reactividad correspondiente, ρ_2 . La variación total de reactividad que corresponde la desplazamiento x_2 es, por consiguiente, $\rho_1 + \rho_2$. El procedimiento se va repitiendo sucesivamente, hasta que la barra de prueba haya sido calibrada en toda su longitud.

A partir de la primera ec. de la sección 8.1.7 y conociendo las características de los neutrones retardados, se puede expresar la relación que existe entre la reactividad y el período estable, T_p , para un valor determinado del tiempo de generación neutrónica, l^* . Así, para el U-235

$$\rho = \frac{l^*}{T_p} = \frac{0.0171}{80.0+T_p} + \frac{0.0463}{32.8+T_p} + \frac{0.0114}{9.0 + T_p} + \frac{0.0085}{3.3 +T_p} + \frac{0.0007}{0.09+T_p} + \frac{0.0001}{0.33+T_p}$$

Expresando T_p en s. Si el período estable es grande, como ocurre normalmente en el calibrado de las barras de control, el primer término del segundo miembro de la ec. anterior resulta despreciable, lo que significa que no es necesario conocer el valor de l^* . En consecuencia, a partir de una medida del período del reactor, puede calcularse con facilidad la reactividad correspondiente, necesaria para calibrar la barra de control.

8.5.10 COEFICIENTE DE PELIGRO Y OSCILADOR DE PILA.

Hay dos cuestiones de interés general, relacionadas algo indirectamente con el control de reactores, que merecen una breve consideración en este lugar. El efecto venenoso de un absorbente neutrónico, en un reactor, se expresa mediante su "coeficiente de peligro", que es la variación de reactividad producida por la introducción de la unidad de masa de absorbente en el núcleo del reactor. La medida del coeficiente de peligro se realiza de la forma más simple con el auxilio de una barra de control calibrada. En primer lugar, se ajusta dicha barra para que el reactor sea exactamente crítico. Una vez conseguido esto, se introduce el absorbente, y se desplaza la barra lo que sea necesario para restaurar la condición de criticidad. Del desplazamiento que ha sido comunicado a la barra, puede deducirse la variación de reactividad producida por la masa de absorbente introducido. El valor real del coeficiente de peligro es proporcional al cuadrado del flujo neutrónico, en el punto donde se ha situado el absorbente. Utilizando como referencia una sustancia de sección eficaz conocida, el métodos del coeficiente de peligro puede aplicarse a la determinación de la sección eficaz de absorción del material estudiado.

El "oscilador de pila" ha sido utilizado tanto para determinar el efecto venenoso de un absorbente, como su sección eficaz de absorción. Si se introduce y se saca del reactor, una muestra del absorbente, por medio de un mecanismo oscilador, la potencia del reactor oscilará paralelamente. Se ha demostrado que la ampli

tud de las oscilaciones del flujo, medida con un instrumento adecuado, es proporcional a la sección eficaz de absorción del material.

8.6 ANALISIS DE SISTEMAS REACTORES:

8.6.1 INTRODUCCION.

Un aspecto importante en el proyecto de sistemas reactores, especialmente en lo que se refiere a los elementos de control, es el análisis de la respuesta de un reactor, que esta funcionando en estado estacionario, a variaciones producidas por perturbaciones externas, por ejemplo, movimiento de una barra de control, variación del caudal de refrigeración, variación de la demanda de potencia, etc. Es preciso conocer: (a) si luego de tal variación el reactor alcanza otro estado estacionario, lo que significa que el sistema es estable, y (b) si es estable, cómo se comporta el reactor a lo largo de la transición entre los estados estacionarios inicial y final. En el caso de que el sistema sea inestable, es claro que hay que adoptar las medidas oportunas para dominar las causas de inestabilidad. Ahora bien, un sistema reactor puede ser estable en el sentido definido anteriormente, pero sin que su comportamiento durante la transición sea satisfactorio: por ejemplo, la potencia del reactor pudiera experimentar cierto número de oscilaciones de tal amplitud, durante la etapa transitoria, que hiciera imposible un funcionamiento seguro. Por consiguiente, desde este punto de vista, consideramos que el sistema es estable cuando su comportamiento transitorio, entre dos estados estacionarios, está representado por oscilaciones de poca importancia que se amortiguan rápidamente.

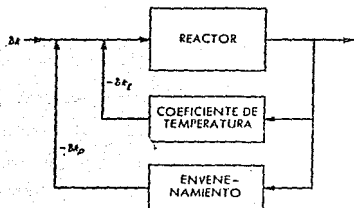
Para determinar el efecto de variaciones externas sobre un sistema en estado estacionario, hay que estudiar la respuesta transitoria resultante, y esto se consigue por análisis del sistema. El procedimiento puede ser experimental, teórico, o una combinación -

de ambos. Así, por ejemplo, en experiencias llevadas a cabo en el SPERT (Special Power Excursion Reactor Tests), se encontró que, bajo ciertas condiciones, el aumento de reactividad subsiguiente a la retirada de una barra de control iba acompañada de violentas oscilaciones de potencia. Por otra parte, un análisis teórico de las observaciones realizadas en el EBWE (Experimental Boiling Water Reactor) llevó a la conclusión de que podía elevarse la potencia normal de funcionamiento, con absoluta seguridad, desde 20 a 50 Mw.

Un reactor nuclear es intrínsecamente inestable, en el sentido de que cualquier incremento de reactividad, partiendo de un estado estacionario, tiende a provocar el ascenso indefinido del flujo neutrónico y de la potencia, sin que se alcance un segundo estado estacionario. En general, sin embargo, existen en el reactor ciertas características autolimitadoras -un coeficiente de temperatura negativo, por ejemplo- que pueden servir como agentes de estabilización. Estas características son las que proporcionan lo que se denomina "realimentación negativa". Se utiliza el término "realimentación", para describir el comportamiento de un sistema controlado, cuando el sistema responde de tal manera a una variación -o error- que, una de dos, o agrava el error (realimentación positiva) o lo contrarresta (realimentación negativa). Así, por ejemplo, un incremento de reactividad en un reactor en estado estacionario, sin que cambie el caudal de refrigerante, irá acompañado de un aumento de temperatura. Si el sistema posee un coeficiente de temperatura negativo, la reactividad disminuirá en grado tal, que se alcance un nuevo estado estacionario a temperatura más alta. Ciertos productos de fisión, aunque no el Xe ni el Sm, puesto que solo se forman tras un retardo considerable, pueden contribuir también a la realimentación negativa, ya que el aumento del flujo neutrónico aumenta el envenenamiento y disminuye la reactividad.

Al considerar la realimentación de reactividad -o multiplicación efectiva- hay que darse cuenta de que la magnitud de dicha realimentación viene determinada por la variación que experimenta la producción del reactor. Como la producción de un reactor en su potencia, se define el "coeficiente de potencia" de la reactividad

como la variación de ésta por unidad de incremento de potencia. Son varios los factores que pueden contribuir a este coeficiente; - los dos más evidentes, que vamos a considerar ahora, son la temperatura y el envenenamiento por productos de fisión. Como las realimentaciones por temperatura y por envenenamiento son prácticamente independientemente una de otra, el sistema reactor puede representarse por un diagrama de bloques del tipo esquematizado en la siguiente fig. los circuitos de realimentación aparecen asociados en



Realimentación debida a coeficiente de temperatura y envenenamiento

paralelo con el reactor. Supongamos que, a consecuencia de una demanda de potencia, la multiplicación efectiva -o reactividad- experimenta un incremento δk (desplazamiento de una barra de control, por ejemplo); la variación subsiguiente de temperatura proporciona una realimentación negativa de $-\delta k_T$, mientras que el envenenamiento contribuye con $-\delta k_p$.

La variación real -o neta- del reactor de multiplicación efectivo, δk_n , vendrá dada por

$$\delta k_n = \delta k - \delta k_T - \delta k_p$$

de tal modo que la realimentación negativa tiende a contrarrestar la variación de reactividad provocada por la demanda de potencia. Así pues, en el caso de que se produzca un incremento accidental de potencia, las contribuciones negativas del coeficiente de potencia

ayudarán a estabilizar el sistema reactor. Ahora bien, para que una parte determinada de la realimentación sea efectiva, es preciso que el tiempo de respuesta -o constante de tiempo- sea corto. Esto resulta evidente de las consideraciones hechas anteriormente, en donde vimos que, por el retardo que experimenta el calentamiento del moderador, el comportamiento transitorio del reactor venía regido principalmente por la temperatura del combustible. Es interesante mencionar, asimismo, que un coeficiente de temperatura de la reactividad negativo puede dar origen a oscilaciones de potencia -y contribuir, por tanto, a la inestabilidad del reactor- si su constante de tiempo es lo suficientemente grande.

8.6.2 REPRESENTACION POR LA TRANSFORMADA DE LAPLACE.

En el análisis teórico de un sistema físico, la primera etapa consiste en establecer una ec. diferencial, que representa el comportamiento del sistema cuando sobre el mismo actúa una variación -o error- externa. Un ejemplo lo constituye la ec. que expresa la velocidad de variación de la densidad neutrónica, en un reactor --funcionando en estado estacionario, subsiguiente a una variación -de reactividad. Resolviendo la ec. diferencial, es posible obtener información pertinente, no sólo de comportamiento transitorio del sistema, sino también de su estabilidad.

En análisis de sistemas, suele ser muy conveniente la representación de ecs. diferenciales mediante la transformación de Laplace. En este caso, la transformación de Laplace convierte una ec. diferencial, expresada en función de la variable tiempo, t , en una ec. algebraica de variable compleja,

$$s = a + jt$$

siendo a y b cantidades reales y $j = \sqrt{-1}$. Bajo ciertas condiciones matemáticas, que se satisfacen por lo general en los casos que aho-

ra nos interesa, la transformación de Laplace de una función $f(t)$ viene descrita por

$$\{f(t)\} = \int_0^{\infty} f(t) e^{-st} dt = F(s)$$

Mediante esta operación, la función se transforma de un dominio de tiempos a un dominio de frecuencia.

Una vez realizada la transformación, las ecs. resultantes pueden manejarse como ecs. algebraicas ordinarias. Y completando el cálculo, la ec. algebraica puede pasarse de nuevo al dominio de tiempos, para obtener la solución de la ec. diferencial original. No obstante, en análisis de sistemas, la información necesaria suele obtenerse directamente de la ec. algebraica, utilizando métodos gráficos.

Al realizar la transformación de Laplace de una ec. diferencial, no se necesita ordinariamente efectuar la operación indicada por la ec. anterior. Lo que se hace en la práctica es utilizar tablas de transformadas de Laplace, algunos ejemplos de las cuales figuran en la siguiente tabla. Mediante el empleo de técnicas normalizadas y bien establecidas, las transformaciones necesarias de ecs. diferenciales complejas pueden realizarse sin dificultades.

TRANSFORMADAS DE LAPLACE

$f(t)$	$F(s)$	$f(t)$	$F(s)$
$a \dots \dots a/s$		$t^n \dots \dots \dots n/s^{n+1}$	
$t \dots \dots \frac{1}{s^2}$		$e^{at} \dots \dots \dots \frac{1}{s-a}$	
$at \dots \dots a/s^2$		$d^n f(t)/dt^n \dots \dots s^n F(s)$	

*Supuesto que el sistema se encuentra en estado estacionario cuando $t = 0$ y que $f(0) = 0$

8.6.3 CONSTANTE DE TIEMPO DEL SISTEMA COMBUSTIBLE-MODERADOR

Como ejemplo sencillo de la aplicación de la transformada de Laplace, vamos a deducir una expresión que relaciona la temperatura del combustible y del moderador, en un reactor heterogéneo, -- tras haberse producido una perturbación. Supongamos que el sistema ha estado funcionando en régimen de estado estacionario y que, en un instante determinado, se aumenta la reactividad de forma arbitraria; la temperatura del combustible, T_f , aumentará paralelamente, pero la temperatura del moderador, T_m , seguirá una marcha algo retardada. Una expresión razonable que relaciona ambas temperaturas, a un tiempo t cualquiera, es la siguiente:

$$T_f(t) - T_m(t) = \tau \frac{dT_m}{dt}$$

siendo τ la constante de tiempo. Designando $T_f(s)$ y $T_m(s)$ las -- transformadas de Laplace de las temperaturas del combustible y del moderador, respectivamente, se deduce de la tabla anterior que

$$T_f(s) - T_m(s) = \tau s T_m(s)$$

o bien,

$$\frac{T_m(s)}{T_f(s)} = \frac{1}{\tau s + 1} = \frac{1/\tau}{s + 1/\tau}$$

Este resultado es completamente general, rescindiendo de la forma en que aumenta la temperatura del combustible, supuesto que $T_f(0)$ sea igual a cero, o que T_f y T_m inicialmente el mismo valor.

En el caso de que se produzca una variación brusca de la reactividad y de la temperatura del combustible, es posible una solución simple. En efecto, si la temperatura del combustible asciende súbitamente y se mantiene luego constante, su transformada de

Laplace viene dada por $Tf(s) = Tf(t)/s$ de suerte que

$$Tm(s) = Tf(t) \frac{1/\tau}{s(s + 1/\tau)}$$

Tomando las transformadas de Laplace inversas, se deduce que

$$Tm(t) = Tf(1 - e^{-t/\tau})$$

siendo Tf la magnitud del incremento brusco de temperatura del combustible, es decir, la temperatura real del combustible es $T_0 + Tf$. Como se ve, la temperatura del moderador se acerca asintóticamente a la temperatura del combustible, con una velocidad que depende de la constante de tiempo. La magnitud de la constante de tiempo viene determinada por la transmisión de calor del combustible al moderador, así como de la conductividad térmica y capacidad calorífica de este último. Si la constante de tiempo es grande, la temperatura del moderador llevará un retardo considerable con respecto a la del combustible.

8.6.4 FUNCIONES DE TRANSFERENCIA.

La representación mediante la transformada de Laplace se presenta particularmente bien al desarrollo de una importante propiedad de los sistemas, denominada "función de transferencia". En su sentido más amplio, la función de transferencia es una función matemática que describe el efecto de un sistema físico sobre la información -o señal- transmitida a través de él. Puede definirse del modo siguiente:

Función de transferencia = Transformada de Laplace de la señal de salida
T.L. de la señal de entrada

La función de transferencia es una propiedad característica del sistema, con respecto a la señal o perturbación que se transmite; así

por ejemplo, un reactor nuclear tiene una función de transferencia, bien definida, para la respuesta del flujo neutrónico a variaciones de la reactividad de un sistema en estado estacionario.

Si la señal de entrada presenta una variación sinusoidal con el tiempo, entonces, cuando el sistema -supuesto lineal- alcanza un estado de equilibrio, la señal de salida es también sinusoidal, diferenciando de la entrada solamente en amplitud y fase. Dicho de otro modo, si la señal de entrada (función - excitadora) se representa por

$$\theta_i(t) = A \text{ sen } \omega t$$

siendo A la amplitud de la onda sinusoidal y ω la frecuencia angular, en radianes por seg. -o bien $2\pi f$, siendo f la frecuencia -- real en ciclos por seg.) la señal de salida correspondiente a un sistema lineal en estado estacionario vendrá dada por

$$\theta_o(t) = B \text{ sen } (\omega t + \phi)$$

en donde B es la amplitud de la señal de salida y ϕ el ángulo de - fase entre $\theta_i(t)$ y $\theta_o(t)$.

puede demostrarse que en estas circunstancias, la variable s de la transformada de Laplace es igual a $j\omega$, pudiendo escribirse la función de transferencia del modo siguiente:

$$\text{Función de transferencia} = \frac{\theta_o(j\omega)}{\theta_i(j\omega)} = KG(j\omega)$$

es decir, como producto de dos cantidades, K y $G(j\omega)$. El factor K , denominado "ganancia", es independiente de la frecuencia, mientras que $G(j\omega)$ describe la relación entre magnitud y fase de la función de transferencia, expresada en números complejos. En general, $G(j\omega)$ puede escribirse como suma de dos términos, uno real y otro imaginario, es decir,

$$\begin{aligned} G(j\omega) &= x + jy \\ &= |G(j\omega)| e^{j\phi} \end{aligned}$$

siendo $|G(j\omega)|$ la parte real -o módulo- de $G(j\omega)$, y $e^{j\phi}$ la parte imaginaria. Además, el valor del ángulo de fase, ϕ , viene dado -por

$$\phi = \tan^{-1} \frac{y}{x} = \tan^{-1} \frac{\text{Parte imaginaria de } G(j\omega)}{\text{Parte real de } G(j\omega)}$$

En consecuencia, se se expresa la función de transferencia -experimentalmente o por análisis matemático- mediante la frecuencia ω de la función excitadora sinusoidal, es posible generalmente evaluar las dos cantidades $K |G(j\omega)|$ y ϕ . Según otra interpretación, $K|G(j\omega)|$ es un vector de magnitud igual a la relación de amplitudes, $K|G(j\omega)|$, y dirección determinada por el ángulo de fase ϕ . Estos son los componentes básicos de la función de transferencia del sistema, mediante la cual puede predecirse el comportamiento del mismo.

8.6.5 FUNCION DE TRANSFERENCIA DE LA CINETICA DE LOS REACTORES.

Para deducir la función de transferencia correspondiente a la cinética de un reactor, supondremos -por sencillez- un solo grupo medio de neutrones retardados, indicándose posteriormente la modificación que es necesaria introducir para tener en cuenta los seis grupos de neutrones reales.

Para un solo grupo de neutrones retardados, las eqs. octava y décima de la sección 8.1.3 se convierten en

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\beta k - \beta}{1 - \beta} n + \lambda C$$

y

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{1 - \beta} n - \lambda C$$

escribiendo δk , igual a $k_{ef} - 1$, en lugar de la reactividad, puesto que solo hay que considerar pequeñas variaciones de k_{ef} . Sumando las ecs. anteriores, se obtiene:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k}{1^*} n - \frac{dC}{dt}$$

La condición de que la variación de k_{ef} sea pequeña es válida en la mayoría de los casos. Ahora bien, el haberla introducido ahora -- tiene por objeto linealizar la ec. anterior, como veremos a continuación, ya que ésta es una etapa esencial en el desarrollo de la función de transferencia.

Supongamos que el reactor está inicialmente en estado estacionario, y sean n_0 y C_0 la densidad neutrónica y la concentración de precursores de neutrones retardados, respectivamente. Hagamos experimentar al factor de multiplicación efectivo una variación temporal sinusoidal, de modo que, en cada instante

$$n = n_0 + \delta n \quad \text{y} \quad C = C_0 + \delta C$$

Por tanto, la ec. anterior puede escribirse como

$$\frac{dn}{dt} = \frac{d(\delta n)}{dt} = \frac{\delta k}{1^*} n_0 + \frac{\delta k}{1^*} \delta n - \frac{d(\delta C)}{dt}$$

Siempre que la variación δk sea pequeña, δn también será pequeña, de suerte que el término $\delta k \delta n / 1^*$ puede desprejiciarse, quedando - la ec. anterior en la forma lineal requerida, es decir,

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k}{1^*} n_0 - \frac{d(\delta C)}{dt}$$

del mismo modo tenemos que

$$\frac{dC}{dt} = \frac{d(\delta C)}{dt} = \frac{\beta}{1^*} (n_0 + \delta n) - \lambda (C_0 + \delta C)$$

En el estado estacionario, $dC/dt = 0$, así como también $\delta n = 0$ y $\delta C = 0$; por tanto

$$\frac{\beta}{1 - \beta} n_0 = \lambda C_0$$

y combinando este resultado con la ec. anterior se obtiene

$$\frac{d(\delta C)}{dt} = \frac{\beta}{1 - \beta} \delta n - \lambda \delta C$$

Aplicando la transformación de Laplace a la ec. que define dn/dt anteriormente, y a la última inmediata, y utilizando $j\omega$ como variable de la transformada de Laplace, puesto que se trata de una variación sinusoidal, se obtienen los siguientes resultados:

$$j\omega \delta n(j\omega) = \frac{n_0}{1 - \beta} \delta k(j\omega) - j\omega \delta C(j\omega)$$

y

$$j\omega \delta C(j\omega) = \frac{\beta}{j\omega} \delta n(j\omega) - \lambda \delta C(j\omega)$$

ya que se ha supuesto que el sistema se encuentra inicialmente en estado estacionario. De estas dos ecs, algebraicas se deduce que

$$\frac{\delta n(j\omega)}{n_0 \delta k(j\omega)} = \frac{1}{j\omega \frac{\beta}{1 - \beta} + \frac{j\omega \beta}{j\omega + \lambda}}$$

y la expresión correspondiente para seis grupos de neutrones retardados,

$$\frac{\delta n(j\omega)}{n_0 \delta k(j\omega)} = \frac{1}{j\omega \frac{\beta}{1 - \beta} + \sum_{j=1}^6 \frac{j\omega \beta_j}{j\omega + \lambda_j}}$$

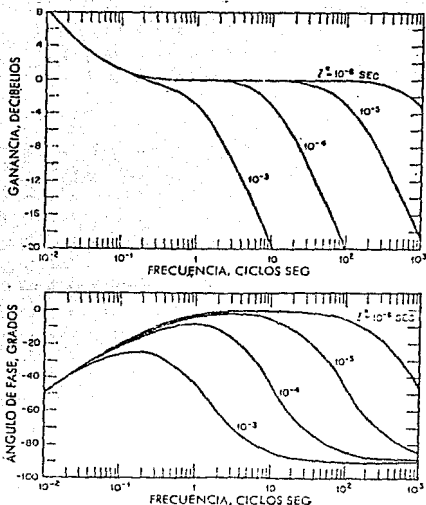
Esta relación expresa la función de transferencia cinética del reactor; se define de tal modo que resulte independiente de la densidad neutrónica, tomando como respuesta a la variación de reactividad, β_k , la variación relativa de densidad neutrónica, $\delta n/n_0$, en lugar de δn .

Hay varias formas de escribir la ec. anterior, pero puede verse que, en general, como se conocen todos los valores de β_i y λ_i , cabe la posibilidad de calcular la función de transferencia para un intervalo de frecuencias, utilizando un valor determinado del tiempo de generación, se puede separar la función de transferencia en sus partes real y compleja. La primera expresa lo que se denomina, indistintamente, "ganancia", "relación de amplitud" o "módulo", mientras que la segunda determina el ángulo de fase para cada frecuencia. En el "diagrama de Bode", se representa el logaritmo de la ganancia y del ángulo de fase, en grados en función del logaritmo de la frecuencia. La ganancia se expresa generalmente en "decibelios", según la definición.

$$\text{Ganancia en decibelios} = 20 \log K |G| = 20 \log K + 20 \log |G|$$

A veces se normalizan los valores de forma que, para cierta condición determinada, la ganancia sea de cero decibelios cuando la frecuencia angular o en ciclos por seg. es igual a la unidad.

La siguiente fig. representa el diagrama de Bode correspondiente a la última ec., para U-235 y diversos valores de λ^* ; las curvas de ganancias han sido normalizadas, de modo que el valor de cero decibelios corresponde a un ciclo por seg, para $\lambda^* = 10^{-4}$ seg. Aunque generalmente son necesarios métodos de análisis más detallados, como veremos más adelante, resulta evidente del examen de las curvas de ganancia que el reactor -sin realimentación- es un sistema inestable, puesto que la ganancia tiende a hacerse infinita al irse reduciendo la frecuencia. Como es natural, se llega directamente a la misma conclusión a partir de la ec.



Curvas de ganancia y de ángulo de fase para diversos tiempos de generación neutrónica. (Con autorización de M. A. Schultz, "Control of Nuclear Reactors and Power Plants", Copyright, 1961 - McGraw-Hill Book Co., Inc.)

8.6.6

REALIMENTACION POR COEFICIENTE DE TEMPERATURA NEGATIVO.

Hemos visto anteriormente que el efecto de la temperatura es uno de los factores que contribuyen al coeficiente de potencia de la reactividad.

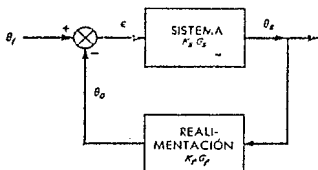
Un coeficiente de temperatura negativo, con constante de tiempo pequeña, limita la velocidad de ascenso del nivel de potencia de un reactor, haciéndolo así más fácil de controlar. Como la potencia del reactor es proporcional a la densidad neutrónica, el coeficiente de potencia de la reactividad puede venir representado por Cdk/dn , siendo dk la variación de multiplicación efectiva o reactividad que acompaña una variación dn de la densidad neutrónica, y C una constante. La variación total de reactividad es una

suma de varias contribuciones, y la porción del coeficiente de potencia que depende de la temperatura puede representarse por $CdkT/dn$. En la práctica, conviene dividir esta parte -dependiente de la temperatura- del coeficiente de potencia de la reactividad en -otras dos partes, a saber,

$$C \frac{dkT}{dn} = \frac{dkT}{dT} \left(C \frac{dT}{dn} \right)$$

El primer factor del segundo miembro es fundamentalmente igual al coeficiente ordinario de temperatura de la reactividad, estudiado al principio de este capítulo. El segundo factor representa el ritmo de variación de la temperatura -generalmente la del combustible, ya que este responde rápidamente- con la potencia del reactor. En el tratamiento que se sigue a continuación, se supondrá, por sencillez, que es constante.

El diagrama de bloque correspondiente a un reactor con realimentación por coeficiente de temperatura es el siguiente



Función de transferencia con realimentación en un sistema de circuito abierto

por tanto, el coeficiente de transferencia global vendrá dado por

$$KG = \frac{KrGr}{1 + (KrGr)(KtGt)}$$

expresión en la que los subíndices r se refieren al reactor y los

t a la realimentación por temperatura. Hay que determinar por con siguiente, KtGt. Para ello, utilizaremos el siguiente procedimien to, muy simplificado.

Admitiremos que, en una variación transitoria, solamente la - temperatura del combustible influye sobre la reactividad. Antes - hemos visto que es ésta una buena aproximación, puesto que la cons tante de tiempo correspondiente al combustible -en un reactor hete rógeneo- es normalmente mucho menor que la correspondiente al mode rador. El tratamiento puede generalizarse, no obstante, utilizan- do una variación de temperatura global, en lugar de la del combus- tible. Supongamos que un incremento δn de la densidad neutrónica produce una variación total δT_f en la temperatura del combusti- ble.

Postularemos que δT_f es directamente proporcional a δn , de modo que

$$\delta T_f = A \delta n \quad \text{o bien,} \quad \delta n = \delta T_f / A$$

siendo A una constante que depende de las condiciones existentes - en el reactor.

El tiempo de respuesta de la realimentación por coeficiente - de temperatura, debida a la variación de densidad neutrónica, viene determinado por la velocidad con que el elemento combustible in crementa su temperatura en la cantidad δT_f . Si designamos por - δT al incremento de temperatura correspondiente a un tiempo t - - cualquiera, contado a partir del momento en que se ha producido el - aumento de densidad neutrónica, una expresión razonable de la varia ción de δT con el tiempo es la siguiente:

$$\delta T_f - \delta T = \tau \frac{d(\delta T)}{dt}$$

la cual implica que δT tiende asintóticamente a δT_f en forma ex ponencial, con una constante de tiempo τ . Se ve inmediatamente -

que esta ec. es análoga a la primera ec. de la sección 8.6.3, de suerte que la transformación de Laplace permite obtener

$$\frac{\int T(j\omega)}{\int Tf(j\omega)} = \frac{1}{j\omega\tau + 1}$$

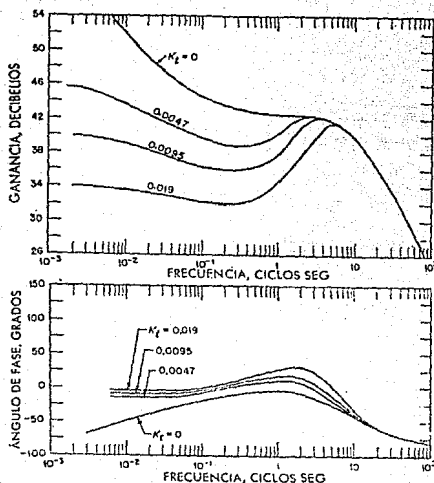
El coeficiente de potencia de la reactividad es igual a α_{AC} , siendo α el coeficiente de temperatura ordinario -negativo- de la reactividad. La función de transferencia de la realimentación es por lo tanto,

$$\frac{\int k(j\omega)}{\int n(j\omega)} = \alpha_{AC} \frac{\int T(j\omega)}{\int Tf(j\omega)} = \frac{Kt}{j\omega\tau + 1}$$

habiendo sustituido α_{AC} por Kt , de modo que

$$KG = \frac{KrGr}{1 + KrGr [Kt/(j\omega\tau + 1)]}$$

La siguiente figura contiene representaciones de la ganancia y del ángulo de fase para diversos valores arbitrarios de Kt , correspondientes a coeficientes de temperatura negativos; las curvas han sido calculadas con los siguientes datos: $\tau = 0.159$, y 1° en la ec. de los seis grupos para $KrGr = 10^{-4}$ segundos. Comparando la penúltima figura con la ahora tratada se ve inmediatamente cómo difieren las curvas de ganancia en la región de frecuencias bajas. La ganancia o conserva ahora valores finitos al tender a cero la frecuencia, lo que significa que es posible la estabilidad.

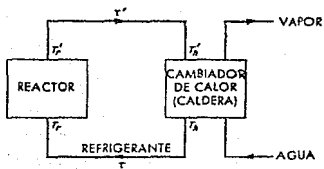


Curvas de ganancia y de ángulo de fase para diversos coeficientes de temperatura.
 (Con autorización de M. A. Schultz, "Control of Nuclear Reactors and Power Plants".
 Copyright, 1961, McGraw-Hill Book Co., Inc.)

8.6.7 FUNCIONES DE TRANSFERENCIA DEL CIRCUITO DE REFRIGERACION.

Una central nuclear es un sistema constituido por cierto número de componentes, además del núcleo del reactor, que es preciso tener en cuenta al analizar estados transitorios. Se incluyen entre estos componentes el circuito de refrigeración y el equipo de producción de energía. Algunos aspectos del circuito de refrigeración son susceptibles de análisis sencillo, por lo que vamos a describirlos seguidamente. Consideremos, por ejemplo, el paso del refrigerante desde el reactor al cambiador de calor (ver fig.) y viceversa. Supongamos que no hay pérdidas de calor en los conductos, pero que existe un simple retardo, desde que se produce una variación de temperatura a la salida del cambiador de calor hasta

que se acusa esta variación a la entrada del reactor; dicho retardo es el valor medio del tiempo necesario para que el refrigerante



Circulación del refrigerante entre el reactor y el cambiador de calor

recorra la conducción. La relación que existe entre las temperaturas T_h (salida del cambiador de calor) y T_r (entrada del reactor), tras una variación térmica, es la siguiente:

$$T_r(t) = T_h(t - \tau),$$

de suerte que la temperatura del reactor marcha con el retardo τ . La transformación de Laplace de esta expresión es:

$$T_r(s) = T_h(s)e^{-s\tau}$$

y la función de transferencia

$$\frac{T_r(s)}{T_h(s)} = e^{-s\tau}$$

Para una variación de temperatura sinusoidal, la variable s podría reemplazarse por $j\omega$. Análogamente, si τ' es el retardo existente entre la salida del reactor y la entrada del cambiador de calor, la función de transferencia viene dada por

$$\frac{T_h(s)}{T_r(s)} = e^{-s\tau'}$$

cuyos símbolos tienen el significado que se expresa en la fig. anterior.

Otro caso interesante es el retraso asociado con la mezcla de porciones distintas de refrigerante, en puntos donde existe un cambio de la sección normal del canal de refrigeración. Este fenómeno se produce siempre a la entrada del reactor o del cambiador de calor. Supongamos que el refrigerante circula por un canal, a la temperatura T_i y caudal F , hasta que penetra en un canal mayor, de volumen V , donde la temperatura es T_o ; consideremos el intervalo de tiempo Δt . Durante este tiempo, un volumen de refrigerante igual a $F \Delta t$ habrá penetrado en el canal más ancho, y su temperatura habrá experimentado una variación ΔT_o , suponiendo que la mezcla es total. El balance de calor exige que

$$V(T_o + \Delta T_o) = F \Delta t + (V - F \Delta t)T_o$$

Para un intervalo de tiempo pequeño, Δt se convierte en dt y ΔT_o en dT_o , deduciéndose fácilmente tras hacer operaciones,

$$\frac{dT_o}{dt} + (F/V)T_o = (F/V)T_i$$

o bien, en notación de Laplace

$$sT_o(s) + (F/V)T_o(s) = (F/V)T_i(s)$$

en el supuesto de que la temperatura era la misma inicialmente en ambos canales. La función de transferencia es, por tanto,

$$\frac{T_o(s)}{T_i(s)} = \frac{1}{(V/F)s + 1} = \frac{1}{\tau s + 1}$$

en cuya expresión V/F tiene dimensiones de tiempo, siendo equivalente a la constante de tiempo τ . Este resultado implica que la temperatura en el canal más ancho tiende asintóticamente a -en forma exponencial- la temperatura del refrigerante que penetra en dicho canal, con una constante que viene determinada por la relación del volumen del canal del refrigerante.

Las diversas funciones de transferencia asociadas con el circuito de refrigeración forman parte del circuito de realimentación por temperatura. Está claro, pues, que este último depende de la transmisión de calor y de otras características físicas de la central, independientes del núcleo del reactor. Por consiguiente, la función de transferencia del sistema reactor, considerado en conjunto, hace necesario estudiar con detalle las características de cada uno de los componentes.

8.6.8 ANALISIS DE ESTABILIDAD.

Una de las características más importantes de los sistemas de control por realimentación es su estabilidad. Se considera que un sistema es estable cuando los estados transitorios, producidos por una excitación o perturbación, se van amortiguando a lo largo del tiempo. Entiéndase bien que la estabilidad depende del sistema, no de la naturaleza de la perturbación. Cualquier excitación obligará a un sistema inestable a oscilar en forma divergente, característica que haría completamente inútil la presencia de un sistema de control por realimentación. Así pues, la determinación de las condiciones de estabilidad es uno de los objetivos primordiales del análisis y proyecto del sistema de control. Utilizando funciones de transferencia, así como los métodos algebraicos ideados para la combinación de términos, es posible representar sistemas complicados por medio de una función única. El análisis de tales funciones, puede realizarse de varios modos. Suelen utilizarse a menudo métodos gráficos, como los que se basan en las representaciones de Bode o de Nyquist.

8.6.9 COMPORTAMIENTO TRANSITORIO EN OPERACION NORMAL.

Para establecer la representación por funciones de transferencia de un sistema complicado, como un reactor nuclear, conviene considerar solamente desviaciones pequeñas con respecto a las condiciones normales de funcionamiento. En este caso, la ec. del sistema de control puede expresarse en forma lineal. Para desviaciones grandes, en general, será preciso un análisis independiente. El tratamiento que se sigue en esta sección se refiere principalmente a perturbaciones pequeñas, aunque más adelante se hará referencia a modificaciones grandes en las condiciones de funcionamiento, provocadas por circunstancias accidentales.

La transformada de Laplace cambia la representación del comportamiento del sistema, del dominio de tiempos al dominio de frecuencia. En principio, cabe la posibilidad de que la función de transferencia -en la representación de la transformada de Laplace sea convertida de nuevo al dominio de tiempo, y determinar así el comportamiento transitorio de un sistema estable. Aunque este procedimiento se aplica algunas veces, no vamos a describirlo, sino que vamos a hacer referencia a ciertas reglas cualitativas, en relación con el comportamiento de un sistema al pasar de un estado estacionario a otro.

Como se aprecia en la penúltima figura, las curvas que representan la ganancia en función de la frecuencia, para sistemas con coeficiente de temperatura apreciable negativo, presentan máximos a determinadas frecuencias; éstos reciben en nombre de "resonancias". La existencia de una resonancia implica que el sistema puede experimentar oscilaciones de frecuencia igual, aproximadamente, al valor de la resonancia. Cuando el pico de resonancia es muy alto, el sistema se encuentra subamortiguado, de suerte que las oscilaciones pueden ser bastante grandes, con varios ciclos de exceso y defecto antes de que se alcance un estado estacionario. En cambio, cuando no hay pico de resonancia, el sistema se encuentra superamortiguado, y evoluciona hacia el nuevo es-

tado muy lentamente. Ninguna de estas condiciones extremas es satisfactoria. Al proyectar el servomecanismo del sistema de control del reactor, lo que se pretende es conseguir un amortiguamiento óptimo para todo el sistema, considerado en conjunto, incluyendo el propio servomecanismo, accionadores de las barras de control, coeficiente de temperatura, realimentación por envenenamiento y todos los demás componenetes que contribuyen a la función de transferencia global.

En general, lo mejor es que la frecuencia resonante sea elevada, pero que el pico de resonancia sea moderado; en estas condiciones, el sistema tendrá una respuesta rápida con muy pocas oscilaciones que se amortiguan en poco tiempo. Un sistema bien amortiguado de esta clase tendrá un tiempo de respuesta mínimo, aproximadamente igual al doble del recíproco de la frecuencia angular resonante. Es interesante mencionar que los valores de la frecuencia y de la altura del pico de resonancia, en el caso del reactor EBWR, deducidos de un análisis de las funciones de transferencia de experimentos realizados a potencias bajas, llevaron a la conclusión de que podía aumentarse la potencia del reactor -con seguridad- hasta 50 Mw. La altura del pico de resonancia a 50 Mw era solamente unos 2 decibelios más alta que a 20 Mw, siendo también la frecuencia -- (10 radianes por seg.) ligeramente mayor.

8.6.10

COMPORTAMIENTO TRANSITORIO EN OPERACION
ANORMAL.

Un comportamiento transitorio algo diferente al discutido en las secciones precedentes es el que se refiere a la respuesta del reactor a variaciones grandes de las condiciones de funcionamiento, producidas accidentalmente. Las hipótesis introducidas a efectos de linealidad pueden no ser válidas, de suerte que el análisis por funciones de transferencia ya no es digno de confianza. El comportamiento del sistema reactor, tras un incidente potencialmente peligroso, puede describirse por medio de un sistema de ecs. diferen

ciales, que se resuelve corrientemente con auxilio de calculadoras electrónicas.

Un ejemplo de esta clase lo constituye el accidente a que daría lugar la pérdida completa del circuito primario de refrigeración; para muchos reactores se considera éste como el "máximo accidente imaginable". Los casos que deben considerarse, al analizar tal comportamiento anormal, pueden ser muy complejos y en modo alguno iguales a los tratados anteriormente, es decir, pequeñas perturbaciones de las condiciones de funcionamiento normal. Así por ejemplo, un gran aumento de potencia o disminución del caudal de refrigeración, en reactores refrigerados por sodio, puede provocar tal aumento en la temperatura del refrigerante, que llegue a producirse ebullición. El refrigerante se convierte en un sistema bifásico, con características de circulación y de bombeo muy distintas de las que tenía inicialmente. Esto daría lugar a una situación inestable, probablemente, en un sistema que es normalmente estable.

8.7 REACTORES EN FUNCIONAMIENTO.

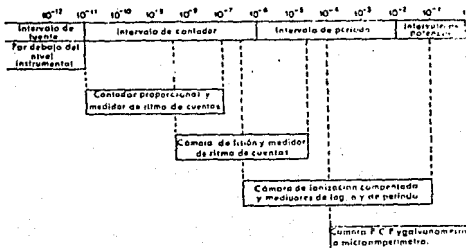
8.7.1 INSTRUMENTOS DE DIVERSOS ALCANCES.

La operación normal de un reactor puede dividirse "grosso modo" en tres fases: puesta en marcha, funcionamiento a nivel de potencia y parada. Cada una de estas fases requiere instrumentos especiales, que indiquen en todo momento el nivel de potencia y permitan un control seguro. El flujo neutrónico en cada punto del reactor es proporcional a la velocidad de fisión y, por consiguiente, al nivel de potencia existente en la región donde se mide el flujo. Como los instrumentos de control responden muy rápidamente a las variaciones de flujo, proporcionan una indicación virtualmente inmediata de las variaciones locales de potencia. Quiere decirse por consiguiente, que estos instrumentos poseen considerables ventajas, en ciertos aspectos, sobre otros dispositivos más conven-

cionales indicadores del nivel de potencia. En las primeras etapas de la puesta en marcha de un reactor, la potencia es tan pequeña, que no podría ser registrada por tales dispositivos. En estas condiciones, no queda otro recurso que acudir a las cámaras de ionización o a detectores neutrónicos similares.

La seguridad de funcionamiento de un reactor exige conocer el flujo neutrónico -o la velocidad de fisión- en un intervalo muy amplio; así por ejemplo, desde que el reactor se pone en marcha -- hasta que alcanza su nivel de funcionamiento normal, puede haber una variación de flujo neutrónico del orden de 10^{10} o mayor. Durante la operación de puesta en marcha, es muy posible que el reactor alcance la criticidad y que su período sea muy corto, mientras que el flujo neutrónico es todavía poco elevado. Si esto ocurre, la potencia del reactor podría aumentar rápidamente, tanto que se alcancen niveles peligrosos antes de que pudieran tomarse las medidas oportunas para reducir la velocidad de fisión. Hay que evitar los períodos cortos por razones de seguridad, y por ello, debe medirse la velocidad de fisión en todo el intervalo, siempre que sea posible, desde el nivel inicial en la puesta en marcha hasta el nivel de funcionamiento normal.

Ningún instrumento individual, ni siquiera un tipo de instrumentos, puede medir satisfactoriamente el flujo neutrónico de un reactor en todo su intervalo; por ello, se ha considerado conveniente dividir este intervalo -o alcance- en cuatro regiones. Aunque no está exactamente definidas, e incluso puede variar en cierto grado de unos reactores a otros, dichas cuatro regiones son aproximadamente las que se indican en la siguiente fig.. El extremo derecho de la escala, que corresponde a la unidad, representa la potencia máxima del reactor; las diversas potencias negativas -de diez corresponden a fracciones de esta potencia máxima. En el intervalo de potencia, la potencia -o el flujo- varía entre su valor máximo y 10^{-2} de la potencia máxima; "el intervalo de período" cubre de 10^{-2} a 10^{-6} ; el "intervalo de contador" va desde 10^{-6} a 10^{-11} ; por último, el "intervalo de fuente" comprende toda la zona



Intervalos de puesta en marcha y de funcionamiento del reactor con indicación de los instrumentos apropiados

por debajo de 10^{-11} de la potencia máxima. No se dispone de ningún método apropiado para medir el flujo neutrónico en el intervalo de fuente, pero en realidad no es necesario, puesto que siempre suele haber una fuente que eleva el flujo neutrónico hasta el intervalo de contador.

Un instrumento ideal para el control de reactores debería ser capaz de detectar neutrones en presencia de radiación gama intensa; debería ser además, de gran precisión y de respuesta rápida a las variaciones de flujo. Estas condiciones son a veces contradictorias. Cuando el flujo neutrónico es pequeño y la radiación gama muy intensa, el instrumento adecuado debiera ser una cámara de ionización o un contador proporcional, en conexión con un sistema contador de ritmo de impulsos, puesto que es capaz de discriminar entre los impulsos grandes, debidos a los neutrones, y los impulsos pequeños producidos por los rayos gama. Sin embargo, por ser pequeño el valor del flujo, los impulsos llegan a ritmo muy lento, siendo necesario un tiempo de integración muy largo para que se obtengan lecturas de cierta precisión; la respuesta por tanto, será lenta. Si se prepara el instrumento para que tenga un respuesta rápida, las lecturas serán imprecisas. Con flujos neutrónicos elevados, la respuesta de un medidor de ritmo de cuentas sería más rápida, para una precisión determinada, pero existe un límite impues

to por el tiempo de resolución del sistema. Afortunadamente, cuando el ritmo de llegada de impulsos es grande, los instrumentos que miden corriente -integradores- son capaces de precisión y rapidez de respuesta. El efecto de la radiación gama puede contrarrestarse, en este caso, utilizando una cámara compensada.

Intervalo de contador.

Al iniciarse nuevamente la puesta en marcha de un reactor, tras haber sido parado, el campo de radiación gama es intenso, mientras que el flujo neutrónico, en estas condiciones, es relativamente bajo. El dispositivo para medir el flujo neutrónico en estas condiciones, es una cámara de impulsos -o un contador proporcional- con discriminación apropiada en el contador. A este respecto, es mejor la cámara de fisión que la que contiene boro, puesto que los impulsos proporcionados por la primera son mucho mayores, y ello facilita la discriminación contra la radiación gama. Al ser pequeño el flujo neutrónico, también lo será el número de ionizaciones que se producen en la cámara, y, por consiguiente, las lecturas serán de poca precisión. Dadas las circunstancias, sin embargo, esto no importa mucho; por ello, al iniciarse la puesta en marcha de un reactor, los valores aproximados del flujo neutrónico vienen indicados por una cámara de fisión, o un contador proporcional de trifluoruro de boro, en combinación con un medidor de ritmo de pulsos discriminado. Esta es la razón de que se denomine "intervalo de contador" a la región de flujo comprendida entre 10^{-11} y 10^{-6} de la potencia máxima.

Durante la puesta en marcha el flujo neutrónico -en el intervalo de contador- alcanza valores que pueden diferir en varias potencias de 10, por lo que es conveniente disponer de un instrumento que indique el ritmo de impulsos neutrónicos en escala logarítmica. Un instrumento de esta clase es el medidor logarítmico de ritmo de cuentas; la mayoría de los reactores cuentan con aparatos que miden desde 1 a 10 000 cuentas por seg., es decir desde 0 a 4 en la escala logarítmica. Al ir aumentando el nivel de potencia, hay la posibilidad de extender el intervalo de medida de la cámara de fisión, o del detector que sea, desplazándola a una región del

núcleo del reactor donde el flujo sea más bajo. En cualquier caso, esto siempre resulta ventajoso, puesto que al retirar la cámara de una región en la que existían flujos neutrónicos muy elevados, se atenúan los efectos de deterioro por radiación y de radiactividad inducida.

Dado el tiempo de resolución de la cámara de impulsos, el ritmo máximo de llegada de éstos para el que pueden obtenerse lecturas satisfactorias es del orden de 10^4 ó 10^5 impulsos por seg. Cuando se alcanza esta condición, el flujo neutrónico es lo suficientemente grande para que pueda utilizarse una cámara de ionización integradora, aprovechando así las ventajas de su respuesta más rápida. Dicha cámara comienza a funcionar satisfactoriamente cuando la corriente iónica es del orden de 10^{-10} amperios, que corresponde a unas 10^4 partículas o impulsos por seg., valor que se aproxima al punto donde la cámara de impulsos deja de ser efectiva. Como el número de eventos ionizantes que tiene lugar en la cámara no es todavía muy grande, la precisión y regularidad en la corriente no serán muy grandes al principio, pero aumentan rápidamente al aumentar el flujo.

Intervalo de período.

En el intervalo de período, lo que más importa es la velocidad con que asciende el flujo neutrónico; por ello, se determina el período del reactor mediante un instrumento que indica la derivada con respecto al tiempo del logaritmo del flujo neutrónico. Un medidor de log n registra simultáneamente el valor del flujo. Como conviene determinar el período del reactor a niveles de potencia lo más bajos posibles, con el fin de poder detectar períodos peligrosamente cortos, se utiliza un medidor de período en combinación con una cámara de ionización compensada. De este modo, se elimina el efecto debido a la radiación gama intensa.

Intervalo de potencia.

En el Intervalo de potencia, es decir, desde 10^{-2} de la potencia máxima a 1, las características esenciales que ha de satisfacer el dispositivo indicador son precisión y sensibilidad, especialmente.

te si se emplea control automático. Se utiliza con este objeto -- una cámara de ionización, pero en lugar de amplificar la corriente iónica logarítmicamente, lo que se hace es darle la amplificación lineal necesaria y registrarla directamente en un galvanómetro o microamperímetro, calibrado adecuadamente en unidades de flujo neutrónico o de potencia del reactor. La salida de este instrumento de ponerse en oposición a un valor prefijado, que represente la potencia de funcionamiento que se desea en el reactor, y aplicar la diferencia al mecanismo automático accionador de las barras de control. Mientras exista una diferencia, el flujo neutrónico y el nivel de potencia asciende gradualmente con velocidad controlada, pero tan pronto se alcanza el nivel de potencia prefijado, el ascenso queda detenido automáticamente. Un procedimiento similar permite mantener el reactor en dicho nivel; las variaciones transitorias de flujo, indicadas por la cámara de ionización, se compensan rápidamente por desplazamiento automático de una barra de control de regulación.

Como tiene una respuesta muy rápida, la cámara de ionización de placas paralelas (PCP) se utiliza frecuentemente para el control automático. Es verdad que la corriente iónica incluye cierta contribución de la radiación gama, pero esto carece de importancia, puesto que puede tenerse en cuenta al fijar el voltaje o corriente de referencia, en oposición a la señal de salida de la cámara. Por razones idénticas a las dadas anteriormente, la cámara de placas paralelas es recomendable para accionar los circuitos de seguridad.

En toda la discusión precedente se ha supuesto por sencillez que los intervalos de contador, período y potencia son más o menos distintos. Naturalmente, no es éste el caso, puesto que los campos de los diversos instrumentos se superponen en los límites, como se indica en la figura anterior, proporcionando así una indicación continua del flujo neutrónico o del nivel de potencia. Por ejemplo, el instrumento log CRM posee un alcance de 10^4 , parte del cual es cubierto por el medidor de log n, cuyo alcance es de 10^6 aproximadamente; en fin, el microamperímetro o galvanómetro que se utiliza en

en la región de potencia suele ir provisto de shunts, que permiten un campo de operación de 10^4 a 10^5 .

Nivel de funcionamiento.

Quando un reactor ha alcanzado su nivel de funcionamiento normal, puede ser útil la "termopila neutrónica", que es un instrumento robusto y seguro, no mucho mayor que una pluma estilográfica. Este dispositivo contiene unos 40 termopares, asociados en serie, cuyas soldaduras se han recubierto con boro. El calor que se genera por interacción del boro con los neutrones es capaz de producir un voltaje apreciable. Así, por ejemplo, en un flujo térmico de 10^{12} n/cm² s, la salida es del orden de 10 milivoltios. Como los pares termoeléctricos poseen poca impedancia, resultan innecesarias las elevadas resistencias de aislamiento que requiere la cámara de ionización. Su principal desventaja es que tiene un tiempo de respuesta relativamente largo, del orden de segundos, que los hace poco recomendables a efectos de control. No obstante, las termopilas neutrónicas pueden desempeñar un papel de cierta importancia en la instrumentación de reactores.

Las termopilas son usadas para obtener una medida promedio de la potencia del reactor, conectándose varias de ellas adecuadamente y colocadas en diversos puntos del reactor, se obtiene un "muestreo" más completo del flujo neutrónico de esta forma, ya que se contrarrestan las variaciones locales.

RESUMEN

Se resumen en la tabla siguiente algunas conclusiones generales que se deducen de la discusión anterior. Figuran en ella los tipos de instrumentos más utilizados para la medida de neutrones, en los diversos aspectos de funcionamiento y control de reactores.

INSTRUMENTACIÓN DE REACTORES PARA MEDIDAS NEUTRÓNICAS

	Detector	Instrumento indicador
Medición de potencia (reactor)	Cámara de fisión o contador proporcional de BF ₃	Medidor de ritmo de cuentas (escala logarítmica)
Medición de potencia (reactor de potencia)	Cámara de ionización compensada	Medidor de log n
Medición de período (reactor de potencia)	Cámara de ionización compensada	Medidor de período o amperímetro
Medición de potencia (reactor de potencia)	Cámara de ionización compensada	Galvanómetro o micro amperímetro
Control automático (reactor de potencia)	Cámara de placas paralelas (PCP)	(al servomecanismo)
Medición de potencia (reactor de potencia)	Termopila de boro	Indicador de voltaje

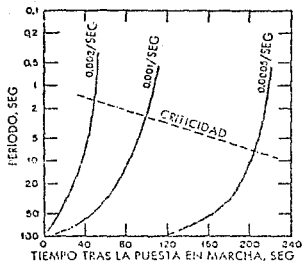
8.7.2 PUESTA EN MARCHA INICIAL.

Durante la puesta en marcha de un reactor, debe prestarse cuidadosa atención al problema del control, con el fin de evitar la posibilidad de un accidente. En efecto, en los reactores de flujo elevado y que disponen de una reactividad en exceso -incorporada- considerable, el período del reactor que de llegar a ser muy pequeño durante la operación de puesta en marcha. Si se permite que es to continúe, bien sea por fallos mecánicos o del operador, a través de la etapa de criticidad por neutrones instantáneos, la potencia superará muy rápidamente el nivel normal de funcionamiento, y las consecuencias podrían ser graves. En realidad, pueden distinguirse tres tipos de puesta en marcha. Está, en primer lugar, la que puede denominarse "puesta en marcha inicial", llamada también frecuentemente puesta en marcha "en frío", que se aplica al funcionamiento inicial de un reactor nuevo, de uno que ha sido recargado, o de un reactor que ha permanecido parado durante varios días. En segundo lugar, figura la puesta en marcha que tiene lugar poco tiempo después de una parada, accidental o deliberada; ésta se denomina a veces "puesta en marcha tras parada instantánea". Finalmente, puede ocurrir que sea necesario poner en marcha el reactor tras haber reducido la potencia del mismo, por ejemplo, al 0.1 ó 1% de su nivel de funcionamiento; se habla en este caso de "puesta en

marcha en el intervalo de potencia".

Todas las operaciones de puesta en marcha tienen el mismo objetivo; llevar al reactor a criticidad e incrementar luego el flujo neutrónico -y la potencia-, en forma cuidadosamente controlada, hasta que se alcanza el nivel deseado. La puesta en marcha inicial requiere especial atención, puesto que el nivel neutrónico puede ser tan bajo que haga inseguras las indicaciones de los instrumentos de medida usuales. En cualquier caso, es condición de la máxima importancia que no se mueva ninguna barra de control, hasta que el flujo neutrónico sea lo suficientemente grande para ser detectado, por lo menos en un medidor de ritmo de cuentas. Este flujo neutrónico detectable puede proceder de fisiones espontáneas, o bien de una fuente neutrónica especial introducida en el reactor, como veremos a continuación.

Aún en estas circunstancias existe la posibilidad de que el reactor alcance criticidad por neutrones instantáneos en un intervalo de tiempo corto; esta situación puede evitarse regulando cuidadosamente la velocidad de ascenso de la reactividad, es decir, la velocidad de desplazamiento de las barras de control, durante la puesta en marcha inicial. La siguiente fig. constituye, a este respecto, una valiosa ilustración. Se trata de una representación



Período del reactor en función del tiempo, para diversos ritmos de incremento de reactividad

del período del reactor en función del tiempo, contado desde que se inicia la puesta en marcha, para diversos ritmos de ascenso de la reactividad. Se ha tomado, para todos los casos, un factor de multiplicación efectivo, inicial, de 0.9, y un tiempo de generación neutrónica en el reactor de 10^{-4} seg. como se ve, cuando la velocidad de variación de la reactividad es de 0.002 por seg., el reactor se hace crítico al cabo de 50 seg., siendo entonces el período de unos 1,5 seg. solamente. Sin embargo, si la reactividad se aumenta más lentamente, por ejemplo, a 0.0005 por seg., el período del reactor cuando este alcanza la criticidad vale alrededor de 7 seg. El primer período es peligrosamente corto, mientras que el segundo es relativamente seguro. Como medida de precaución, puede asociarse al indicador de período un circuito de seguridad, que evite la posterior extracción de las barras de control, una vez que el período alcanza un valor pequeño, fijado previamente.

8.7.3 PUESTA EN MARCHA TRAS PARADA INSTANTANEA.

La puesta en marcha subsiguiente a una parada breve es un proceso que tiene menos riesgos que la puesta en marcha inicial. Si el retraso no ha sido excesivamente grande, es probable que el nivel neutrónico sea lo suficientemente alto para que pueda obtenerse una buena información instrumental. Varios factores contribuyen a esta situación. Uno de ellos es el efecto límite de los neutrones retardados, en virtud del cual, incluso 10 minutos después de la parada, el flujo neutrónico habrá decrecido sólo en un factor de 10^5 , quedando todavía dentro del campo instrumental. Otro factor es la producción de neutrones, por acción de los rayos gamma de los productos de fisión sobre diversos materiales del reactor. Este efecto es particularmente importante cuando se utiliza, como moderador o reflector, agua pesada o berilio. Así pues, durante cierto tiempo después de la parada, el reactor subcrítico se comporta como si dispusiese de una fuente primaria grande. Cuando se pone en marcha de nuevo el reactor, esta fuente primaria y la multipli-

cación subcrítica proporcionarán un flujo neutrónico para el que será posible obtener respuesta instrumental, antes incluso de que se retiren las barras de control. La información referente al período, sin embargo, será defectuosa, debido a la gran intensidad del fondo gama.

Dado el crecimiento que experimenta la concentración de Xe, - tras la parada en un reactor térmico de flujo elevado, conviene ponerlo nuevamente en marcha lo antes posible. Si se hace al cabo de poco tiempo, la operación se realiza en la forma descrita anteriormente. Ahora bien, si el retraso es lo suficientemente grande para que la concentración de Xe haya aumentado en tal grado, que no se disponga de bastante reactividad incorporada para contrarrestar el envenenamiento, será necesario entonces reemplazar alguno de los elementos combustibles, o bien dejar parado el reactor hasta que el Xe se haya desintegrado. En este caso, al igual que en otros de parada prolongada, el nivel neutrónico habrá disminuido considerablemente, y el procedimiento de puesta en marcha será virtualmente idéntico a la puesta en marcha inicial.

8.7.4 PUESTE EN MARCHA EN EL INTERVALO DE POTENCIA.

En determinadas circunstancias, habrá que reducir el nivel de potencia de un reactor a una pequeña fracción -de 0.1 a 1% por ejemplo- de su potencia normal de funcionamiento. Aunque esta fracción es muy pequeña, desde el punto de vista de la potencia, el flujo neutrónico es tan elevado, que tanto la instrumentación de nivel neutrónico como la de período pueden ofrecer información satisfactoria. En estas circunstancias la operación de puesta en marcha no presenta ningún problema en especial. Puede realizarse manualmente si se desea, o puede hacerse automáticamente.

8.7.5 OPERACION NORMAL DEL REACTOR.

Durante el funcionamiento normal de un reactor al nivel de potencia establecido, el sistema de control automático compensa ciertas variaciones transitorias de reactividad, tales como las resultantes de pequeñas variaciones en la circulación del refrigerante, así como las variaciones sistemáticas producidas por consumo de combustible y acumulación de productos de fisión venenosos. Una señal de error, que representa la diferencia entre la potencia requerida -o densidad neutrónica- y la potencia real, actúa sobre un servomecanismo, el cual, a su vez, provoca el desplazamiento de la barra de control de regulación, hasta que el error se reduce a cero. Se demuestra fácilmente que $\delta n / \delta k$ es proporcional a n_0 , densidad neutrónica correspondiente al nivel de potencia requerido. Con objeto que el servomecanismo pueda actuar en todo un rango de necesidades neutrónicas, el sistema de control automático se hace que responda a un error de $\delta n/n_0$, en lugar de δn .

8.7.6 PARADA DEL REACTOR.

En general, hay dos formas de parar un reactor; controlada (deliberada) y forzada ("scram"). Si la parada controlada va a ser de larga duración, por ejemplo, para recargar el reactor o a efectos de mantenimiento, el proceso a seguir es indiferente. Pueden introducirse todas las barras de control tan rápido como se quiera. En cambio, si se espera que la parada sea temporal, mientras se lleva a cabo una reparación externa, debe disminuirse el flujo neutrónico poco a poco, por introducción gradual de las barras de ajuste, hasta que la potencia adquiera el valor máximo que pueda tolerarse sin riesgos. Este procedimiento no solo minimiza la acumulación de Xe, sino que simplifica también la subsiguiente operación de puesta en marcha. Al tomar decisiones respecto al grado de seguridad de la parada, debe considerarse que continúa produciéndose una cantidad considerable de calor, como consecuen-

cia de la desintegración radiactiva de los productos de fisión.

Con objeto de asegurar el funcionamiento continuo del reactor, debe evitarse en lo posible la parada forzada. Pequeñas fluctuaciones de potencia, que pueden ser originadas por variaciones del refrigerante, etc., o fluctuaciones aparentes que pueden ser debidas a cambios de los instrumentos de control y circuitos asociados, no deberían ser capaces de producir un "scram". Así, el sistema de seguridad del reactor debe establecerse de tal modo que, en caso de emergencia menor, haya un intervalo de retardo antes de que se inicie el scram; esto es lo que denomina "scram lento". Solamente cuando la potencia adquiere valores peligrosamente elevados -por ejemplo, 50 % superior a su nivel normal- o períodos muy cortos tendra lugar automáticamente el "scram rápido".

CAPITULO IX

REACTOR TIPO B W R

9.1 INTRODUCCION.

El sistema nuclear descrito en este capítulo es un diseño típico del ciclo directo de circulación forzada de un BWR.

Este sistema incorpora varios avances significativos en relación a diseños previos. Estos avances incluyen mejoras derivadas de la verificación operacional de técnicas de cálculos y criterios involucrados en las características de diseño del núcleo.

Han sido incorporados avances significativos en la información de diseño de los procesos termo-hidráulicos, de transferencia de calor, flujo bifásico y estabilidad.

Estos avances tecnológicos han sido logrados a través de una evaluación extensiva de información operacional y datos de pruebas experimentales. El resultado es un seguro, más económico, y compacto sistema nuclear, teniendo mayor confiabilidad y disponibilidad.

En este capítulo se describe un sistema nuclear, el cual, consta del reactor, sistemas auxiliares y equipo, controles e instrumentación, y equipo de servicio.

9.2 SISTEMA NUCLEAR.

El sistema nuclear es un sistema de ciclo directo consistente en un sistema generador de vapor, un sistema de control, un sistema de monitoreo de radiación, un sistema de refrigeración y contaminación del núcleo, equipo de servicio y manejo, un sistema de filtrado y limpieza, paneles de control, y sistemas auxiliares y de combustible. En el sistema nuclear, el agua de alimentación entra a la vasija del reactor y se mezcla con el agua en ella contenida, el agua es bombeada a través del núcleo del reactor formándose vapor, el cual, es transferido directamente a la turbina. La turbina emplea un ciclo regenerativo convencional con condensación por desalación y un proceso de desmineralización. Después de la desmineralización, el condensado pasa a través de los precalentadores de agua de alimentación y retorna a la vasija del reactor (ver figura 2-1). La puesta en marcha y operación del sistema nuclear no dependen de fuentes externas de potencia.

El BWR es controlado como un sistema presurizado cuasiconstante,

El nivel de potencia es controlado ya sea por el mando de las barras de control o variando la razón de flujo de recirculación como se describe en la sección 9.8. El flujo de vapor es regulado de acuerdo a los requerimientos cambiantes de potencia. La turbina "sigue" los cambios de potencia en el reactor. La respuesta del nivel de potencia al control de flujo es rápida, mientras que se mantiene una distribución de potencia casi uniforme.

El núcleo del reactor consiste en un arreglo de enrejados de combustible enfriados por agua y vapor. Esta energía nuclear es controlada por barras cruciformes de carburo de boro y sus asociados sistemas mecanicohidráulicos de mando. Cada mando independiente entra al núcleo desde el fondo, y puede posicionar exactamente sus barras de control asociadas durante la operación normal y aun ejercer aproximadamente diez veces la fuerza de gravedad de las barras de control inciertas durante la operación de scram. La posición en el fondo de este sistema permite un óptimo aprovechamiento de la potencia, un fácil cambio de combustible, y un mantenimiento conveniente del sistema de mando. El vapor que es creado en el núcleo es separado del agua de recirculación, en los separadores que se encuentran en la parte más alta de la vasija, y entonces canalizado a la turbina.

El agua de recirculación es forzada a través del núcleo y los separadores de vapor por bombas de alimentación localizadas en el área perimetral alrededor del núcleo dentro de la vasija del reactor, (ver figura 2-2).

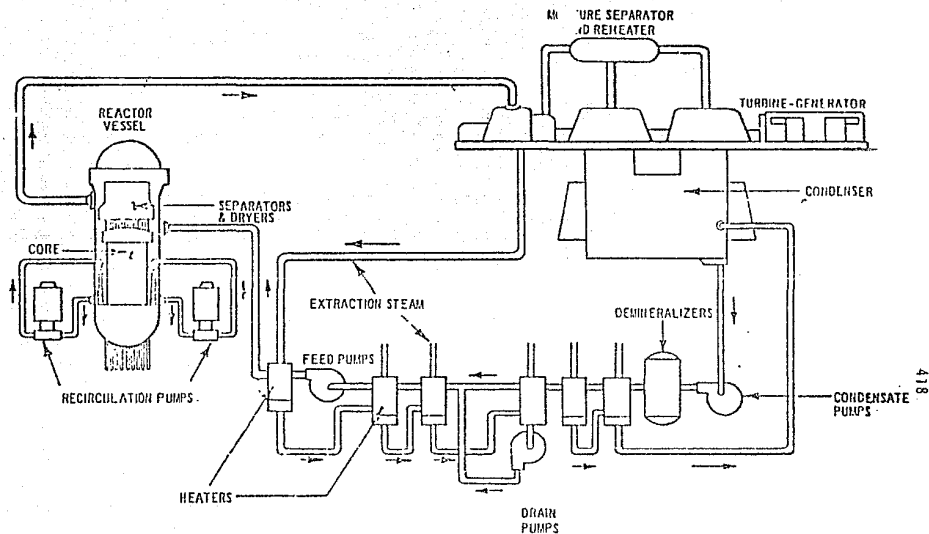
Este sistema nuclear involucra un desarrollo extensivo en su diseño de experiencia operacional con reactores del tipo BWR.

El sistema generador de vapor utiliza las funciones especializadas de diversos sistemas de apoyo. Tales sistemas usados en una planta en operación son:

- Sistema de limpieza de agua del reactor
- Sistema de remoción de calor residual (RHR)
- Sistema de piscinas de enfriamiento y limpieza de combustible
- Sistema cerrado de agua de enfriamiento del reactor
- Sistema de disposición de desechos radiactivos

Los sistemas usados en standby son:

- Sistema líquido de control de standby



418

DIRECT CYCLE REACTOR SYSTEM

Figure -1

Sistema de enfriamiento de insolación del núcleo del reactor (RCIC)
 Sistema de remoción de calor residual (contención de enfriamiento)
 Sistema de remoción de calor residual (inyección de refrigerante a baja presión)
 Sistema de spray a baja presión del núcleo
 Sistema de spray a alta presión del núcleo
 Sistema automático de "golpe bajo" (iniciación automática, interrupción manual).

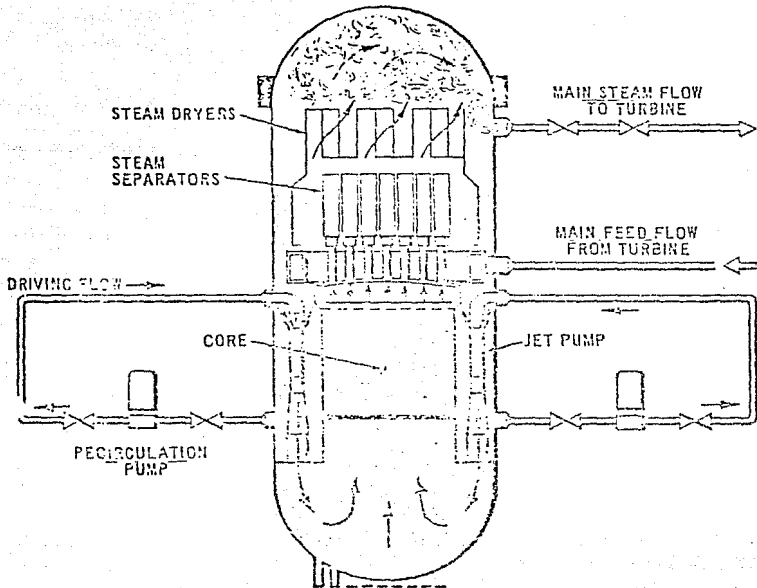
9.3 DISEÑO DEL NÚCLEO DEL REACTOR.

9.3.1 INTRODUCCION Y SUMARIO.

El diseño del núcleo y disposición del combustible de un BWR está basado en una combinación adecuada de muchas variables de diseño y experiencias de operación. Estos factores contribuyen a la realización de una alta confiabilidad, buen funcionamiento y a una perfeccionada economía del ciclo de combustible. En esta sección se discuten parámetros de diseño tales como la razón de volumen moderador-combustible, densidad de potencia del núcleo, características termohidráulicas, nivel de exposición del combustible, características nucleares del núcleo y el combustible, transferencia de calor, distribución de flujo, contenido de vacío, esfuerzos en el envasado, flujo de calor y presión de operación. El análisis de diseño y cálculos empleados en este campo de diseño han sido verificados por comparación con datos de plantas en operación.

La estructura metálica del núcleo del reactor, la configuración del enrejado y el diseño de los elementos de combustible son básicamente similares a los de las plantas de Oyster Creek, Nine Mile Point, Dresden 2 y 3, Nuclenor, Millstone Point y JAPC. Plantas anteriores tales como la de Dresden 1, Humboldt Bay, JPDR, Kahl, KRB y Trapur difieren en muy poco.

Un importante número de características de diseño de un BWR se



STEAM AND RECIRCULATION WATER FLOW PATHS

Figure 2

suman en los siguientes párrafos:

- a) El diseño mecánica del núcleo de un BWR esta basado en la aplicación conservadora de los límites de esfuerzo, experiencia de operación y resultados experimentales. Los niveles característicos de presión moderada del ciclo directo de un reactor (aproximadamente 1000 psia) reduce la temperatura de los envainados y los niveles de esfuerzo.
- b) La baja temperatura de saturación del refrigerante, altos coeficientes de transferencia de calor y la neutralidad química del agua de un BWR son significativos, factores ventajosos en la minimización de la temperatura del Zircaloy, su asociada temperatura dependiente de corrosión y aceleración de la hidrogenación. Estos resultados -- mejoran el funcionamiento en los periodos largos de exposición. La temperatura relativamente uniforme de los envainados del combustible en todos lados del núcleo de un BWR minimiza la migración de hidrógenos de las zonas de envainados frios y reduce el esfuerzo térmico.
- c) Los criterios térmicos y mecánicos básicos aplicados en el diseño de un BWR han sido probados por irradiación de cantidades estadísticas significativas de combustible. El diseño de los flujos de calor y los rendimientos térmicos lineales (aproximadamente un máximo de 18.5 Kw/ft) son similares a los valores provenientes de la irradiación del ensamble.
- d) El diseño de la distribución de potencia usado en el dimensionamiento del núcleo representa el peor estado esperado de operación. Previsto para una no óptima operación garantizando flexibilidad y confiabilidad.
- e) Las curvas de límite crítico de flujo de calor son dibujadas con los datos experimentales de transferencia de calor los cuales indican el comienzo de la transición de fase. Esto asegura un alto nivel de confiabilidad de que el flujo crítico de calor no excedera al flujo de operación. El reactor es diseñado de tal manera que el pico de los flujos de calor en condiciones de retardo sean significativamente menores que estas curvas límite (aproximadamente 55% de los valores límite).
- f) Debido a la gran negatividad del coeficiente de reactividad de la densidad del moderador, los BWR tienen algunas ventajas, tales como el uso de un flujo de refrigerante que se opone a las barras

para un seguimiento de carga, el auto-decaimiento de la distribución radial de potencia inherente, el fácil control, la estabilidad espacial del Xe, y la habilidad de vencer al Xe en un seguimiento de carga.

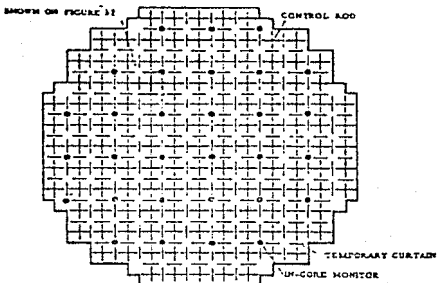
La inherente estabilidad espacial del Xe en los BWR es particularmente importante para plantas de gran tamaño. Por ejemplo, el reactor Dresden ha sido operado por varios años al máximo de potencia durante el día, potencia media durante la noche, lo cual produce gradientes máximo de concentración de Xe, y no se han observado inestabilidades por el Xe.

9.3.2 CONFIGURACION DEL NUCLEO.

El núcleo de un BWR es un arreglo aproximadamente cilíndrico contenido dentro de la vasija del reactor. El refrigerante fluye hacia arriba a través del núcleo. Un arreglo típico del núcleo de un gran BWR, y la configuración de su enrejado, se muestran en las figuras 3-1 y 3-2. Los componentes importantes de estos arreglos son, los siguientes:

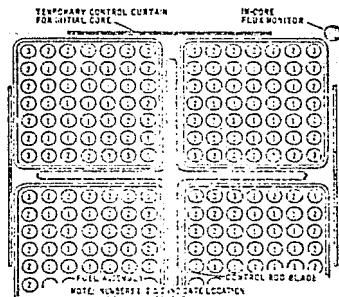
- a) La entrada de fondo de las barras de control cruciformes consistentes en B_4C en tubos de acero inoxidable. Barras de este diseño han sido irradiadas por cerca de 8 años en el reactor Dresden y han acumulado miles de horas de servicio sin fallas en los BWR en operación.
- b) El ensamble básico de 7 x 7 (49 barras) se muestra en la figura 3-2 y 3-5. Un sumario de la experiencia con envainados Zircaloy- UO_2 se presenta en la Tabla 3-1.
- c) Los iones fijados en las cámaras dentro del núcleo provienen del flujo neutrónico en el rango de potencia (las localizaciones se muestran en la figura 3-1). Un tubo de prueba en cada ensamble proporciona la información para el calibrado.

Los monitores de arranque y rango de fuente están localizados en el núcleo y son axialmente retractables. La localización de los instrumentos de arranque y rango de fuente cubren el gran núcleo del reactor y proporcionan las razones neutrón-gama y señal-ruido. Todos los instrumentos del núcleo permiten la entrada desde el fondo y están en funcionamiento durante el cambio de combustible.



TYPICAL CORE ARRANGEMENT

Figure 3-1



CORE LATTICE

Figure 3-2

d) La experiencia obtenida en el Dresden muestra que, el operador, utilizando el sistema de monitoreo dentro del núcleo, puede mantener la distribución de potencia dentro de un gran núcleo accionando las barras de control.

e) Los canales reutilizables de Zircaloy-4 proporcionan una trayectoria de flujo constante para el refrigerante en ebullición, sirviendo como superficie guía a las barras de control y protegiendo al combustible durante las operaciones de mando.

f) El control mecánico de la reactividad permite checar críticamente durante el cambio de combustible y proporciona un máximo de seguridad de planta. El núcleo es diseñado para ser subcrítico en esta etapa de operación con cualquier arreglo de conjunto de las barras de control.

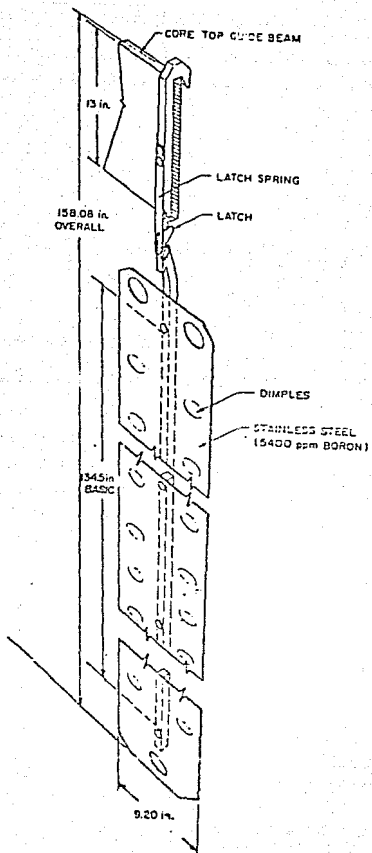
g) La ayuda de las computadoras en línea conectadas al sistema de monitoreo permite un continuo y preciso monitoreo de los parámetros del reactor, y simplifica la operación de la planta.

h) Las cortinas de control provisionales (Fig. 3-3) son usadas suplementariamente en el control inicial del núcleo. Las cortinas provisionales de control contienen boro natural dispersado en el acero inoxidable. Las cortinas son usadas solo en el primer cambio de combustible y nunca después.

i) La introducción selectiva de las barras de control representa un valor práctico individual de su influencia en la reactividad, y permite un amplio y claro descenso bajo la presión de la vasija gracias a los mecanismos de mando de las barras de control para un fácil mantenimiento y movimiento.

Las barras de combustible en cada ensamble difieren selectivamente una de otras en el U enriquecido. Estos arreglos permiten una producción más uniforme de potencia a través del ensamble y de esta manera permiten una reducción significativa en la cantidad de superficie de transferencia de calor requerida para satisfacer las limitaciones térmicas de diseño.

Cada ensamble de combustible descansa en una pieza de soporte. La carga es transmitida al fondo de la vasija por las guías de las barras de control, sobre las cuales descansan los soportes (ver fig. 5-1, sección 9.5). Las estructuras de la regilla superior del núcleo y la planta baja están dispuestas de tal manera que proporcione



TEMPORARY CONTROL CURTAIN
Figure 3-3

un rígido soporte lateral del combustible y permitan un movimiento simple de las barras de control. El enrejado superior no se mueve durante el cambio de combustible. Las cortinas provisionales están suspendidas de la rejilla superior. Las cortinas están localizadas en unas pequeñas gargantas de agua opuestas al extremo de las cuchillas de las barras de control para proporcionar un control suplementario durante la operación inicial del núcleo. (Ver figs., 3-1, 3-2 y 3-3).

9.3.3 TRANSFERENCIA DE CALOR E HIDRAULICA.

Diseño de la distribución de potencia.

El diseño térmico del reactor incluyendo la selección de la medida del núcleo y el área efectiva de transferencia de calor, el diseño de la calidad del vapor, el flujo total de recirculación y la especificación de la distribución del flujo interno están basados en el concepto y aplicación del diseño de la distribución de potencia. El diseño de la distribución de potencia representa la expectativa del peor estado de operación en condiciones de evaluación, e incluye las olguras de diseño de los efectos combinados de las distribuciones de densidad de potencia gruesas y locales en estado estacionario, ajustes de las barras de control y nivel de potencia del reactor y errores de instrumentación en el nivel de potencia y el flujo neutrónico. El diseño de la distribución de potencia es usado en combinación con la distribución calculada del flujo y la disminución de presión para determinar las condiciones térmicas del combustible y la hentalña del refrigerante a través del núcleo.

Un diseño simple de la distribución de potencia es usado para especificar los componentes que tendrán efecto sobre el funcionamiento térmico del núcleo. Sin embargo, el sistema resultante es analizado para garantizar una operación segura y adecuada para todas las condiciones de operación normales y anormales.

El diseño de la distribución de potencia está basado en un análisis detallado de la transferencia de calor en una dos y tres dimensiones y cálculos de la distribución del flujo neutrónico.

El diseño de la distribución de potencia es usado en combinación con la distribución calculada del flujo y la disminución de presión para determinar las condiciones terminas del combustible y la hentalía del refrigerante a través del núcleo.

Un diseño simple de la distribución de potencia es usado para especificar los componentes que tendrán efecto sobre el funcionamiento térmico del núcleo. Sin embargo, el sistema resultante es analizado para garantizar un operación segura y adecuada para todas las condiciones de operación normales y anormales.

El diseño de la distribución de potencia está basada en un análisis detallado de la transferencia de calor en una dos y tres dimensiones y cálculos de la distribución del flujo neutrónico. El análisis ha sido correlacionado y verificado por datos de operación y experiencia obtenida de diversos reactores en funcionamiento.

Distribución del flujo en el núcleo y Patrón de orificios.

La correcta distribución del flujo del núcleo entre los ensambles de combustible es llevada a cabo por uso de orificios exactamente calibrados fijos en las entradas de los ensambles de combustible. Los orificios están localizados en las piezas de soporte del combustible y no son afectados por el movimiento del combustible. Ellos sirven para controlar la distribución de flujo y, por lo tanto, las condiciones del refrigerante dentro de las fronteras prescritas a través del diseño del rango de operación. El núcleo está dividido en dos zonas de orificios de flujo. La zona exterior es estrecha, en la región de potencia reducida alrededor del perímetro del núcleo; la zona interior consiste en la región central del núcleo. Ningún otro control de flujo o distribución de vapor es empleado o necesitado. Los orificios pueden ser reemplazados durante la operación de cambio de combustible.

La distribución de flujo resultan del diseño del reactor propuesto es aproximadamente igual a la razón crítica de flujo en cada zona de flujo en las condiciones de diseño. Finalmente, la medida y diseño de los orificios asegura que el flujo en cada ensamble de combustible será estable durante todas las fases de operación normal.

Flujo crítico de calor.

El flujo crítico de calor es definido como el flujo al cual se inicia la transición de ebullición, y esta caracterizado por la fluctuación y elevación de la temperatura superficial del envainado. Esta fluctuación en la temperatura superficial del envainado es causada por la formación cíclica de una tenue capa aislada de vapor por la cual es desprendida y llevada al flujo de refrigerante (ver sección 7.5.2). Temperaturas superficiales locales más altas en envainados asociadas con la película de ebullición traen como resultado una acelerada corrosión.

El flujo crítico de calor es un fenómeno local y es una función de la calidad local del vapor, razón del flujo de masa, presión y geometría del flujo. Para el diseño, las curvas de flujo de calor crítico límite son establecidas basándose en datos experimentales. La correlación de diseño es entonces establecida conservadoramente en base a estos puntos obtenidos en la experimentación.

La razón de flujo crítico de calor establecida en el Capítulo 7 debe tener valores que se aproximen como mínimo a 1.9. Por ejemplo a 15% de potencia en operación de estado estacionario, la razón de flujo crítico de calor mínima es aproximadamente 1.3.

Temperatura central del Oxido de Uranio.

Los valores de diseño de la conductividad térmica de las barras de combustible y los coeficientes de transferencia de calor, de las tolerancias de manufactura y de otras contingencias envueltas en la temperatura máxima del combustible, están basadas en la experiencia de operación y en datos de la experimentación. El diseño está basado en una temperatura máxima del combustible 15% por debajo de la incipiente de fusión del UO_2 .

9.3.4 CARACTERISTICAS NUCLEARES.

Los cálculos físicos están basados en datos nucleares los cuales han sido seleccionados de las fuentes de información de la industria nuclear.

Coefficientes de reactividad.

En un BWR, el coeficiente de vacío es de primera importancia.

durante la operación en potencia. El coeficiente negativo de reactividad de vacío proporciona un inherente mecanismo de retroalimentación durante los tránsitos de potencia. Porque los efectos predominantes de las barras de control en el vacío y el coeficiente reactivo de temperatura, el coeficiente viene a ser poco negativo con la exposición del combustible y alcanza su valor negativo mínimo al final de cada ciclo de operación cuando las barras de control están totalmente retiradas. El coeficiente de reactividad de vacío del enrejado crítico con las barras de control retiradas es pequeño y negativo. El reactor es diseñado de tal manera que el coeficiente de temperatura del moderador pueda ser pequeño y positivo; sin embargo el coeficiente de reactividad total es negativo.

El efecto Doppler en la reactividad, el cual resulta del incremento de la absorción en el U-238 con un incremento de la temperatura del UO_2 , es de considerable importancia para el planteamiento dinámico y la seguridad. Principalmente, este efecto de la reactividad ocurre sin un tiempo de retraso significativo, donde la conducción de calor al agua y la subsecuente formación de burbujas de vapor deben esperar la transferencia de calor a través del material combustible. Durante un rápido incremento de potencia, la temperatura del UO_2 se incrementa. El mecanismo de conducción de calor, en el combustible no tiene tiempo de operar; esto resulta en una temperatura relativamente uniforme distribuida a través de la pastilla de combustible. Bajo estas condiciones, el efecto Doppler puede mover más del 5% de reactividad antes de que el combustible experimente una fusión significativa. Consecuentemente, el efecto Doppler ejerce un fuerte y pronto mecanismo negativo de retroalimentación durante los tránsitos largos del reactor y contribuye considerablemente a la seguridad de la planta.

El coeficiente de reactividad Doppler es siempre negativo. Su valor absoluto decrece aproximadamente como la raíz inversa de la temperatura del combustible y se incrementa conforme decrece la densidad del moderador. El efecto neto es que el valor absoluto del coeficiente Doppler decrece levemente desde las condiciones de operación en frío hasta la operación en caliente. Sin embargo, debido a la formación de Pu-240, el valor absoluto del coeficiente Doppler se incrementa aproximadamente en un 15% conforme la exposición progresa.

La retroalimentación de reactividad Doppler aparece simultaneamente con el cambio de la temperatura del combustible y se opone al cambio de potencia que cambia éste; de manera que contribuye a la estabilidad del sistema.

Como la reactividad Doppler se opone a los cambios de carga, este es deseable para mantener una gran razón de moderador-coeficiente Doppler para una óptima capacidad de seguimiento de carga. El BWR tiene una inherentemente gran razón moderador-coeficiente Doppler la cual permite el uso del flujo moderador refrigerante para siguimientos de carga.
Estabilidad del Reactor.

Con un apropiado diseño, la dinámica de un BWR asegura funcionamiento satisfactorio con respecto a la estabilidad. La gran constante de tiempo del combustible e inherente retroalimentación negativa son los mayores contribuyentes a esta estabilidad.

Cuatro básicos objetivos de estabilidad de diseño son usados - en el diseño de gran número de BWR's:

- a) La potencia total debe ser constante sin tendencia a oscilaciones durante el estado estacionario de operación.
- b) La distribución de potencia dentro del núcleo debe ser regulada sin fluctuaciones de lado a lado las cuales son causa de problemas hidrodinámicos bastante serios o violaciones de los límites térmicos del combustible.
- c) Disturbios externos tales como cambios en la posición de las barras de control, variación del subenfriamiento, o cambios de -- carga deben ser regulados sin serios sobrepasos o oscilaciones de potencia.
- d) El acoplamiento hidrodinámico al "ruido" nuclear debe ser mantenido a un nivel bajo de manera que no interfiera con las indicaciones de los instrumentos dentro del núcleo o la potencia disponible.

Distribución de potencia en el núcleo.

Hay dos consideraciones límite en el diseño del propósito del núcleo: superficie del flujo de calor y temperatura del combustible. Esto está relacionado directamente con cuan buena es la distribu-ción de potencia en el núcleo y como puede ser mantenida de manera

que no cause una temperatura excesiva en el combustible y la superficie de flujo de calor no viole el diseño crítico de razón de flujo de calor en el combustible. La máxima temperatura del combustible está relacionada directamente con el pico de flujo de calor de las barras de combustible. El límite crítico de flujo de calor es una función de la superficie de las barras de combustible que es susceptible de transmitir calor y de las características del refrigerante en un lugar no generalmente coincidente con el valor pico del flujo de calor.

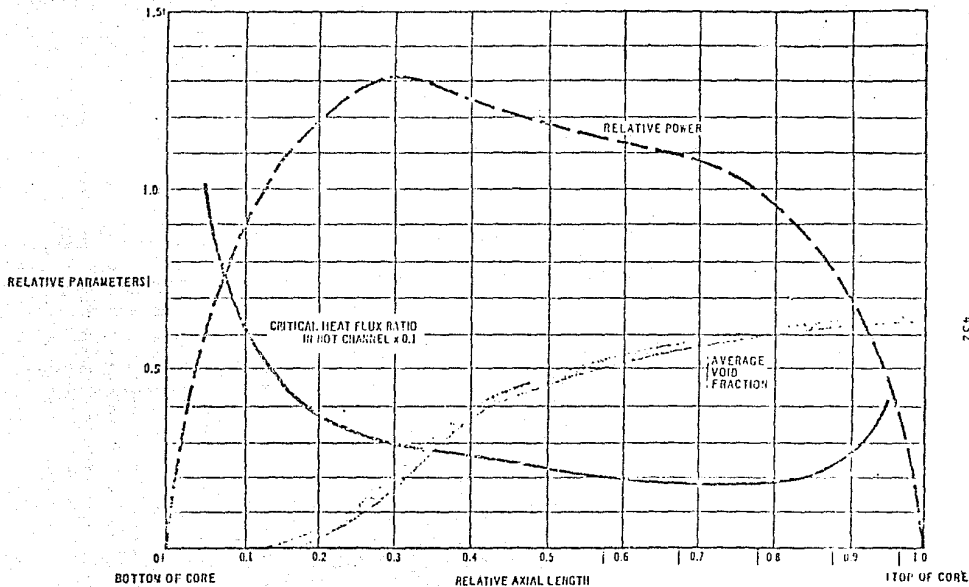
La variación de parámetros termodinámicos significativos en un núcleo en operación normal se representan en la fig. 3-4.

9.3.5 DISEÑO MECANICO DEL COMBUSTIBLE.

La medida de las barras de combustible está basada en consideraciones económicas, y el criterio de diseño térmico adecuado y el flujo crítico de calor. El diseño del ensamble de combustible está basado en un balance económico entre el costo del ciclo de combustible, costo de fabricación del combustible y el costo de capital de la planta influenciado por el tamaño del núcleo y la vasija. El diseño del reactor es lo bastante flexible para que futuros desarrollos, mejoras reflejadas en el diseño del combustible y procesos de fabricación, puedan ser incorporados en cualquier tiempo de acuerdo con los beneficios económicos de ellos provenientes.

Cada ensamble de combustible está constituido por un paquete de combustible, consistente de un arreglo de $7 \times 7 = 49$ barras de combustible, encamisadas por un canal de Inconel-4 el cual desempeña varias funciones. El canal proporciona una guía y una superficie de referencia para el control de las barras, permite el control de la distribución de flujo en combinación con los orificios localizados en la placa de soporte del combustible y proporciona un soporte mecánico y protección durante las operaciones de manejo del combustible. La fig. 3-5 es una vista de conjunto e un diseño de referencia de un ensamble de combustible común.

La densidad del combustible y las dimensiones de la cubierta de la pastilla están seleccionadas considerando largas exposiciones



SPATIAL CORE PROPERTIES (WITH CONTROL RODS PARTIALLY INSERTED)

al flujo de calor de diseño. Las consideraciones de dilatación del UO_2 están basadas en la minimización de las interacciones de la cubierta de las pastillas en condiciones de vida-final. Un volumen libre adecuado es proporcionado dentro de las barras de combustible para prevenir una sobretensión en la cubierta que suele resultar de la larga irradiación del UO_2 . El espacio para el gas liberado en la fisión es conservadoramente medido a los valores de temperatura y exposición de diseño.

La liberación de gas de fisión está basada en el siguiente modelo:

Para una exposición promedio de las barras de combustible de cero hasta 15,000 Mwd/sT* *Megawatt-día por tonelada corta de UO_2 liberado por todo el combustible a T 3000 °F,
 20% liberado por todo el combustible a T 3450 °F,
 100% liberado por todo el combustible a T 3450 °F,
 y para una exposición promedio de las barras de combustible mayor que

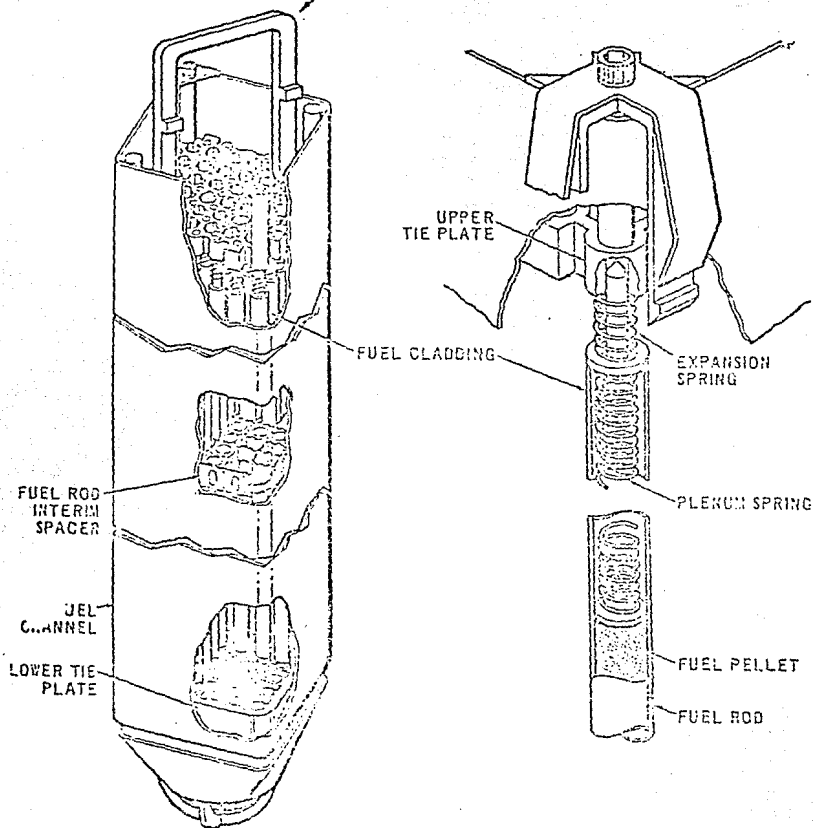
15,000 Mwd/sT,
 4% liberado por todo el combustible a T 3000 °F, y
 100% liberado por todo el combustible a T 3000 °F.

El material del combustible es UO_2 contenido en un tubo de encapsulado de Zircaloy. El Zircaloy-2 es usado como material de encapsulado en el diseño del combustible para la carga inicial del núcleo y para las recargas en el alcance del equilibrio del ciclo de combustible. Las barras de combustible en cada ensamble de combustible están localizadas en puntos intermedios con espaciamientos y por el tipo de placas en la punta de las barras.

El moide final, la pieza de nariz, y el mango de ensamble son de acero inoxidable. Todos los resortes usados en el ensamble los cuales están expuestos al refrigerante del reactor están hechos de Inconel-X. Las barras de combustible individuales del arreglo de 7 x 7 están espaciadas y soportadas por las placas superior e inferior. Aproximadamente 8 barras de combustible son usadas como barras de empuje las cuales cierran las placas superior e inferior. Estas barras de empuje soportan el peso del ensamble solo durante las operaciones de manejo de combustible. Durante la operación, las barras de combustible están soportadas por la placa inferior de

HANDLE

434



FUEL ASSEMBLY

Figure 3-5

ligadura. Siete espaciamentos de barras de combustible, igualmente espaciados a lo largo del ensamble de combustible, mantienen el espacio barra-barra. Una barra de combustible utiliza conectores esféricos para mantener el alineamiento axial de los espaciamentos. Las barras de combustible, los espaciamentos, las placas de ligadura superior e inferior, y otros sujetadores están encerrados en el canal de Zircaloy-4.

9.3.6 REACTIVIDAD DEL REACTOR, SISTEMA DE CONTROL.

Barras de Control.

El diseño de las barras de control, utilizando carburo de boro (B_4C) compactado en tubos de acero inoxidable, fue introducido en el BWR Dresden en abril de 1961. Desde entonces este sistema ha demostrado excelentes propiedades mecánicas y funcionamiento nuclear.

Un programa de continua vigilancia mide la presión acumulada en la cuchilla, las propiedades mecánicas y la efectividad de absorción neutrónica, en el reactor Dresden.

Un tubo esférico de B_4C está bajo irradiación en uno de los ensambles de combustible del Dresden para proporcionar información en condiciones de un alto flujo de irradiación.

Las barras de control ejecutan una función dual, distribuyen la potencia y controlan la reactividad. La distribución de potencia en el núcleo es controlada durante la operación del reactor por la manipulación de patrones de barras seleccionados. Las barras, las cuales entran desde el fondo del reactor cuasi-cilíndrico, son posicionadas de tal manera que contrabalancean los vacíos de vapor en el punto superior del núcleo y efectúan una significativa reducción de la potencia. Estos grupos de elementos de control usados para la reducción de la potencia experimentan algo así como un alto ciclo de trabajo y exposición neutrónica en comparación con otras barras del sistema de control.

La función de control de la reactividad requiere que todas las barras estén disponibles ya sea para el "scram" o la regulación de reactividad. Los elementos de control, por lo tanto, son mecánica-

mente diseñados para soportar las fuerzas dinámicas resultantes de un scram. Ellas están conectadas al montículo del fondo, el mando actuado hidráulicamente permite ya sea el prosicionamiento axial - para la regulación de la reactividad o la rápida inserción de scram. El diseño de la conexión barra-mando permite a cada cuchilla ser atada o desatada de su mando sin causar disturbios al resto del sistema de control. El mando de montículo de fondo permite que la entrada del sistema de control sea totalmente libre y operable para pruebas con la vasija del reactor abierta.

Descripción de las barras.

La sección de barras comunes de carburo de boro consisten en - una funda cruciforme que guarda un arreglo de tubos verticales pequeños de acero inoxidable rellenos de B_4C en polvo. El B_4C es compactado vibratoriamente hasta entre el 65% o 75% de la densidad teórica (2.504 gm/cc). Las barras son cruciformes y tienen un tamaño total de 9.75 pulgadas. Ellas están espaciadas uniformemente a través del núcleo son tramos de 12 pulgadas.

Los principales miembros estructurales de la barra consisten en dos tubos de ajuste, un poste central vertical cruciforme y cuatro tubos envolventes en forma de U. Los tubos de ajuste y el poste central están soldados con autógena dentro de una estructura esqueleto. Los tubos en forma de U están soldados con autógena a esta unidad para formar una estructuralmente rígida casilla para contener los tubos de B_4C . La cubierta se extiende a todo lo largo del elemento de control y proporciona una superficie de cuchilla continua. Esta envolvente también contiene una serie de agujeros para permitir al agua refrigerante entrar en contacto y circular libremente entre los tubos de B_4C .

Las barras de control son refrigeradas por el flujo de fuga del núcleo. El flujo de fuga del núcleo está constituido por el flujo de recirculación que se fuga a través de algunas trayectorias de flujo de fuga, las cuales son:

El área entre el canal de combustible y la pieza del ensamble de combustible.

El área entre la pieza de nariz del ensamble de combustible y la pieza de soporte de combustible.

El área entre la pieza de soporte del combustible y la placa

del núcleo

y

El área entre la placa del núcleo y la cubierta.

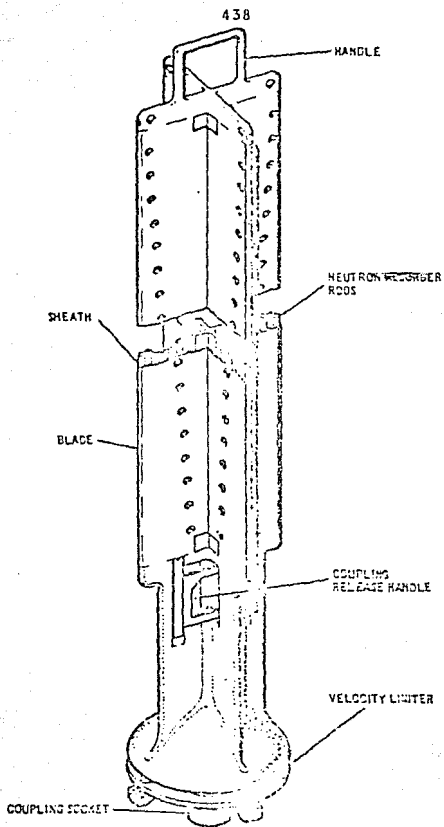
Estimaciones de diseño de la vida de las barras.

En adición a la satisfacción de los requerimientos iniciales de efectividad del control, se espera que las barras de control tengan una vida media de aproximadamente 15 años de potencia de combustible. La vida media de operación de las barras de control está gobernada por los siguientes factores:

- Pérdida de la efectividad de control debido al agotamiento del boro (específicamente del isótopo Boro-10) la tolerancia de diseño del sistema de control es de 10%, pérdida relativa de la fuerza del sistema de control o, equivalentemente, cerca de 0.015 k/k.
- Límite de la vida media mecánica tomado como el punto en el cual la presión interna del helio procedente de la reacción Boro-10 (n, γ) alcanza los esfuerzos de membrana primarios en cualquier tubo en la barra de control hasta el límite de diseño de esfuerzos.

La operación de las barras de control no ha alcanzado el punto donde la confirmación experimental directa de la vida de la barra pueda ser hecha. En consecuencia, el tiempo de vida de las barras de control puede solamente ser estimado utilizando los diseños típicos de un reactor y por la experiencia de operación. Cambios de la efectividad de control de las barras del reactor Dresden cambios inapreciables en el valor de las barras de control para un ciclo de operación de 8 años.

La operación de vida mecánica de las barras de control es estimado evaluando el funcionamiento del borde del tubo de B_4C de mayor exposición en el reactor. Este es, en este tubo el Boro-10 quemado y la correspondiente presión de helio alcanzan su máximo. Pero el tiempo de vida mecánico y nuclear estimado está basado en un pequeño segmento del elemento más expuesto. Esto presupone una rotación programada de los elementos de control usados para la reducción de la potencia y control del reactor. El actual intercambio de algunas barras entre los puntos de alta y baja exposición -



Control Rod
Figure 3-6

extenderá la vida de las barras.

Características nucleares de las barras de control.

El sistema de barras de control está diseñado de tal manera - que es capaz de realizar un paro adecuado en cualesquier momento. Para asegurar un margen para cambios de reactividad crebles, el sistema de control tiene la capacidad para bajar la potencia y mantener el núcleo continuamente subcrítico con cualquier barra de control introducida al máximo. Esta capacidad está experimentalmente demostrada cuando las alteraciones de la reactividad se llevan a cabo en el núcleo del reactor. El uso del control mecánico permite revisiones periódicas en la reactividad del núcleo durante las recargas de combustible. Las barras de control son introducidas adyacentemente a un ensamble de combustible para verificar la subcriticidad y predecir el exceso de reactividad del combustible.

La razón máxima de inserción de las barras de control está establecida de tal manera que la continua inserción de las barras de control no resultará en daños al combustible. La razón de inserción de las barras de control en un seram es suficiente para proteger al reactor contra daños en todo trance que pueda esperarse ocurra durante la vida de la planta.

Las barras de control son usadas principalmente para la distribución de potencia, y para el control fino de largo-tiempo de los cambios de reactividad los cuales ocurren como resultado de la irradiación del combustible. El sistema de control de flujo el cual es usado para los cambios rápidos de la carga de flujo reduce los requerimientos de velocidad de respuesta de las barras de control y así mejora la seguridad de la planta. Cada 2 o 3 meses, los esquemas de barras de control son rotados para proporcionar más uniformidad en el combustible y quemado de las barras de control. En operación cotidiana normal entre cambios de esquemas de barras de combustible, son requeridos pequeños movimientos de las barras de control por agotamiento de la reactividad. Por lo tanto, la operación del reactor no necesita continuamente los cambios de esquemas.

Con los esquemas de barras de control normales requeridos para mantener una distribución de potencia aceptable en el núcleo en operación, puede obtenerse una efectividad de control de cerca de - -

0.0005 Δk . El máximo valor de una barra en un esquema típico de -- operación será de cerca de 0.01 Δk de efectividad. La máxima in- - fluencia de una barra en un esquema será de 0.002 $\Delta k/k$ para cualquier incremento de la influencia por la inserción de una barra de control.

La función de monitoreo del valor de la barra de control es mantenido en línea en un computador digital. Su propósito es garanti--zar que sean mantenidos bajos valores de dispersión en las barras de control.

La función es proventiva en concepto. Esto permite máxima li- bertad en la programación de las barras de control, y previene aque- llos esquemas los cuales resultan en un valor excesivo de barra.

El limitador de velocidad es un dispositivo el cual es una parte integral de la barra de control y la protege contra la baja probabilidad de un accidente en la bajada de la barra. Este es diseñado para limitar la velocidad de caída libre y la razón de inserción de reactividad de la barra de control de tal manera que ocurra el - menor daño posible al combustible. Este es un tipo de diseño, en - el que el tiempo de seram de la barra de control no es significativa- mente afectado.

Control suplementario de la reactividad.

Los requerimientos de control del núcleo inicial son considera- blemente mayores a los requerimientos de un núcleo en equilibrio de bido a que todo el combustible está fresco en el núcleo inicial. -- Los requerimientos de control del núcleo inicial están constituidos por el uso de los efectos combinados de las barras de control movi- bles y un veneno quemado suplemental.

En el presente, el control suplementario es en forma de una hoja de boro-acero inoxidable (ver figs. 3-3 y 3-4). Si hay suficien- tes datos disponibles en el tiempo de la fabricación del primer nú- cleo, las cortinas temporales de control serán reemplazadas por veveno quemado (Gd_2O_3) disperso en el combustible de algunas barras - de cada ensamble de combustible. Esta alternativa tiene el poten- cial para mejorar la distribución de potencia del primer núcleo, y tiene las ventajas de proporcionar un primer intervalo de operación un poco más largo, y de eliminar la necesidad de las cortinas tempo- rales de control.

adelante, el ciclo de operación de la planta (tiempo requerido entre la recarga del núcleo) es aproximadamente de un año. Durante la transición desde el núcleo inicial hasta el núcleo equilibrado, el tamaño de la hornada de recarga de combustible puede ser varia da para mantener el intervalo de recarga en un año.

El diseño del programa de recarga de combustible está basado en el factor específico anual de carga. Las variaciones en el factor anual de carga puedan ser acomodadas por:

- Manteniendo un enriquecimiento constante del combustible de recarga y variando el tamaño de la hornada de combustible de recarga para mantener un intervalo de recarga de un año. Un gran tamaño de la hornada de combustible de recarga es requerido conforme el factor de carga es incrementado.
- Variado el tamaño de la hornada de recarga de combustible y el enriquecimiento del combustible de recarga puede mantenerse el intervalo de un año entre recargas y una exposición constante de descarga.
- Manteniendo constante el enriquecimiento del combustible de recarga y el tamaño de la hornada de combustible de recarga y permitiendo que el intervalo de recarga varíe.

En el programa normal de recarga de combustible, el combustible descargado del primer ciclo guardado por un ciclo y entonces reinsertado para un quemado adicional en el tercer ciclo. Las ventajas de este programa compensan la desventaja de un inventario de carga para la reinsertión y el requerimiento de una gran hornada en el tercer ciclo.

Las ventajas de la reinsertión de combustible son:

- Los requerimientos de enriquecimiento de combustible son reducidos para obtener una energía adicional de la baja exposición del combustible inicialmente descargado del primer núcleo.
- El pico de exposición de la hornada del núcleo inicial es relativamente reducido en comparación con un programa de recarga de combustible no es guardado para su reinsertión. Este procedimiento mejora la confiabilidad del combustible y por lo tanto la disponibilidad de la planta sin sacrificar la exposición promedio del núcleo.

Solo unos pocos materiales tienen las secciones eficaces nucleares que son adecuadas para los venenos quemados. Un veneno quemado satisfactorio debe agotarse completamente en un ciclo de operación de tal manera que ningún residuo del veneno exista para penalizar el U-235 inicial requerido. Es también deseable que la reactividad positiva proveniente del veneno quemado iguale al menos el decrecimiento lineal en la reactividad del combustible procedente de los productos de fisión quemados y del agotamiento del U-235. Un blindaje auxiliar de venenos quemables consistente en gadolinia (Gd_2O_3) dispersada en unas pocas seleccionadas barras de combustible en cada ensamble de combustible proporciona las características deseadas. La Gd_2O_3 se agota como un cilindro con radio decreciente para proporcionar un incremento lineal en la reactividad. La concentración es seleccionada de tal manera que del veneno se agote en un ciclo de operación de un año. Es posible mejorar la distribución de potencia por medio de una distribución espacial del veneno quemable.

La gadolinia ha sido usada como un veneno quemable en más de 100 ensambles de dos de las más recientes recargas del reactor Dresden. Esto proporcionará una experiencia base para extender sus aplicaciones a los primeros núcleos apropiadamente. Ciertas cantidades de gadolinia mezcladas con UO_2 han comenzado a irradiarse también en Big Rock Point. La concentración de veneno es axialmente distribuida para obtener la distribución de potencia.

9.3.7 MANEJO DEL COMBUSTIBLE.

La General Electric suministra recomendaciones para el óptimo esquema de recarga durante la vida del núcleo. Catálogos de largo rango de carga son suministrados con el núcleo inicial, y pueden ser periódicamente revisados conforme los datos de operación vayan siendo disponibles. La flexibilidad del núcleo del BNR permite variaciones de los intervalos entre recargas a través de la variación del tamaño de la hornada de recarga de combustible. La primera parada para recarga de combustible ocurrirá aproximadamente 1.25 a 2.00 años después del comienzo de la operación en potencia. De allí en

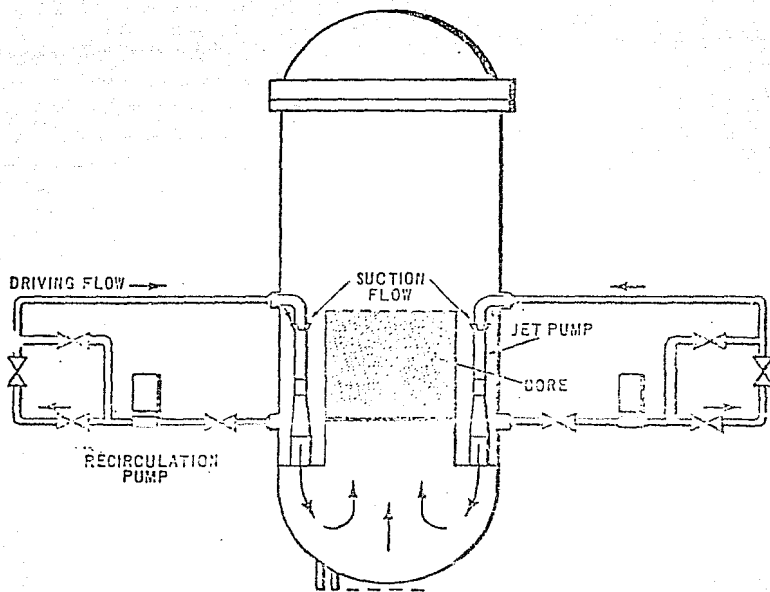
- Una larga horneada es recomendable para el reprocesamiento al final del segundo ciclo.

9.4 SISTEMA DE RECIRCULACION DEL REACTOR.

Bombas de alto funcionamiento son usadas en el sistema de recirculación avanzado. Localizadas dentro de la vasija del reactor, las bombas -las cuales no tienen partes móviles- proporcionan una trayectoria interna continua de circulación para la mayor porción del flujo nuclear refrigerante. El sistema fue primeramente incorporado en el Dresden 2.

9.4.1 TRAYECTORIA DE FLUJO.

El sistema de bombeo de recirculación a reacción proporciona un flujo forzado de circulación a través del núcleo del BWR. Una fracción del refrigerante recirculante se queda en la vasija del reactor para pasar a través de dos trayectorias de recirculación. (Ver fig. 4-1). Una bomba centrífuga mecánicamente sellada, convencional, de una etapa, en cada trayectoria proporciona la potencia de movimiento para accionar las bombas a reacción. La presión de descarga de la bomba -típicamente de alrededor de 200 psi por encima de la presión de succión- es convertida en energía cinética por medio de las narices de las bombas de reacción. La alta velocidad de reacción saliendo de estas narices proporciona el balance del flujo de recirculación conforme este entra a la sección de mezclado de las bombas de reacción. Los niveles de presión necesarios en la ensenada del núcleo son establecidos conforme la alta energía cinética contenida de la emanación marginada es gradualmente recobrada en el difusor, con el flujo de descarga entonces pasando dentro de la ensenada en pleno del núcleo. Por la selección apropiada de la medida de la nariz y la geometría de los componentes de la bomba de reacción,



RECIRCULATION SYSTEM

Figure 4-1

el funcionamiento de las bombas de reacción puede ser variado según los requerimientos de diseño del núcleo. Una discusión más detallada de la trayectoria de flujo del refrigerante en el interior de la vasija es dada en la secc. 5.

9.4.2 APLICACIONES DE LAS BOMBAS DE REACCION EN LOS BWR.

En estos sistemas avanzados de recirculación, las bombas a reacción están colocadas en la región anular entre la cubierta del núcleo y la pared interior de la vasija. Cada par de bombas de reacción es alimentado de fluido de trabajo por un solo tubo; estos tubos tienen penetraciones individuales en la vasija y reciben el flujo de uno de dos múltiples externos. El fluido de trabajo para cada múltiple de distribución es suministrados por su bomba centrífuga asociada. También, el número de narices de salida de recirculación han sido reducidas desde aproximadamente 5 hasta 2. La fig. 4-2 muestra el arreglo de la vasija del reactor incorporando las bombas de reacción.

9.4.3 OPERACION DE LAS BOMBAS DE REACCION.

El fluido de trabajo entra a la nariz a una alta presión y es acelerado hasta alcanzar una gran velocidad en la calidad de la nariz, donde el flujo de succión entra a baja presión la cual es nuevamente reducida conforme el flujo es acelerado a través de la entrada de la nariz convergente. Estas dos corrientes de reserva en la sección de mezclado donde ocurre un pico de presión debido a que el arreglo del perfil de velocidades y al momentum transferido causado por el mezclado. La razón de pico de presión decrece cerca del final de la sección de mezclado porque la mezcla es esencialmente completada. Una difusión es provocada en el fondo de la corriente de la sección de mezclado frenando la relativamente alta velocidad de las corrientes de mezclado.

Esto convierte la carga dinámica en carga estática. El proceso es ilustrado en la fig. 4-3.

El sistema de bombeo a reacción acomoda adecuadamente el espectro total de razones de flujo requerido para el seguimiento de carga.

La característica de seguridad de post-accidente que tiene la capacidad de inundar el núcleo con una bomba a reacción es descrita en la fig. 4-4. Este diseño permitirá una inundación hasta aproximadamente dos terceras partes del núcleo. No hay una línea de escape de recirculación la cual pueda prevenir una reinundación del núcleo hasta el nivel a tope con la bomba a reacción.

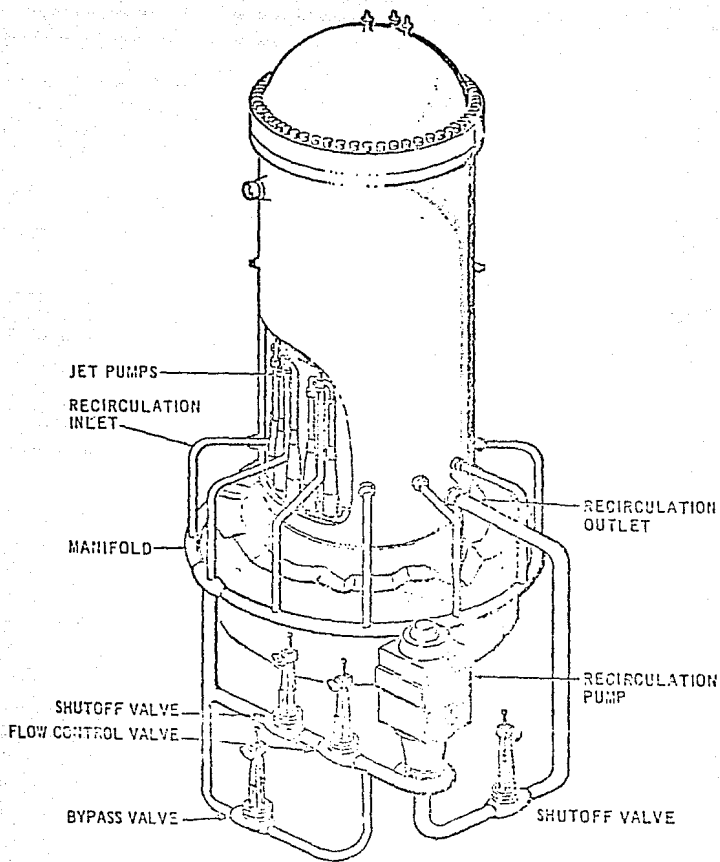
9.4.4 DISEÑO DE LAS BOMBAS A REACCIÓN.

El difusor de las bombas a reacción es una sección cónica gradual terminando en una sección cilíndrica recta en el fondo la cual esta soldada dentro de la cubierta de soporte. La sección de garganta, un componente reemplazable, es una sección recta de tubo con un pequeño difusor en el fondo y la nariz en la parte superior. El ensamble de nariz puede ser removido desconectando la pestaña divisoria. El soporte lateral es proporcionado por un freno agregado al contraescalón.

La altura total desde el tope de la entrada de la nariz hasta el difusor de descarga es aproximadamente 19 pies (5.8 m). (Ver -- fig. 4-5). Las operaciones de desensamble y reemplazo de los componentes de las bombas a reacción no es significativamente más difícil que otras partes que reunieren mantenimiento en el reactor.

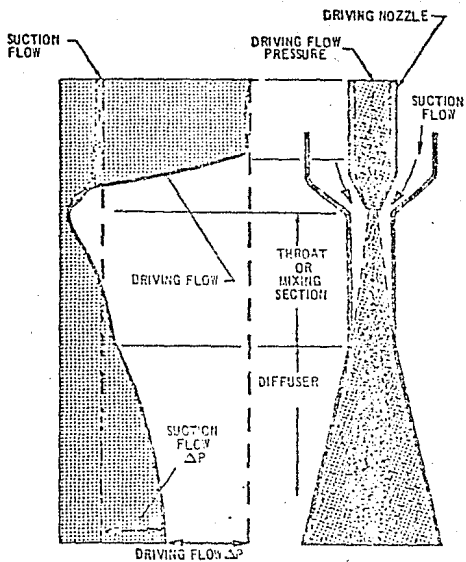
Han sido tomadas provisiones en el diseño para instrumentar -- los pasajes de flujo de las bombas a reacción para averiguar su funcionamiento individual y colectivo bajo condiciones de operación variables. Algunas de estas bombas tendrán múltiples golpes de presión en varios puntos y de los datos resultantes del funcionamiento de ciertos instrumentos de medición montados en las bombas pueden deducirse ciertas conclusiones.

La vida física de las bombas de reacción estará gobernada el -



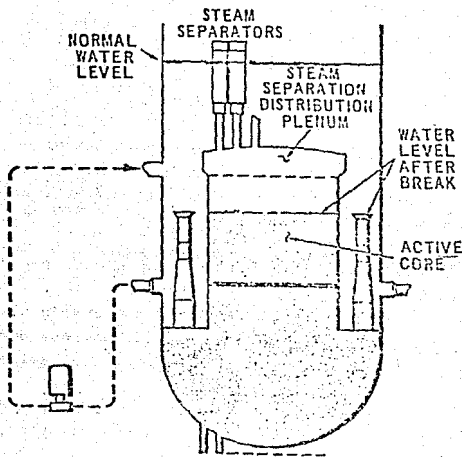
BWR VESSEL ARRANGEMENT FOR JET PUMP
RECIRCULATION SYSTEM.

Figure 4-2



JET PUMP PRINCIPLE

Figure 4-3



CORE SUBMERSION CAPABILITY
OF JET PUMP SYSTEM

Figure 4-4

comportamiento de los materiales. Los efectos de la irradiación - sobre el acero inoxidable Tipo 304 no afectan significativamente - el análisis de la vida de diseño de los componentes. Ambas, la -- erosión (corrosión dinámica) o la deposición sobre la nariz de la bomba y la garganta de mezclador pueden afectar el funcionamiento en un menor grado. Datos industriales muestran que el acero inoxidable es un material sobervio para resistir la acción de la corrosión de altas velocidades de fluido.

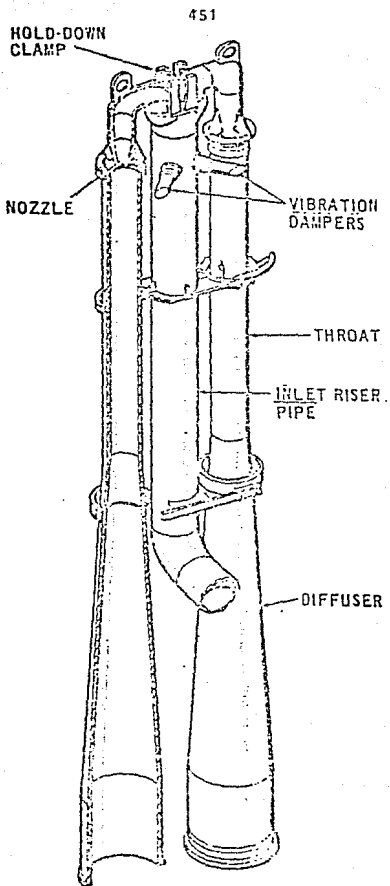
9.4.5 BOMBAS Y TUBERIAS DE RECIRCULACION.

El tipo de las bombas de recirculación es de una etapa, verticales, unidades centrífugas con sello mecánico. Las bombas están accionadas por un motor eléctrico de velocidad constante enfriado por aire-agua. La careasa y el impulsor están hechos de acero inoxidable.

El arreglo de las trayectorias de las bombas está hecho bajo condiciones que facilitan su inspección, mantenimiento y reparación en condiciones de planta parada. El diseño de contención permite la remoción de las partes internas y el motor. Cierta instrumentación proporciona un monitoreo de las bombas, el motor, y el sello durante la operación.

El circuito de tuberías de recirculación es de construcción - por soldadura y está diseñado, integrado y construido apropiadamente, conforme un mínimo, de los requerimientos del USAS Código - - B31.7 y todas las regulaciones aplicables del estado. Las tuberías, las válvulas asociadas, y las bombas están suspendidas usando sopores colgantes, minimizando de esta manera los esfuerzos resultantes en el punto de atraco de la vasija del reactor. Toda la tubería de recirculación está reforzada para prevenir vibraciones como resultado de las fuerzas de reacción que pueden alcanzarse si una tubería se rompe cuando esto ocurra.

Las válvulas con sus operadores están colocadas en el circuito de recirculación para controlar el flujo y para el mantenimiento de las bombas y de las válvulas de control de flujo.



JET PUMP ISOMETRIC

Figure 4-5

Las válvulas de mantenimiento están localizadas corriente arriba de las bombas y corriente abajo de las válvulas de control localizadas en el sitio de descarga de las bombas permitiendo el mantenimiento en paralelo con la operación de recarga de combustible. No son necesarias consideraciones especiales de nivel de presión de agua en la vasija del reactor. Una línea de desvío ("bypass"), desde corriente arriba de la válvula de control hasta corriente abajo de la válvula de control hasta corrinete abajo de la válvula de mantenimiento, con un operador, es usada durante la puesta en marcha de la planta. Las válvulas de acero inoxidable tienen doble equipo de empaque de vástago en comparación con las válvulas comunes para proporcionar un alto rendimiento de sellado. Los mismos tipos de válvulas y empaques se han venido usando en las plantas en operación del presente.

El sello mecánico de las bombas ha probado tener un alto rendimiento, con mínimas piezas de mantenimiento de equipo. El sello mecánico de las bombas fue desarrollado en 1955 y ha sufrido continuos refinamientos con el tiempo. Dos sellos totales de presión y un control integral de presión están montados de tal manera que cada uno de los sellos opera a un medio de presión. En el evento de fractura de cualquiera de los dos sellos, la carga de presión total es automáticamente absorbida por el otro sello para lograr una operación continua de la bomba.

El ensamble de sello completo consiste en dos sellos y un control interno de presión que puede ser removido y reemplazado con un ensamble de repuesto en un lapso de 4 a 6 horas sin remover el motor de la bomba. El ensamble de sello es una salida auxiliar y no se requiere un ajuste del sistema de sello después de la instalación. El flujo de agua de enfriamiento del sello más la fuga de sello en operación normal es menor a 3/4 de gpm (galón por minuto). Con la mayor falla de uno de los sellos, esta fuga se incrementa a cerca de 1 gpm como máximo. El agua fugada es colectada, procesada de un sistema de desechos radiactivos con otro equipo de drenaje, y retornada al tanque de almacenamiento de condensado. Un diseño objetivo para los sellos individuales es que la vida del sello sea la de un año basada en un factor de probabilidad del 90%.

Las bombas de recirculación del motor son accionadas por moto-

res verticales comunes alimentados directamente del sistema auxiliar de c-a de la planta. Los motores están totalmente cerrados con intercambiadores de calor de enfriamiento agua-aire. El agua de enfriamiento para los intercambiadores de calor es proporcionada por un sistema cerrado de agua de enfriamiento para servicio del reactor.

El circuito de tubería de recirculación, las válvulas y bombas están diseñadas de acuerdo a la provisión para inspección en servicio.

9.5 ENSAMBLAJE DEL REACTOR.

El ensamblaje del reactor consiste en la vasija del reactor, partes internas de la vasija, barras de control, casetas de mando de las barras de control y mandos de las barras de control. La fig 5-1 muestra la vasija separada con los componentes típicos del arreglo.

Los ensambles individuales de combustible en el núcleo descansan en las piezas de soporte de combustible montadas en el tope de los tubos guía de las barras de control. Cada tubo guía, con su soporte de combustible, carga el peso de cuatro ensambles y es soportado por la raíz de penetración de mando de las barras de control en la cabecera del fondo de la vasija. La placa del núcleo proporciona guía lateral en el tope de cada tubo guía de la barra de control.

La rejilla superior del núcleo, montada dentro de la cubierta del núcleo proporciona soporte lateral para el tope de cada ensamble de combustible. Las cortinas temporales de control de acero-inoxidable-boro están suspendidas de la rejilla superior y se extienden hacia abajo entre los ensambles de combustible. Estas cortinas de control son usadas durante el principio de la operación del núcleo inicial para proporcionar un control suplementario necesario para alcanzar una gran exposición del combustible; ellas no son usadas durante las recargas subsecuentes y son removidas - -

durante la primer recarga de combustible.

Las barras de control ocupan espacios alternados entre los ensambles de combustible y pueden ser insertadas dentro de los tubos guía por debajo del núcleo durante la operación de la planta. Las barras están acopladas a los ensambles de mando montados enteramente dentro de las casetas soldadas a la cabecera del fondo de la vasija del reactor. Una pestaña de ensamble es proporcionada en el fondo de cada caseta para facilitar la remoción y mantenimiento del ensamble de mando de las barras. Los detalles de los mandos y de sus sistemas hidráulicos son presentados en la sección 6.

9.5.1 VASIJA DEL REACTOR.

La vasija del reactor es una vasija de presión típica con un solo diámetro total en la cabecera. El material base de la vasija es una aleación de acero la cual está recubierta en un interior con acero inoxidable para proporcionar la resistencia necesaria a la corrosión. Como la cabecera de la vasija está expuesta a un ambiente de vapor saturado durante su vida de operación, sobre esta superficie interior no se usa recubrimiento de acero inoxidable.

Son escogidas técnicas de fabricación avanzadas y un grano fino de acero para minimizar los efectos de la radiación. Además, el espacio anular el cual lleva el agua de recirculación y el agua de alimentación hacia abajo entre la cubierta del núcleo y la vasija, reduce los daños por radiación al material de pared de la vasija. Debido a este diseño, la exposición integrada del material de la vasija a los neutrones con niveles de energía mayores que 1 MeV es limitada a menos de 1×10^{19} nvt dentro de una vida de operación de 40 años. La vasija es diseñada para permitir la inspección en servicio. Muestras de materiales de vasija para vigilancia son colocados dentro de la vasija para facilitar un monitoreo periódico de exposición y propiedades de los materiales. Son tomadas provisiones para la irradiación con el propósito de monitorear y evaluar los cambios inducidos de radiación en la vasija y materiales.

estructurales. Tales programas conducen a mejores diseños de los reactores. La selección inicial de materiales de alta calidad teniendo ninguna temperatura ductuul de transición de 40°F o menos, junto con un continuado programa de prueba y evaluación, garantizan que la vasija pueda cumplir los requerimientos de operabilidad y seguridad a través de su tiempo de vida de diseño.

El sello de cierre del cabezal de la vasija tiene dos anillos circulares concéntricos para tener fugas no detectables hacia al interior o el exterior de la junta en todas las condiciones de operación. Estas condiciones incluyen pruebas hidrostáticas en caliente, calentamiento y enfriamiento (100°F por hora), y operación en potencia. La integridad del sello, después del reemplazo durante el período de paro, es hidrostáticamente probada antes de la puesta en marcha del reactor. Esta es la única prueba hidrostática requerida durante la operación de la planta. Para garantizar la integridad del sello, un sistema de detección de fugas es instalado convenientemente.

Los soportes de la vasija, los soportes internos, sus atracas, duras, y secciones de carcasa adyacentes son diseñadas para absorber las máximas cargas combinadas; incluyendo las reacciones provocadas por el mando de las barras de control, cargas por temblores de tierra, y reacciones de empuje, sin desplazamiento permanente. La vasija está montada sobre una tarima de soporte la cual descansa sobre una estructura de acero y concreto la cual está integrada con la cimentación del reactor. La estabilidad lateral para el tope de la vasija es proporcionada por medio de parejas fijas de guías estabilizadoras atracadas a la vasija y alrededor del pozo seco de la estructura. Estas guías permiten expansiones radiales y axiales de la vasija y proporcionan alto soporte para las condiciones de temblores de tierra en el sitio de la planta.

Muchas características han sido incorporadas en el diseño de la vasija y sus tuberías asociadas para simplificar la operación de recarga de combustible. Las líneas de salida de vapor están soldadas al cuerpo de la vasija, esto elimina la necesidad de juntas en las líneas de vapor cuando se remueve el cabezal para recarga de combustible. Otra característica de diseño es el sello temporal entre la vasija y el pozo seco circundante, el cual permite la inunda

ción del espacio (pozo del reactor) arriya de la vasija durante las operaciones de recarga de combustible.

9.5.2 COMPONENTES INTERNOS DEL REACTOR.

El mayor componente del reactor es el núcleo (combustible, cuchillas de control, canales, e instrumentación), la cubierta del núcleo, el ensamble separador de vapor, el ensamble de secado de vapor, y las bombas a reacción exceptuando el Zircaloy en el núcleo del reactor, estas partes internas del reactor son de acero inoxidable o alguna otra aleación resistente a la corrosión. Todos los componentes internos mayores de la vasija pueden ser removidos excepto los difusores de las bombas a reacción, la cubierta del núcleo, el mástil de rocío del núcleo (perteneciente al sistema auxiliar de seguridad), y las tuberías internas de las bombas a reacción. La remoción de la rejilla superior del núcleo y la placa de ensamble es una de las mayores tareas y es dudoso que estos componentes requieran removerse durante la vida de la planta. La remoción de otros componentes tales como los ensambles de combustible, ensambles internos del núcleo, barras de control, piezas de soporte del combustible, etc., pueden ser realizadas sobre bases rutinarias.

Cubierta del Núcleo.

La cubierta es una estructura cilíndrica de acero inoxidable la cual rodea al núcleo y proporciona una barrera para separar el flujo a través del núcleo del flujo hacia abajo en el anillo. Una pestaña en el tope aparejada alrededor con una pestaña sobre el separador de vapor forma la descarga del núcleo. Los difusores de la descarga de las bombas a reacción penetran el soporte de la cubierta por abajo de la elevación del núcleo para introducir el refrigerante al interior. Para prevenir el flujo directo desde el interior a las narices de salida de los circuitos de recirculación, el soporte de la cubierta está diseñado para llevar el peso de la cubierta, de los separadores de vapor, y del sistema de bombas a reacción.

El mástil anular de rocío con las narices de rocío para la inyección de agua de refrigeración está montado a lo largo del interior de la cubierta del núcleo en el espacio entre el tope del núcleo y la base del separador de vapor. El mástil de rocío del núcleo y las narices no interfieren con la instalación o reposición de combustible del núcleo. Una nariz para la inyección de una solución absorbidora de neutrones (pentaborato de sodio) está montada abajo del núcleo en la región interior de recirculación. Los sistemas de rocío y líquido de control de espera (standby) del núcleo -- constituyen parte de los sistemas de seguridad.

Ensamble del separador de Vapor.

El ensamble del separador de vapor constituye una base dentro de la cual está soldado un arreglo de tubos verticales, con un separador de vapor localizado en el tope de cada tubo vertical. El ensamble del separador de vapor descansa sobre la pestaña en el tope de la cubierta del núcleo y forma la cubierta de la región de descarga del núcleo. El sello entre el ensamble del separador de vapor y la pestaña de la cubierta del núcleo es de contacto metal-metal y no requiere un empaque o algún otro tipo de técnica de selladura. Los separadores de vapor fijos tipo flujo axial no tienen partes móviles y están hechos de acero inoxidable.

En cada separador, la mezcla de vapor-agua subiendo a través de los tubos verticales incide sobre una veleta la cual da a la mezcla un giro para establecer un vórtice dentro del cual las fuerzas centrífugas separan el vapor del agua. El vapor sale del separador en el tope y pasa al interior del espacio de vapor húmedo abajo del pozo. El agua separada sale desde el fondo del separador y entra a la piscina que rodea los tubos de espera para entrar al anillo receptor del fondo. Un esquema interno del separador de vapor se presenta en las figs. 5-2 y 5-3.

Para facilidad de su remoción, el ensamble del separador de vapor está perneado a la pestaña que rodea el núcleo por medio de largos pernos que se extienden abajo de los separadores para fácil acceso durante el recargado de combustible. La base del separador es guiada a su posición sobre la pestaña que rodea al núcleo con alfileres localizados. El objetivo de este diseño es proporcionar acceso directo a los pernos durante la operación de recarga de combusti

ble con una mínima herramienta de profundidad bajo agua durante la remoción o instalación de los ensambles.

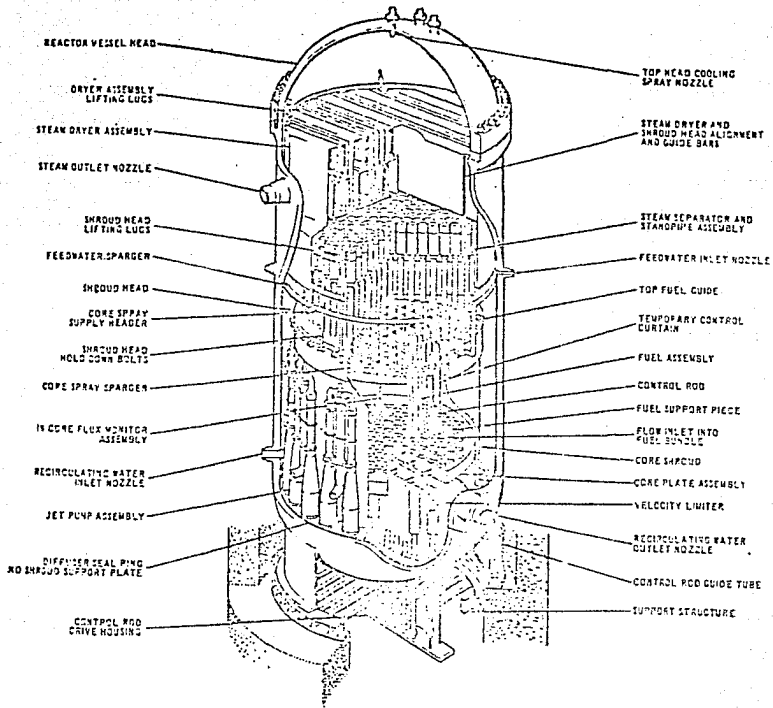
Ensamble del secador de Vapor.

El ensamble del secador de vapor está montado en la vasija del reactor abajo del ensamble separador y forma el tope y sitio del vapor húmedo. Guías verticales sobre el interior de la vasija proporcionan el alineamiento para el ensamble secador durante la instalación. El ensamble secador está soportado por medio de cojinetes que se extienden desde la pared de la vasija y está localizado en posición durante la operación.

El vapor proveniente de los separadores fluye hacia arriba y fuera a través de los pánecles secadores los cuales están atracados a un miembro soporte, y así forman una unidad integral. La humedad es removida y fluye primero a través de un sistema de traveses y tubos hacia la piscina circundante al separador y entonces dentro del anillo receptor de fondo entre el derredor del núcleo y la pared de la vasija del reactor. En la fig. 5-4 se presenta un esquema típico de un panel secador de vapor.

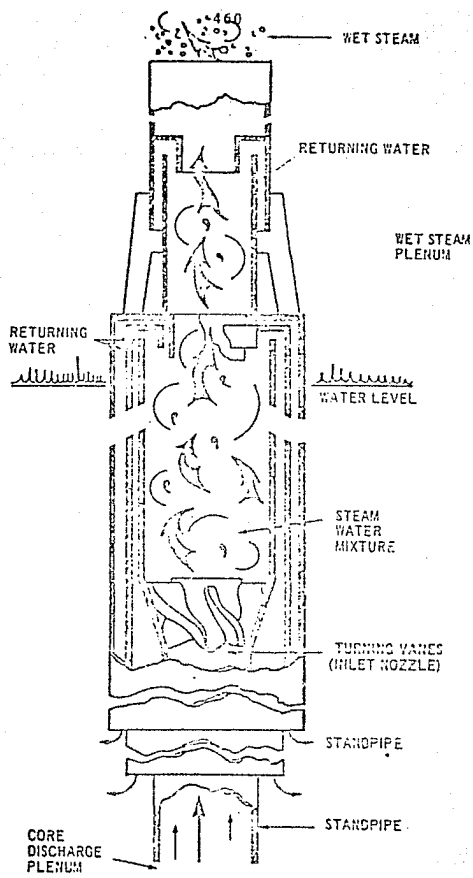
9.5.3 TRAYECTORIA DEL FLUJO.

Las bombas de recirculación succionan el flujo del fondo en el anillo entre el derredor del núcleo y la pared de la vasija. Una porción del flujo del receptor inferior sale de la vasija a través de las narices de recirculación. Es entonces bombeado a alta presión, distribuido en un múltiple al cual están conectados los tubos de ascenso, y retorna a la vasija por las narices de estrada. Este flujo se mezcla con el remanente del flujo del receptor inferior en la bomba a reacción, y descargas en el interior del espacio inferior del núcleo. Los difusores de las bombas a reacción están soldados dentro de las aberturas en el soporte que rodea al núcleo el cual forma un sello entre el espacio inferior y el sitio de succión de las bombas a reacción. El flujo de agua ascendente, entra a cada paquete de combustible a través de la pieza de nariz la cual descansa sobre la pieza de soporte de combustible. Orificios internos a



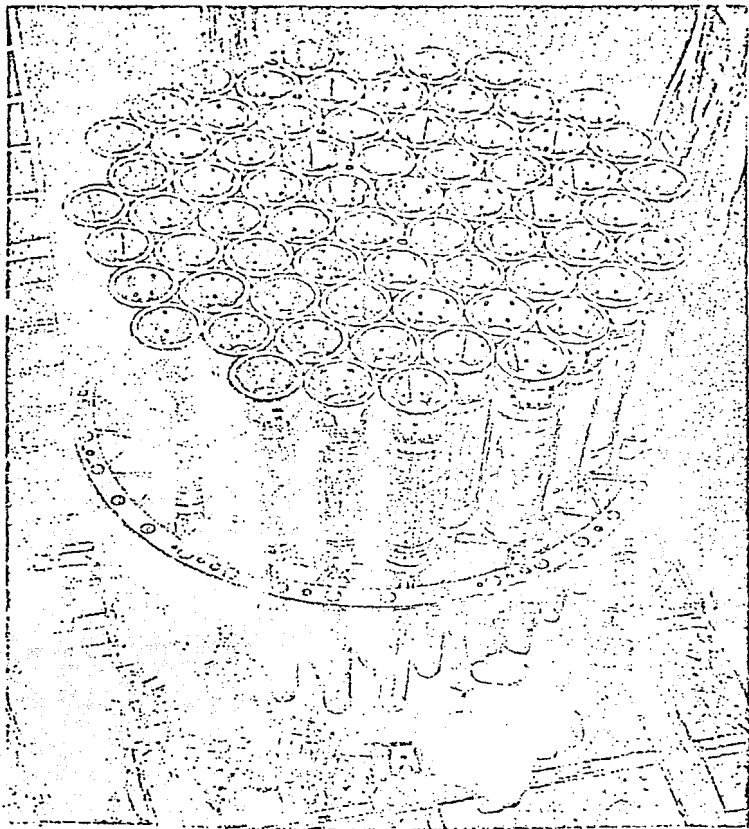
REACTOR VESSEL CUTAWAY

Figure 5-1



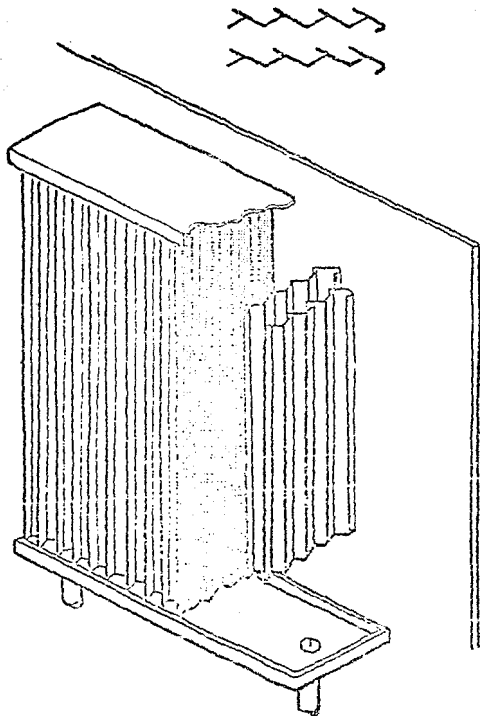
STEAM SEPARATOR

Figure 5-2



STEAM SEPARATOR

Figure 5-3



STEAM DRYER

Figure 5-6

Las piezas de soporte del combustible proporciona la distribución deseada de flujo entre los ensambles de combustible. El refrigerante pasa a lo largo de las barras individuales de combustible dentro del canal de combustible, donde es calentado y se vuelve bifásico, mezcla vapor-agua. La mezcla vapor-agua deja el ensamble de combustible en el tope y entra al espacio localizado directamente abajo del núcleo. Esta cavidad proporciona un amplio espacio para el balance del flujo dentro del arreglo de los separadores fijos de vapor localizados abajo de la región de la cavidad. El vapor es separado del agua y pasa a través de un secador donde al agua remanente es minimizada. El vapor saturado sale a través de la línea de vapor de nariz cerca del tope cuerpo de la vasija. El agua colectada abajo del secador es retornada a través de líneas de drenaje, -- junto con el agua liberada en los separadores, y fluye hacia abajo en el anillo entre el derredor del núcleo y la pared de la vasija. El agua de alimentación es adicionada al sistema a través de alimentadores localizados arriba del anillo y junto con el flujo descendente de agua. Una porción de este flujo descendente entra a las bombas de reacción y el remanente sale de la vasija como flujo de recirculación completando el circuito.

9.5.4 SISTEMA DE ALIVIO DE PRESION.

El sistema de alivio de presión está comprendido por una pestaña montada seguramente y válvulas de alivio/seguridad. Estas válvulas están localizadas en las líneas principales de vapor dentro del tramo de vapor seco anteriores al flujo restringido a las narices y a la primera válvula de aislamiento. Las válvulas de seguridad -- descarga directamente al interior del espacio del contenedor primario. Las válvulas de seguridad/alivio descargan a la piscina de su presión. Las válvulas de seguridad están seleccionadas de acuerdo al Artículo 9 de la Sección II de la ASME Código de Vasijas en Ebullición y a Presión. Siguiendo un recorrido de turbina o una válvula de cierre de aislamiento de vapor principal, la válvula de seguridad/alivio limita el pico de presión del reactor a una válvula bajo

condiciones de mínima seguridad. Así, las válvulas de seguridad no necesitan ser abiertas bajo condiciones normales de aislamiento. - La capacidad y puntos determinados para las válvulas de seguridad/alivio son seleccionados después de un detallado análisis de tránsito determinando las características de la respuesta de presión de la planta. Estas válvulas también sirven al sistema de paro automático bajo la señal automática o manual.

Un sistema alternativo de alivio de presión está disponible el cual, cuando es usado en conjunción con un sistema de múltiple de turbina apropiado, permite una operación continuada del reactor en un rechazo total de carga. Esta característica emplea las válvulas de seguridad/alivio para aumentar el sistema de múltiple de turbina para prevenir un seram del reactor, de este modo permite al reactor alimentar la planta auxiliar de carga y permite al reactor recobrar carga rápidamente una vez que la causa del rechazo de carga halla sido corregida. Bajo esta alternativa, la combinación de las válvulas de seguridad/alivio es usada, descargando a la piscina de supresión.

9.5.5. LINEAS DE VAPOR.

El vapor sale de la vasija unos pies abajo de la pestaña de la vasija del reactor a través de cuatro narices. Las líneas de vapor de acero al carbón están soldadas a las narices de la vasija y corren hacia abajo hacia la elevación donde salen del pozo seco. Válvulas operadas por aire de aislamiento están instalados sobre todas las líneas de vapor a ambos lados de la penetración al contenedor primario. Ambas válvulas de seguridad y las de seguridad/alivio tienen conexiones bridadas a la línea principal de vapor para fácil remoción para prueba y mantenimiento. Un flujo restringido a la nariz es incluido en cada línea de vapor como una medida ingenieril adicional de salvaguardia para protección contra un rápido desdrambramiento del núcleo en caso de un rompimiento de una línea principal de vapor. Este flujo de narices es reunido dentro de las líneas principales de vapor.

9.5.6 COMPARTIMIENTO DE MANDO DE LAS BARRAS DE CONTROL.

El compartimiento de mando de las barras de control es una salvaguardia ingenieril diseñada para prevenir un transitorio nuclear en un evento altamente indeseable cuando hay una fractura de la caseta de mando de las barras de control. Este dispositivo consiste en una parrilla estructural, de la cual están suspendidos los sopores de la caseta, localizada abajo de la vasija del reactor. Los sopores permiten tan solo el movimiento ligero del mando de las barras de control o casta en el evento de falla y son fácilmente removibles para el mantenimiento del mando.

9.6 SISTEMA DE MANDO DE LAS BARRAS DE CONTROL.

Las barras de control son movidas y posicionadas en los BWR - por medio de mecanismos de mando de pistón cerrado los cuales entran desde el fondo, los actuadores hidráulicos del montaje de fondo usan del agua de alimentación del reactor purificada como fluido hidráulico, algunas de las ventajas de este sistema se listan a continuación.

- El montaje de fondo de los mandos no interfiere con la recarga de combustible y es operable aun cuando el cabezal sea removido del reactor. Además, esta localización lo hace más accesible para inspección y mantenimiento (servicio). Este arreglo permite máxima utilización del agua en el reactor como un blindaje neutrónico, dando la menor exposición neutrónica posible para los componentes de mando.
- El mando de pistón de cierre proporciona las grandes fuerzas de seram y fuerzas marginales de operación de todos tipos conocidos de mecanismos de mando. Esto proporciona una alta confiabilidad operacional, particularmente en la función de seram.
- El uso de las cualidades del agua del reactor como fluido de operación elimina la necesidad de sistemas hidráulicos especiales, con sus fugas y problemas de mantenimiento, o alimentaciones especiales de potencia eléctrica.

- El flujo interno continuo de agua desmineralizada a través del mando minimiza la contaminación del mando del material en el reactor.
- Utilizando agua altamente purificada como fluido de trabajo, el mando puede utilizar un sello interno simple de pistón el cual permite a la fuga ir dentro del reactor. Los sellos dinámicos de flecha o impulsor y sus sistemas de atención y -- problemas propios son eliminados.
- La entrada de las barras de control desde el fondo proporciona la mejor forma de flujo axial y economía de combustible -- resultante para el BWR. El montaje inferior de los mandos -- es deseable para este arreglo de barras.

El número de mando suministrados con un reactor es seleccionado para dar la óptima distribución de potencia en el núcleo y para dar al operador el máximo grado de flexibilidad durante la puesta en -- marcha, maniobra, y forma de flujo.

9.6.1 ANTECEDENTES DE DISEÑO.

Los mandos de pistón cerrado han sido extensa y suficientemente usados en los BWR desde 1959, acumulando un total de millones de horas de tiempo de operación durante este periodo. El modelo presentado es esencialmente la tercera "generación" del concepto de -- mando de pistón cerrado.

La estandarización de los mandos de las barras de control tiene los siguientes beneficios:

- Hace posible concretar esfuerzos en las características que -- afectan la confiabilidad y mantenibilidad.
- Esto permite evaluaciones extensivas a través de pruebas tales como las descritas en los siguientes párrafos.
- Esto asegura la perfecta disponibilidad de reposición y reem -- plazo de partes en el futuro.

- Esto asegura la perfecta disponibilidad de reposición y reemplazo de partes en el futuro.

9.6.2 PRUEBAS.

Pruebas ingenieriles extensivas, en ambos, desarrollos y producción de modelos de mandos de pistón cerrado, han sido realizadas desde 1957. Estas pruebas y operación de unidades similares en pruebas de producción y reactores actualmente en servicio, forman los antecedentes para el diseño de los mandos. Las siguientes pruebas son indicativas de tales evaluaciones.

Pruebas de desarrollo de los mandos.

Una muestra ingenieril de cada modelo está sujeta a una serie de pruebas las cuales son equivalentes a algunos tiempos de vida del reactor, incluyendo condiciones anómalas de operación. La prueba de cada modelo en el pasado, en un período de uno o dos años, han involucrado de 3000 a 8000 scrams y cubierto 100,000 ciclos de cierre durante los cuales las características de operación, márgenes de diseño, y vida de los componentes completamente evaluadas. Instrumentación especial fue usada para medir las presiones internas, temperaturas, esfuerzos en los componentes críticos, aceleración y vibración conforme los mandos fueron operados a través del rango de condiciones esperadas de operación. Estas pruebas han demostrado lo siguiente:

- Que el diseño resiste las fuerzas, presiones y temperaturas impuestas sin dificultad.
- Que la velocidad básica de seram de los mandos tiene un márgen satisfactorio arriba de los requerimientos nominales de la planta a cualquier presión del reactor.
- Que el mando puede ser confiable y exactamente posicionado de modo intermitente y que la respuesta escalonada es satisfactoria.
- Que los tiempos de vida de los sellos usados pueden estimarse en más de 1000 ciclos de seram.

- Que, basados en las razones de deterioro observadas, la vida actual de los componentes de los mandos diferentes a los sellos exceden grandemente la vida de diseño,

Pruebas de producción de prototipos.

La prueba de producción de prototipos ha sido conducida sobre un muestreo de mandos de cada cambio significativo en el modelo -- (6 modelos). Los mandos están sujetos a pruebas operacionales extensivas a las condiciones de temperatura y presión del reactor y en varias condiciones anormales (tales como sobrepresión de la vasija). El programa de prueba, corre con un sistema hidráulico cerrado que duplica las condiciones en el reactor, es conducido con mandos los cuales han cumplido con las pruebas de calidad, e incluye:

- Prueba de calibración a presión cero de la vasija-fricción, fuga, etc.
- Características operativas de presión tales como velocidad, funcionamiento escalonado, fuga, fricción, tiempos de seram y sin acumulador, serams calientes, y consistencia de tiempo de seram.
- Desensamblable e inspección.

En adición, uno de los muestreos de los mandos es probar para aproximadamente 4500 ciclos escalonados y de seram en un diseño y prueba de aguante. Las pruebas se llevan a cabo a varias presiones con chequeos frecuentes de desensamblable e inspección.

Pruebas de factor de control de calidad.

Cada mecanismo de mando, incluida la muestra designada como -- prototipo de prueba, está sujeto a una prueba de control de calidad en condiciones de presión iguales a la del reactor. Los movimientos escalonados y de cierre, incluyendo la indicación de la posición -- exacta, son checados. Después de completar esta prueba, la fricción del mando es determinada para garantizar la operación apropiada y para checar el alineamiento, concentricidad, etc. Cada mando es entonces sujeto a prueba de seram caliente para determinar el tiempo de seram a varias presiones del reactor y para verificar el funcionamiento escalonado.

En adición a la inspección normal dimensional, verificación --

material, control del tratamiento térmico, inspección de soldadura, etc., las pruebas normales de control de calidad incluyen:

- Es llevada a cabo una prueba hidrostática de los mandos para checar la presión de soldadura de acuerdo con el Código de la ASME.
- Los componentes eléctricos son checados para la continuidad eléctrica y resistencia a tierra.
- Todas las partes del mando las cuales no pueden ser inspeccionadas visualmente por tierra son niveladas con filtros de agua (en los materiales no-ferrosos es permisible el afluente de agua) a alta velocidad.
- La prueba de fuga de sello es practicada para demostrar la propiedad del ensamble de mando.

Pruebas de preparación del reactor.

Después de que los mandos son instalados en el reactor, es practicada una serie de pruebas finales para hacer los ajustes finales en el sistema hidráulico y para garantizar la exactitud de la instalación de ambos, el sistema hidráulico y el de mando. Lecturas y observaciones en este tiempo constituyen las bases para la evaluación de cualquier cambio de funcionamiento de los reactores actualmente en servicio y sus relaciones con la vida de mantenimiento.

9.6.3 SISTEMA BASICO DE MANDO.

El agua es tomada del tanque de condensado de almacenamiento y es bombeada a una presión de aproximadamente 1600 psig. por medio de una bomba centrífuga de paso múltiple y después pasa a través de filtros. La presión de control para operación normal (no seram) es obtenida manteniendo un flujo constante a través de una serie de válvulas reductoras de presión y descargando el flujo al reactor. El primer reactor mantiene una presión de aproximadamente 250 psi arriba de la presión del reactor para el posicionamiento de las barras de control y de aproximadamente 20 psi arriba de la presión --

del reactor para enfriamiento del mando. El agua en exceso es des cargada al reactor.

La fig. 6-1 es una vista esquemática del sistema hidráulico de las barras de control. El regulador de flujo es automáticamente operado y regula el flujo dentro del sistema. Los dos reguladores de presión son operados por motor y válvulas las cuales son anualmente ajustadas por el operador. Los rangos de flujo de enfriamiento van de 0.24 a 0.34 gpm (galones por minuto) en cada mando. Este flujo pasa por el sello del mando dentro de la vasija del reactor.

Aproximadamente 4 gpm son requeridos para la inserción de la barra y 2 gpm para el retiro de la barra. Las válvulas estabilizadoras operan durante el movimiento de la barra para compensar este cambio de flujo y mantener el balance de presión del sistema.

El sistema básico de mando de las barras de control mostrado en la fig. 6-1 está simplificado con propósito de ilustración, pero es funcionalmente adecuado. Las válvulas en la vista de blickes - con el nombre de "válvulas de operación" (operating valves) posibilitan cuatro caminos, sistema de válvulas de reserva de centro cerrado; esto es, ellas pueden ser operadas como sigue:

- Para aplicar presión de funcionamiento abajo del pistón y conectar el área superior de pistón a la cabecera exausta para la inserción del mando.
- Para aplicar presión de funcionamiento abajo del pistón y conectar el área inferior de pistón al cabezal exausto para la retirada.
- Para suspender toda presión de funcionamiento cuando ningún movimiento es requerido.

Inserción de Mando.

La operación de estas válvulas, el mando mismo, y el sistema de seram se muestran en la fig. 6-2. Esta fig. también muestra el arreglo funcional del mecanismo de mando, pero no es el arreglo mecánico actual. La inserción de mando es lograda operando las dos válvulas de "inserción". Estas aplican la presión del reactor más 250 psi al pistón y abren la cámara abajo del pistón principal de mando para el cabezal exausto a la presión del reactor. Las 250 psi de diferencia actúan sobre el área diferencial del pistón - -

material, control del tratamiento térmico, inspección de soldadura, etc., las pruebas normales de control de calidad incluyen:

- Es llevada a cabo una prueba hidrostática de los mandos para checar la presión de soldadura de acuerdo con el Código de la ASME.
- Los componentes eléctricos son checados para la continuidad eléctrica y resistencia a tierra.
- Todas las partes del mando las cuales no pueden ser inspeccionadas visualmente por tierra son niveladas con filtros de agua (en los materiales no-ferrosos es permisible el afluente de agua) a alta velocidad.
- La prueba de fuga de sello es practicada para demostrar la propiedad del ensamble de mando.

Pruebas de preparación del reactor.

Después de que los mandos son instalados en el reactor, es practicada una serie de pruebas finales para hacer los ajustes finales en el sistema hidráulico y para garantizar la exactitud de la instalación de ambos, el sistema hidráulico y el de mando. Lecturas y observaciones en este tiempo constituyen las bases para la evaluación de cualquier cambio de funcionamiento de los reactores actualmente en servicio y sus relaciones con la vida de mantenimiento.

9.6.3 SISTEMA BASICO DE MANDO.

El agua es tomada del tanque de condensado de almacenamiento y es bombeada a una presión de aproximadamente 1600 psig. por medio de una bomba centrífuga de paso múltiple y después pasa a través de filtros. La presión de control para operación normal (no seram) es obtenida manteniendo un flujo constante a través de una serie de válvulas reductoras de presión y descargando el flujo al reactor. El primer reactor mantiene una presión de aproximadamente 250 psi arriba de la presión del reactor para el posicionamiento de las barras de control y de aproximadamente 20 psi arriba de la presión --

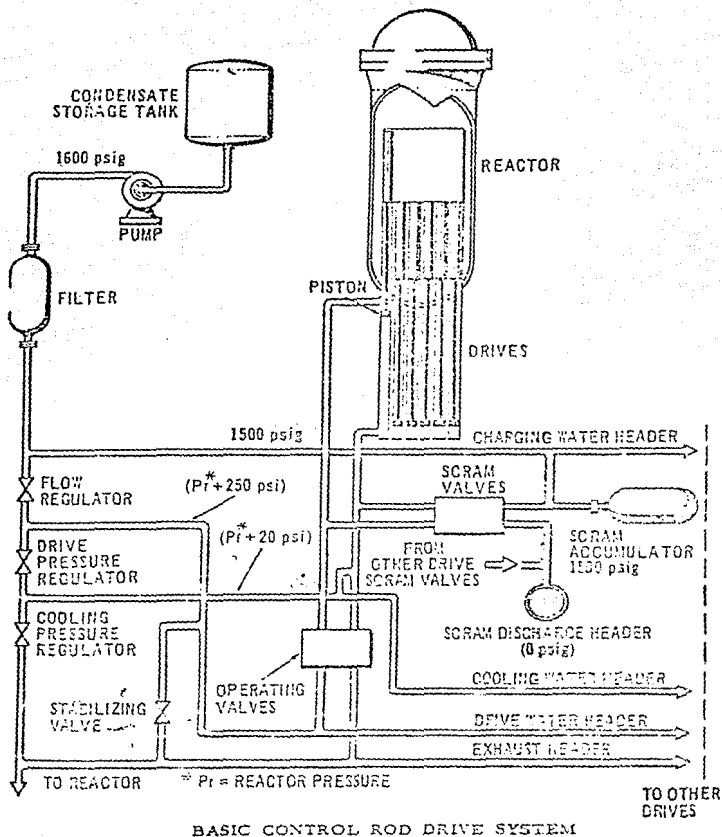
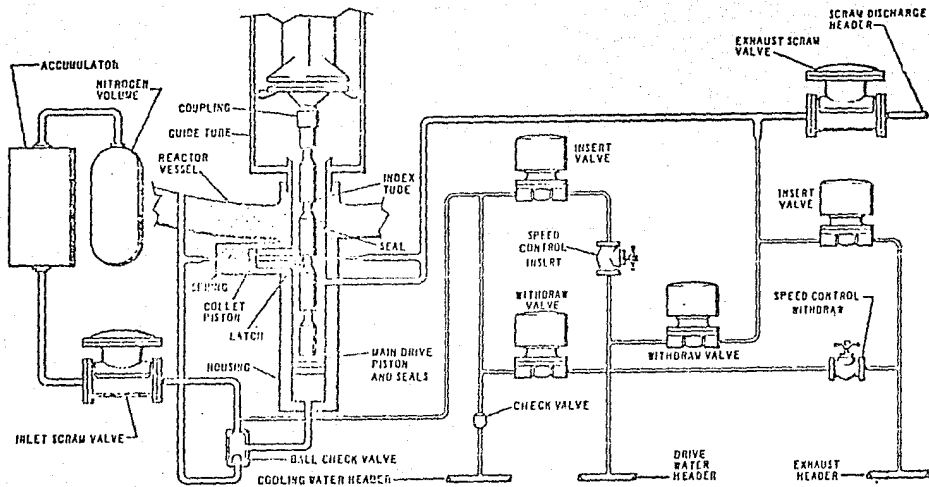


Figure 6-1



LOCKING PISTON DRIVE SYSTEM

Figure

(aproximadamente 4 pulgadas cuadradas) ejercen una fuerza ascendente de más de 1000 libras. La barra es insertada conforme la fuerza es mayor que la carga de fricción (normalmente menor de 100 libras) más el peso de la cuchilla y el vástago. Como se ilustra, el picaporte está construido de tal manera que es abierto y actúa como un trinquete durante la inserción. La velocidad con la cual el mando se mueve esta predeterminada por la pérdida de presión a través de la válvula ajustable de control de velocidad. Durante el movimiento normal, esta pérdida de presión representa en total cerca de 80 a 90 psi de la diferencial de operación. Sin embargo, si el mando baja despacio por cualesquier razón, el diferencial total está disponible para causar una inserción continuada.

Retiro del Mando.

Por diseño, el retiro del mando requiere una secuencia de eventos más compleja. Primero la muesca en el vástago y el mecanismo de picaporte están formados de tal manera que cualesquier fuerza descendente (tal como el peso de la barra) sobre el vástago cierre el picaporte en ese lugar, y por lo tanto el vástago debe tener un movimiento ascendente antes de que el picaporte pueda ser bloqueado. Esto es dado por la operación de las válvulas de "inserción" de la manera descrita en el párrafo anterior por aproximadamente un segundo con el uso de un reloj secuencial automático. Las válvulas de "retirada" son entonces abiertas (por medio del mecanismo de reloj secuencial) aplicando presión de acción abajo del pistón principal y abriendo el área bajo el pistón para el cabezal exhausto. La presión de mando debe ser determinada y mantenida lo bastante alta para vencer la fuerza del resorte de retorno en el mecanismo de picaporte más la fuerza de presión del reactor opuesta al movimiento del pistón de cierre. Cuando esto ocurre, el mando es libre de moverse en la dirección de "retirada". Esta secuencia entera de operación es obtenida automáticamente por señalización de iniciación de "retirada" en el reloj secuencial automático por el operador.

El agua desplazada por el pistón de mando fluye fuera a través de la válvula de control de velocidad, determinando la velocidad a la cual el mando se mueve. Dos válvulas de control de velocidad son usadas para proporcionar inserción separada y velocidad ajusta-

da de "retiro". El flujo de agua de enfriamiento es interrumpido por una pequeña válvula check durante el movimiento de la barra pero es reinstaurado después que la barra es posicionada. Aunque --ninguno de los miembros estructurales (metálico) es afectado por la exposición a la máxima temperatura del agua del reactor, el resorte de sello en el mando es enfriado para prevenir el eventual deterioro proveniente de la exposición a la temperatura del agua del reactor. También, el flujo de agua de enfriamiento dentro del mando minimiza la cantidad de material exterior que pudiera entrar al mando proveniente del reactor.

Operación de Seram.

Como se ve en la fig. 6-2, la acción del mando de seram es como sigue: Las válvulas de seram se abren, admitiendo la presión en el acumulador (aproximadamente 1500 psig) bajo el pistón principal de mando y agujerando la cámara sobre el pistón para la descarga --del cabezal de seram. Este cabezal es mantenido a presión atmosférica durante la operación normal de la planta. La presión del acumulador produce una gran fuerza ascendente sobre el vástago y la barra de control, dando a la barra una gran aceleración inicial, y proporcionando un gran margen de fuerza para vencer la fricción o cualquier posible atrasamiento. Cada mando requiere cerca de 2.5 galones de agua durante el golpe de seram. Como el agua es tirada dentro del mando, la presión del acumulador cae abajo de la presión del reactor, y la esfera de la válvula check (localizada dentro de la pestaña del mando) cambia su posición y admite presión de reactor a el fondo del pistón. La capacidad en el acumulador es suficiente para completar el seram en el tiempo requerido cuando el reactor está a presión atmosférica, en tal caso la esfera de la válvula check retorna a la posición exhibida. Cuando el reactor está a esta presión normal de operación, la reserva del acumulador proporciona la fuente inicial de energía de seram, y conforme la presión almacenada decae, la presión del reactor mantiene el gran margen de fuerza. Sin un acumulador, la fuerza de seram es aun mayor a 1000 libras cuando el reactor está a su presión de operación.

El realmacenamiento de la carga de agua del acumulador seguidamente a un seram es logrado automáticamente después de que las --

válvulas de seram son cerradas. El control automático de flujo reduce el flujo a los mandos donde el acumulador se está recargando pero mantiene un mínimo flujo a través de la línea de retorno de la vasija para proteger a la nariz de un shock térmico.

El acumulador de seram tipo pistón asociado con cada mando de barra de control es cargado con un gas inerte (nitrógeno). Durante la operación de la planta, esta carga de gas será retenida aun después de repetidas operaciones del mando y serams. Esporádicamente, una fuga gradual del nitrógeno puede resultar en una reducción de la carga de presión. Un interruptor de presión activará una alarma cuando esta carga de presión alcance un punto donde la recarga es requerida. El acumulador puede ser recargado sin interrupción de la operación de la planta. La anticipada frecuencia de recarga del acumulador es de cerca de tres minutos.

Las características del sistema hidráulico son diseñadas de -- tal manera que después de la aceleración inicial (menos de 30 mil -- segundos después del comienzo del movimiento) la velocidad de seram deseada de cerca de 5 pies por segundo en alcanzada. Esta característica proporciona una alta razón de inserción inicial y un alto -- margen de fuerza de operación que no puede ser alcanzado por los -- mandos utilizando las fuerzas de gravedad para el seram. Conforme el pistón del mando se acerca al tope de su golpe, el sello del pistón se cierra al largo pasaje en la línea exhausta y el mando es bajado lentamente. Hay 8 pasajes los cuales son progresivamente cerrados y proporcionando una desaceleración controlada.

9.6.4 DISEÑO DEL MANDO.

El arreglo mecánico del mecanismo de mando mismo es ilustrado en la fig. 6-3 la cual muestra los elementos importantes en la unidad de mando. Comparando esta fig. con la fig. 6-2 uno notaría lo siguiente:

- El área bajo el pistón principal está actualmente dentro del vástago. El movimiento del pistón ahuecado y se mueve en el anillo entre el cilindro estacionario y el tubo de pistón --

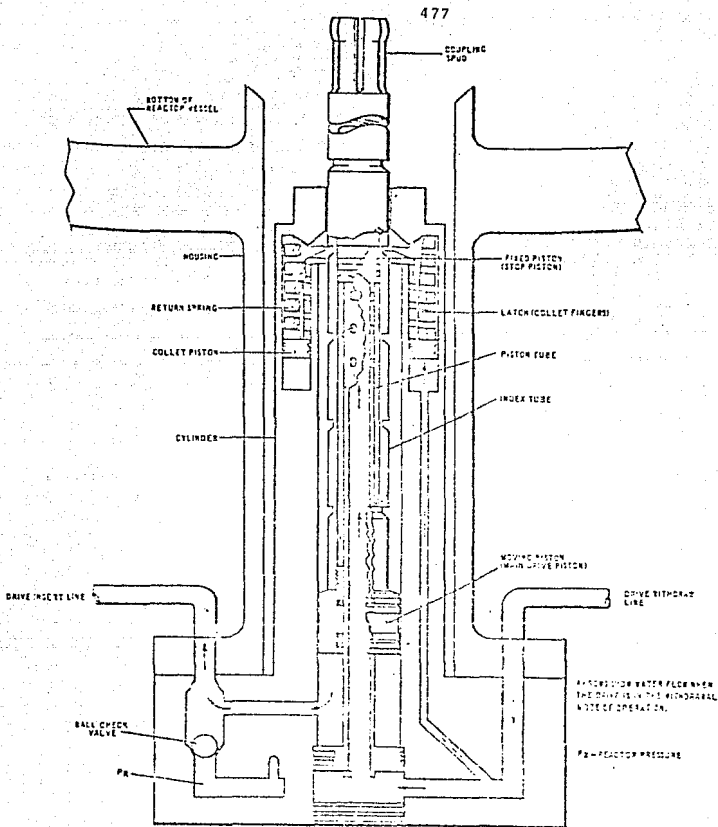
estacionario.

- El interior de tubos estacionarios del pistón está conectado al pasaje hidráulico de seram. Este está conectado al área bajo el pistón por medio de orificios en el tubo del pistón. Estos orificios son progresivamente cortados por sello del pistón principal en el final del golpe de seram para desacelerar la barra.
- El mecanismo de picaporte está hecho de 6 dedos anillados -- atracados a un collar anular de pistón operando en un cilindro anular alrededor del vástago. La acción de resorte de los dedos lo hace agarrarse contra el vástago. Para liberar la barra, debe ser aplicada presión al collar de pistón el cual maneja los dedos hacia arriba contra el capuchón guía y permite la liberación del vástago. (La fig. 6-3 muestra este modo de operación).
- El pasaje anular entre el mando y la caseta vuelve al pasaje hidráulico el cual conecta la presión de reactor a el fondo de una gran válvula check y, por lo tanto, al fondo del pistón principal. Esta construcción garantiza que la presión de reactor está siempre disponible al fondo del pistón para un seram y que el mando puede ser actuado en la dirección de retirada solo por medio de una presión mayor que la presión de reactor.

En la construcción del mecanismo de mando son utilizados los -- siguientes materiales:

- Todos los miembros contenedores y materiales estructurales son de acero inoxidable Serie 300 según Código ASME. El diseño es conforme a la Sección III, Vasijas Nucleares, del Código ASME Vasijas en ebullición a presión.
- Todos los resortes son de Inconel 750.
- Los sellos y bujes son de Grafito 14.

El diseño del acoplamiento barra mando como se muestra en la fig. 6-4 contiene características únicas las cuales permiten al mando ser desacoplado de la barra de control uno por uno por debajo del reactor o por arriba del reactor sin drenar todo el refrigerante del reactor.



LOCKING PISTON DRIVE

Figure

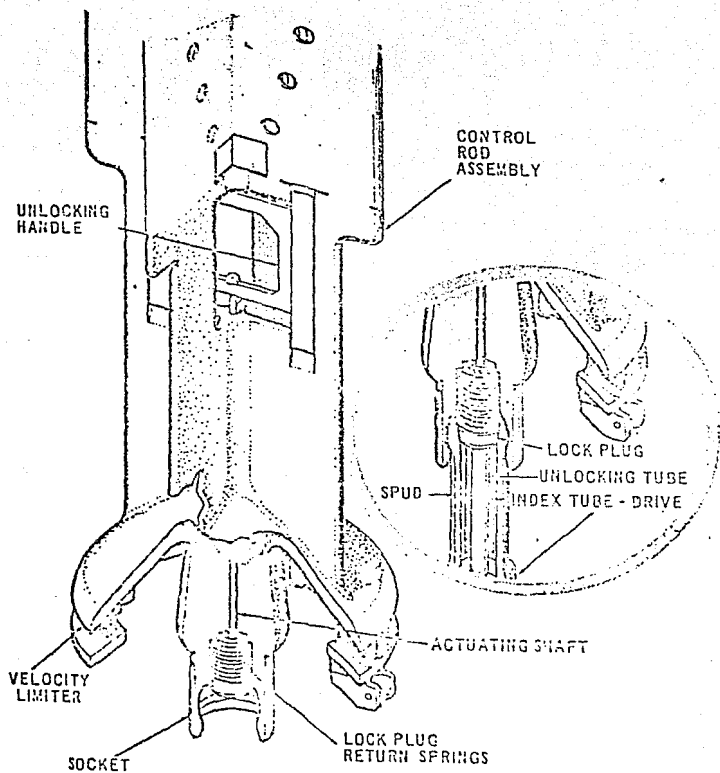
9.6.5 UNIDAD DE CONTROL HIDRÁULICA.

Las válvulas de regulación, acumulador, válvulas de cierre y tuberías asociadas para cada mando son combinadas en una sola unidad hidráulica de control. La unidad es preconstruida para su funcionamiento. (Ver figs. 8-3 y 8-4). A pesar del objetivo de fabricación comercial de estas unidades, en una gran conveniencia para su manufactura y control de calidad, estas unidades tienen las siguientes ventajas:

- La unidad es relativamente una combinación de componentes unificados en el espacio por lo tanto ocupa menos espacio.
- El trabajo de instalación es mínimo, ya que permite un sencillo esquema de construcción.
- Todas las válvulas y interruptores de presión están probados anteriormente a su embarque, minimizando el tiempo requerido para su prueba preoperacional. Similamente, las tuberías y su tubería asociada es hidrostáticamente probada previamente.
- La unidad de control está diseñada de tal manera que puede ser removida como un ensamble completo si es necesario. Para facilitar el mantenimiento de sus componentes, las válvulas de aislamiento son probadas de tal manera que la mayoría de los componentes pueden ser removidos sin que la planta sea parada.
- Todos los componentes en el diseño han sido seleccionados basándose en extensivas pruebas ingenieriles o millones de horas de experiencia acumulada en el campo.

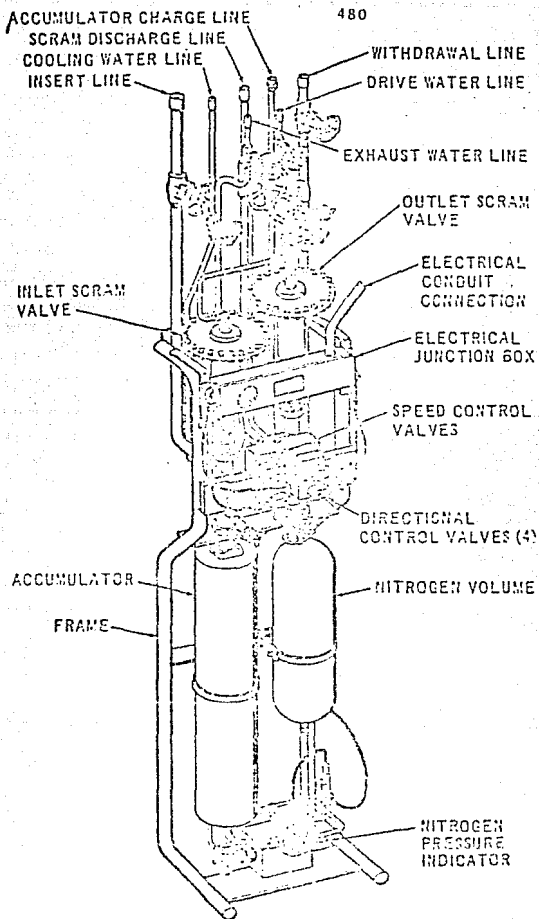
9.6.6 SISTEMA HIDRÁULICO DE ALIMENTACIÓN AL MANDO DE LAS BARRAS DE CONTROL.

El sistema de alimentación hidráulica del mando de las barras de control usa agua desmineralizada a alta presión para proporcionar la presión de operación y agua de enfriamiento para el mecanismo



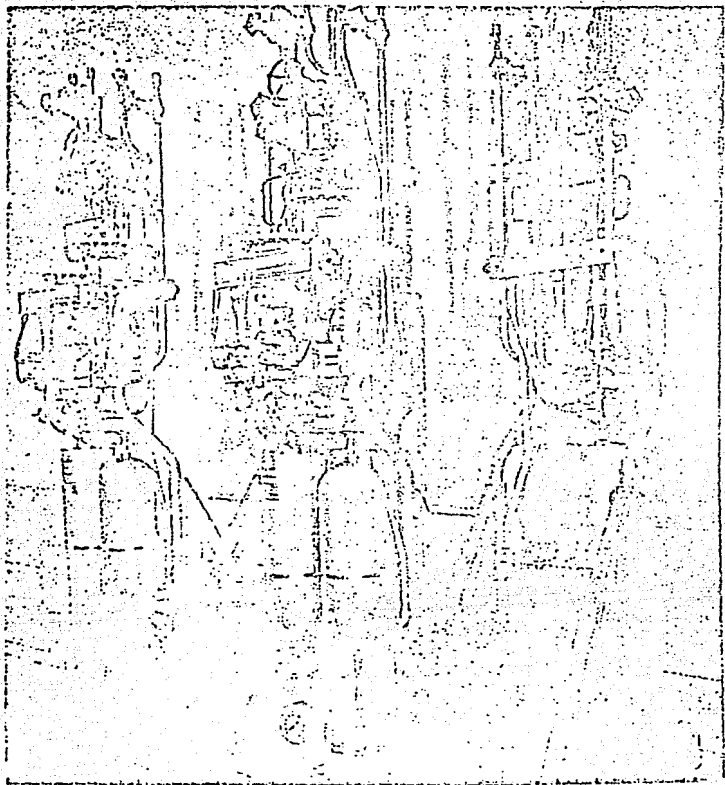
CONTROL ROD COUPLING

Figure



HYDRAULIC CONTROL UNIT

Figure



CONTROL ROD MODULE

Figure

mo de control. El sistema está hecho de un gran cabeza, bombas de bajo flujo y tubería necesaria, filtros, válvulas de control e instrumentación. Dos bombas al 100% de capacidad proporcionar la potencia. Las bombas succionan del tanque de almacenamiento de condensado y descargan el agua en exceso directamente en el reactor.

CAPITULO X

REACTOR DE AGUA A PRESION

10.1.0 INTRODUCCION

El reactor de agua a presión, moderado y refrigerado por H_2O , constituye, junto con el reactor de agua hirviendo, la base para la utilización económica de la energía nuclear. El reactor de agua a presión, con capacidades de hasta 3.800 MW_t es el tipo de reactor - que más se emplea en el mundo para la generación de energía.

Sus potencias factibles, sin embargo, son muy superiores a los 3.800 MW_t indicados. Técnicamente realizables son reactores de agua a presión con potencias que generan de 1.500 a 2.000 MW(e). Otros sectores interesantes en los que se pueden aplicar estos reactores son: el abastecimiento a distancia con calor y la producción de vapor de proceso, p. ej., para la explotación de plantas de desalinización del agua marina, la gasificación de carbón, la explotación de arenas y pizarras bituminosas y la producción de gas de síntesis.

Sus múltiples posibilidades técnicas de aplicación radican en su estructura relativamente sencilla, su circuito primario cerrado y sus costes para la generación de corriente más favorables que los de otras instalaciones.

La madurez técnica de este sistema está documentada también por el hecho de que con el reactor de agua a presión se tienen las más largas experiencias de servicio.

Hoy en día, las potencias usuales en todo el mundo, son de - - aprox. 700, 1.000 y 1.300 MW_e, que son las que se han acreditado como las más económicas y las más idóneas para las capacidades de las redes.

A pesar de que las potencias antes mencionadas han sido aceptadas en todo el mundo, se siguió perfeccionando el concepto del reactor de agua a presión, basándose a tal fin en las experiencias hechas durante el servicio así como en nuevas reglas y directrices. En enero de 1979 entraron en vigor en la República Federal de Alemania, nuevas directrices de la RSK (comisión de seguridad de reacto-

res), acompañadas de un anexo sobre la seguridad básica. En éstas se documenta, que el concepto de la seguridad básica plantea exigencias acompañadas al diseño, al cálculo, a la fabricación y a los materiales, acorde con el estado actual de la ciencia y de la técnica. El concepto de la seguridad básica puede contribuir, notablemente, a que las plantas sean realizadas con menor desembolso de gastos y que el alcance de las exigencias esté mejor definido.

Las directrices de RSK dan el margen para las exigencias técnicas que, con motivo del proceso de licenciamiento, deberían ser tratadas, lo antes posible, entre el fabricante, el explotador y la RSK.

Si se cumplen las diferentes exigencias, el proceso de licenciamiento será entonces más rápido.

Además, el fin que tienen que perseguir tanto el fabricante como las autoridades y el explotador, es reducir los muchos legajos de papel que se producen con ocasión de la construcción de una central nuclear. La estandarización de las plantas debe repercutir también sobre el volumen de los documentos a preparar. Actualmente se realiza en la República Federal de Alemania un minucioso proceso de licenciamiento para cada planta pero que, en rigor, no contribuye casi a mejorar la planta. Gracias a las extensas reglas, directrices y especificaciones en los que se describe siempre el estado de la técnica más reciente, está garantizado un alto grado de seguridad. La práctica de licenciamientos usada en otros países, evidencia las ventajas que ofrece la estandarización. Esta no significa, desde luego, paralización técnica, sino que ofrece la posibilidad de trabajar económicamente y permite, asimismo a las empresas involucradas obtener una idea clara acerca de los riesgos. Se sobrentiende que los nuevos perfeccionamientos y desarrollos, importantes desde el punto de vista de la seguridad, serán tenidos en cuenta para la correspondencia fase de proyecto y fabricación.

10.2.0 CONSTITUCION Y FUNCIONAMIENTO DEL REACTOR DE AGUA DE PRESION

La señal más característica del reactor de agua a presión es su sistema primario de refrigeración, cerrado en sí, y separado del circuito secundario de vapor. Bajo una presión de 158 barios y con una temperatura de 326°C a la salida del recipiente o vaso a presión, el calor producido es transmitido de tal modo al circuito secundario que no se forma vapor en el circuito primario. Según la potencia del reactor, el sistema de refrigeración se compone de dos, tres o cuatro circuitos idénticos. A cada circuito pertenece un generador de vapor, una bomba para el refrigerante principal y una turbina comunicantes. El sistema de presurización es común para todos los circuitos y se compone del presionador o presurizador y del tanque de alivio. Los tubos del generador de vapor constituyen la barrera entre los dos circuitos evitando así que la radiactividad pase del circuito primario al circuito secundario.

El presurizador, calentado eléctricamente (2MW para una planta de 1.300 MWe), mantiene todo el circuito primario bajo una presión de servicio de 158 barios. En el circuito primario se mantiene una diferencia de presión positiva en relación con la presión de ebullición, a fin de permitir así una transmisión térmica desde los elementos combustibles al medio refrigerante del reactor, sin ebullición laminar y sin producción neta de vapor.

La densidad del agua sobre toda la altura del núcleo es temporal y localmente de relativa constancia.

Ello da lugar a un flujo de neutrones en alto grado uniforme así como a una distribución equilibrada de la potencia, lo que repercute favorablemente en la carga térmica de los elementos combustibles. Estas favorables condiciones termodinámicas y la buena transmisión de calor permiten elevadas cargas específicas del combustible de 35 a 40 MW/kg de U. El circuito cerrado de refrigeración del reactor, permite una óptima composición química del agua para reducir lo máximo posible la corrosión en los circuitos primario y secundario.

Con una temperatura de precalentamiento del agua de alimentación en el lado secundario de 218°C, los generadores de vapor producen a plena carga, vapor vivo con una presión de 68, 65 barios, una temperatura de 284,5°C y una humedad remanente de 0,25 % en volumen.

10.3.0 DISEÑO Y CONSTITUCION DEL NUCLEO DEL REACTOR

Para el diseño del núcleo desde el punto de vista de la física neutrónica, deben observarse cinco exigencias esenciales:

- 1) El factor de configuración de la potencia nuclear, que está definido como la relación entre la máxima densidad de potencia local y el valor medio de la densidad de potencia en el núcleo del reactor, no debe exceder en ningún momento, a plena carga, el valor de diseño prefijado.
- 2) El grado medio de quemado del combustible debe acercarse lo más posible, a un valor económico óptimo, sin que, por razón de los materiales, sea sobrepasado el valor máximo local de aprox. 50.000 MWd/t.
- 3) El coeficiente de la temperatura del refrigerante debe ser a plena carga, siempre negativo.
- 4) El reactor debe operar con un ciclo de carga diario del 100 %/40 % (6h)/100 %, con una velocidad garantizada de variación de la carga de ± 10 %/min., referida a la potencia del generador.
- 5) Los elementos de control deben permitir la desconexión segura del reactor en cualquier estado de servicio.

La primera exigencia se cumple para el reactor sin carga mediante la graduación del enriquecimiento inicial. Es un núcleo de

1.300 MWe, se utiliza el U^{235} enriquecido como sigue:

Número de elementos combustibles	Contenido de U-235 (% en peso)
69	1.9
68	2.5
56	3.2
193	enriquecimiento medio del primer núcleo 2.49.

Para los núcleos siguientes se cumple esta exigencia estableciendo adecuados planos de transposición.

La exigencia segunda determina los enriquecimientos absolutos e influye en los planos de transposición.

La exigencia tercera requiere que, a plena carga, el valor de las concentraciones de boro en el medio refrigerante sea inferior a 1.300 ppm. Esto se consigue durante el primer ciclo de quemado -utilizando material absorbente quemable.

La cuarta y quinta exigencia se cumplen por medio de los elementos de control y adecuados programas de operación para éstos.

Una característica esencial de núcleo es la reactividad que en servicio estacionario difiere solamente muy poco de 0. Un reactor que deba funcionar durante un tiempo prolongado y sin interrupciones, debe contener, desde un principio, más combustible de lo que precisa para su criticidad.

Como reactividad disponible se define aquel valor hipotético de reactividad que se obtiene, únicamente, en virtud del inventario, o sea, de la totalidad del combustible y de la geometría del núcleo. Mediante el empleo de elementos de regulación adecuados,

dicha reactividad debe ser reducida, en cualquier momento, prácticamente a cero, a fin de que el reactor pueda ser explotado en estado estacionario. La magnitud y el comportamiento temporal de la reactividad disponible, dependen del enriquecimiento y del grado de quemado del combustible, de su distribución en el núcleo y de su temperatura, de las características del medio refrigerante respecto a la física neutrónica (temperatura, coeficiente de huecos, presión, envenenamiento), de la posición y de la profundidad de inmersión de las barras de control y del grado de quemado de los venenos quemables. Con el primer núcleo sin carga y en estado frío y sin potencia, la reactividad disponible alcanza su valor máximo (aprox. el 16 %) que en ningún momento posterior puede ser con seguido de nuevo.

Para comensar la reactividad disponible, para garantizar una parada segura y para regular las modificaciones que experimenta la reactividad durante el servicio, se dispone de 3 medios con gran capacidad de absorción de neutrones:

- Elementos de control
- Acido bórico disuelto en el refrigerante
- Material absorbente quemable (sólo en el primer núcleo)

Además, las modificaciones de la reactividad pueden compensarse variando la temperatura del refrigerante.

Cada uno de los elementos de control se compone de 20 varillas de $Ag^{15}In^{5}Cd$, que poseen una elevada eficacia específica de reactividad por cada cm^2 de superficie absorbente.

Compensan los cambios de la potencia que surgen debido a las rápidas modificaciones de la reactividad. Durante el servicio normal, su profundidad de inmersión en el núcleo es de aprox. un 5 %, a fin de interferir, lo menos posible, la anteriormente citada plana distribución radial y axial de la densidad de potencia.

El ácido bórico se regula variando la concentración de este ácido disuelto en el medio refrigerante. Esta regulación tiene como objeto asegurar una subcriticalidad suficiente del reactor en estado frío y sin potencia y el compensar las lentas modificaciones de la reactividad:

- Compensación de la reactividad disponible reserva para el quemado
- Compensación de envenenamiento estacionario e inestacionario por el xenón y el samario.
- Compensación de la diferencia de reactividad entre los estados de servicio "frío sin carga" y "caliente sin carga".

La concentración del ácido bórico es una medida directa para la reactividad existente cada caso, por lo que resulta fácil determinar el correspondiente fin del ciclo.

Los materiales absorbentes quemables con un 3 % en peso de óxido de gadolinio (Gd_2O_3) incluido en una parte de los elementos combustibles, tienen por objeto compensar aprox. un 3.5% de la reactividad del primer núcleo, a fin de que el coeficiente de la temperatura del refrigerante sea negativo a carga plena. El gadolinio se quema completamente durante los primeros meses, de modo que por él no se produce una pérdida de combustible por quemado.

La compensación de la reserva de reactividad del quemado por el boro permite que durante el servicio a plena carga la profundidad de inmersión de los elementos de control sólo sea del orden del 5%.

El diseño de los elementos de control garantiza la parada segura del reactor en cualquier estado de servicio, aún en el caso de que elemento de control más eficaz se atasque (stuck rod).

Las centrales nucleares con reactores de agua a presión se diseñan para elevadas velocidades de variación de carga, para dominar, por una parte, los continuos aumentos y disminuciones de la poten-

cia y las rápidas y cortas variaciones de la carga condicionadas - por la ed y, por otra parte, los ciclos de noche y día. Los ciclos día-noche se desarrollan, normalmente, en el intervalo de potencias de 100-60-100 %, con una velocidad de variación de carga de + 10%/min, referida a la potencia nominal del generador.

Los grandes volúmenes de agua de los generadores de vapor constituyen un buen amortiguamiento respecto a las rápidas variaciones de la carga, por lo que el reactor no tiene que soportar choques de temperatura. Los generadores de vapor son, asimismo, buenos -- termoacumuladores.

El núcleo del reactor se compone de un determinado número de - elementos combustibles; su cantidad depende de la magnitud de la -- potencia. Cada elemento combustible está constituido por varias barras de combustible. El combustible nuclear de las barras es UO_2 - enriquecido.

Durante la fabricación de las barras de combustible, se introduce el combustible en forma de pastillas en las vainas de Zircaloy. Realizado el relleno, se cierra la barra de combustible con un tapón, que se suelda a prueba de gas. El núcleo de un reactor de 3.800 - MWt se compone de 193 elementos combustibles con una longitud activa (longitud de la columna de combustible) de 3.900 mm. Cada elemento combustible se compone, por su parte, de 236 barras de combustible y de 20 tubos de guía para los elementos de control.

Por medio de varios distanciadores (9), las barras de combustible están dispuestas en forma cuadrática. La barra de combustible puede dilatarse libremente en sentido axial. Los distanciadores es están fijados a los tubos de guía de los elementos de control. Estos tubos terminan, en la base y en la cabeza cuadráticas del elemento combustible, las que, junto con los citados tubos de guía de los - elementos de control constituyen el esqueleto del elemento combustible.

Aparte de su función como estructura portante, los tubos de gufa tienen por objeto alojar las varillas dediformes de control. 20 de estas varillas constituyen un elemento de control. Las diferentes varillas, que están fijadas a una araña, contienen el material absorbente de neutrones ($Ag^{15}In^{5}Cd$). El núcleo de un reactor para una planta de 3.800 MWt comprende 61 elementos de control. A cada elemento de control le corresponde un accionamiento que mueve el conjunto de los elementos de control a través de una barra impulsora acoplada a la araña. Para evitar que en el caso de una parada de emergencia (inserción rápida del elemento de control en aprox. 2 a 3 sec), el elemento combustible sufra un choque, la parte inferior del tubo de gufa está diseñada como amortiguador. La parte amortiguadora dispone de 4 estrechamientos calibrados con piezas cónicas de paso. Para conseguir un asiento suave del elemento de control sobre la cabeza del elemento combustible, el cabezal del elemento de control tiene un resorte a compresión que absorbe la energía restante.

Para vigilar la reactividad del reactor subcrítico, para arrancar durante el período la puesta en servicio y durante el primer período de servicio, se implanta fuentes de neutrones primarios en dos elementos combustibles (material de la fuente: californio 252). Después de un período de servicio de aprox. 1 año, estas fuentes primarias de neutrones son sustituidas por fuentes secundarias, por ejemplo: antimonio y berilio, después de que éstos hayan sido activados por la radiación neutrónica.

Los flujos de los neutrones en el núcleo del reactor se miden de forma continua con los detectores y de forma discontinua con el sistema de medida Aeroball. Los objetos del sistema de medida Aeroball son los siguientes:

- Determinación discontinua de las densidades de la potencia.
- Cálculo de la distribución del grado de quemado.
- Calibración de los detectores de la distribución de potencia.

Los cometidos de los detectores de la distribución de potencia son los siguientes:

- Indicación directa de la densidad de la potencia en el sitio de los detectores.
- Vigilancia de la distribución de la potencia, en unión con la instrumentación exterior para medir el flujo de neutrones y con las gamas de calentamiento del medio refrigerante.
- Delimitación de la densidad de la potencia.
- Regulación de la distribución axial de la potencia junto con la instrumentación exterior para medir el flujo de neutrones.

Para la fijación mecánica de los detectores se emplean una lan zas. Los detectores o sistemas de medida Aeroball, respectivamente, están situados en los tubos de guía de los elementos de control de aquellos elementos combustibles que no contienen fuentes de neutrones o elementos de control. Los elementos combustibles, que no poseen ninguno de los componentes antes mencionados, están equipados de piezas de estrangulación situadas en los tubos de guía.

10.4.0 RECIPIENTE DE PRESION DEL REACTOR Y ESTRUCTURAS INTERNAS

El recipiente de presión del reactor con sus estructuras internas sirve para el alojamiento del núcleo y para la configuración del flujo del refrigerante. El refrigerante entra al recipiente -- por los tubuladuras o caños de admisión, fluye hacia abajo por la ranura anular existente entre el depósito del reactor y la pared - del recipiente de presión, después pasa por el núcleo, previo desvío radial y, sin más contacto con la pared del recipiente de pre-

si3n, sale del recipiente por los ca3os de salida. Los ca3os de salida. Los ca3os de admisi3n y de salida del medio refrigerante son las 3nicas boquillas que atraviesan la parte inferior del recipiente de presi3n. Queda as3 garantizado que tambi3n en el caso de una fuga en la tuber3a del refrigerante primario, el n3cleo del reactor puede ser lleando de agua a trav3s del sistema de remoci3n del calor residual.

El peso que ejerce el recipiente de presi3n sobre su estructura portante, lo soportan unas patas, que absorben todas las fuerzas de reacci3n que se producen.

La parte inferior del recipiente de presi3n est3 construida de anillos forjados sin costura. El remate de la parte inferior lo constituye la calota y hacia arriba el anillo brida.

Este anillo est3 forjado y lleva alojados los ca3os para refrigerante; adem3s, constituye la contrabida para la tapa del recipiente de presi3n del reactor. La tapa del recipiente de presi3n comprende un anillo brida y la calota superior, unidos por soldadura. La calota superior lleva dispuestos los tubos para los accionamientos de los elementos de control y para el instrumental interior del n3cleo.

Para estanqueizar el recipiente de presi3n entre las bridas de la tapa y la parte inferior del recipiente, se han previsto anillos toroidales de metal, dispuestos en forma conc3ntrica. Para la transmisi3n de fuerza entre ambos elementos, sirven 52 tornillos de dilataci3n. La fuerza de pretesado es transmitida uniformemente a todos los tornillos por medio de un dispositivo hidr3ulico. Como material b3sico para las paredes del recipiente de presi3n del reactor se emplea el acero 20 MnMoNi55 con un revestimiento austen3tico resistente a la corrosi3n.

El recipiente dispone, adem3s, de un aislamiento t3rmico exterior, aislado, que permite el acceso libre para las posteriores inspecciones en servicio. El aislamiento en la zona de la brida de la tapa, puede ser quitado.

El soporte del núcleo, es decir, la estructura portante del núcleo del reactor, se compone de

- la parte inferior y de
- la parte superior con las piezas de guía

Las funciones principales de dicho soporte son las siguientes:

- Recepción de los pesos y de las fuerzas tensoras de los elementos combustibles
- Alineación y fijación de los elementos combustibles
- Alineación y fijación de los elementos combustibles y de los elementos de control
- Absorción del choque de los elementos de control en el caso de una parada de emergencia del reactor
- Distribución del flujo del refrigerante primario
- Fijación de la instrumentación del núcleo
- Reducción de la irradiación con neutrones de la pared del recipiente de presión
- Recepción de las muestras de irradiación para vigilar el comportamiento a la rotura frágil del recipiente

El soporte del núcleo está diseñado de forma que puede ser sacado en su totalidad del recipiente de presión. Para cambiar elementos combustibles, basta quitar el soporte superior. Tanto el soporte superior como el completo soporte del núcleo, son depositados en el recinto del reactor en un lugar especial reservado para este fin.

El soporte inferior del núcleo está constituido por el barrilete cilíndrico del núcleo. En él está insertado el baffle (pantalla) poligonal que encierra los elementos combustibles. El remate inferior lo constituye la parrilla con la placa de remaso. El barrilete está suspendido de la barra de suspensión de la brida del reci-

piente de presión y centrado por medio de calzos de ajuste. La parte cilíndrica en la zona del núcleo constituye, al mismo tiempo, el blindaje térmico. Unos soportes laterales delimitan los posibles desplazamientos radiales.

La parilla inferior constituye la estructura portante propiamente dicha y está integrada en la parte inferior del barrilete. La placa de remanso junto con la criba posibilitan la carga uniforme del núcleo con el refrigerante.

Los canales de irradiación que reciben las muestras irradiadas para la vigilancia del comportamiento del recipiente de presión a la rotura frágil, están situados junto a la pared exterior del barrilete, cerca de los caños de salida. Estas muestras irradiadas, permiten determinar, con un cierto adelanto, las características del material del recipiente.

El soporte superior del núcleo se haya en la zona de los caños del barrilete y constituye así la terminación superior del núcleo. Esta comprende la parrilla superior con su tapa, los apoyos, las piezas de guía de los elementos de control y la placa reticulada. El barrilete y el soporte superior del núcleo están empotrados entre las bridas del recipiente de presión por medio de unas pisas con resortes de disco.

Para cada recarga de combustible se saca, del recipiente de presión inundado, mediante un mecanismo elevador el soporte superior del núcleo, junto con las barras de impulsión de los elementos de control ya desacopladas.

Para el central existen barras de guía junto al recipiente de presión y pernos junto al barrilete. La altura constructiva del soporte superior está determinada, esencialmente, por la longitud de los elementos de control que, a excepción de una parte muy pequeña, se encuentran durante el servicio prácticamente del todo fuera del núcleo.

Como material para las estructuras internas del núcleo se utilizan exclusivamente materiales austeníticos.

10.5.0 COMPONENTES DE LOS CIRCUITOS PRIMARIOS DE REFRIGERACION

10.5.1 GENERADOR DE VAPOR

El calor emitido por el núcleo del reactor al refrigerante primario, es transmitido por el generador de vapor al circuito de agua de alimentación/vapor. El generador de vapor constituye así la barrera entre los circuitos activos e inactivos. Está diseñado como intercambiador de calor vertical, con tubos en U y circulación natural.

El refrigerante primario entra por las tubuladuras de admisión a la cámara primaria hemisférica, fluye por los aprox. 4.000 tubos de caldeo en forma de U, material Incaloy 800, emite su calor y sale del generador a través de la turbuladura de salida.

La mayor parte del agua de alimentación entra a través de 2 -- tubuladuras a la cámara de precalentamiento, situada en el extremo inferior del haz de tubos en el lado frío, o sea, en el lado de salida del refrigerante primario.

En la cámara de precalentamiento, el agua de alimentación es calentada hasta casi alcanzar la temperatura de ebullición. Una pequeña parte del agua de alimentación entra en el extremo del haz de tubos. Detrás de la cámara de precalentamiento, dicha agua se mezcla con la de la circulación natural. Una parte del agua se evapora en el haz de tubos.

Encima del haz de tubos están dispuestos unos separadores de vapor que separan éste del agua circulante. El vapor separado pasa por un secador y sale del generador con una humedad residual del --

0,25 l en volumen y una presión de 68,6 barios.

El agua que sale del separador de vapor fluye en el recinto de caída entre la pantalla y la pared del recipiente hacia abajo y entra encima de la placa de tubos. El número de circulaciones en el sistema natural, o sea, la relación entre el caudal en el recinto de subida y el vapor producido, es, a plena carga, de aprox. 3 a 4.

La pared del generador de vapor, sometida a presión se compone, al igual que en el caso del recipiente de presión, del material -- ZOMnMoNiSS y posee un plaquero doble, de material austenítico.

El lado primario de la placa de tubos dispone de un revestimiento de 4 capas de Inconel. Los 4.000 tubos de caldeo de Incoloy 800 están laminados en dos puntos en la placa de tubos y unidos con ésta en la parte inferior por soldadura. Cada unión puede transmitir por sí sola las máximas fuerzas posibles.

Para realizar inspecciones, existen agujeros de hombre tanto en el lado primario como secundario. Los tornillos de las tapas de los agujeros de hombre, se pueden soltar o apretar con un dispositivo hidráulico adecuado, similar al del recipiente de presión.

Los generadores de vapor están suspendidos en soportes pendulares que absorben las dilataciones térmicas de las tuberías primarias y todas las fuerzas verticales. Las fuerzas horizontales son absorbidas por unas ménsulas adicionales juntas a la placa de tubos y por la tubuladura de vapor vivo, que transmite estas cargas al cilindro de protección contra fragmentos.

10.5.2 PRESURIZADOR

El presurizador tiene por objeto mantener la presión lo más constante posible en el circuito primario y, además, tan elevada que, en cualquier estado de servicio, quede excluida, con seguridad, una ebu

llición en el núcleo.

A través de la tubería de compensación, el presurizador está conectado con la línea caliente del refrigerante primario. Hasta su mitad está llenado con agua y encima de éste existe un colchón de vapor. La presión en el presurizador se regula con barras de calentamiento o toberas de pulverización, a través de las cuales se inyecta agua para condensar el vapor.

Las tuberías de empalme de las válvulas de seguridad y de la válvula de alivio del circuito primario se encuentran sobre el presurizador.

10.5.3 TANQUE DE ALIVIO

En el caso de una reacción de las válvulas de seguridad del circuito primario o de la válvula de alivio, el vapor purgado es condensado en el tanque de alivio. Para esta operación, el tanque se encuentra lleno de agua, hasta dos tercios de su nivel normal hayándose sumergido en él un tubo de vapor empalmado con una tubería de distribución. Durante la operación de alivio se calienta el agua. A través de un circuito de refrigeración, el calor es evacuado a los circuitos intermedios de refrigeración de los componentes primarios. Las válvulas de seguridad están abridadas en el extremo superior del tubo de vapor.

10.5.4 BOMBAS PARA EL REFRIGERANTE PRINCIPAL

El refrigerante primario es transportado por bombas centrífugas verticales y semiaxiales, de una sola etapa, con rodete en voladizo. Un motor asincrónico impulsa la bomba a través de un acoplamiento de engranajes de dientes bombeados. El árbol de la bomba dispone de tres cojinetes radiales y de un axial. El cojinete radial, que

se encuentra en la carcasa de la bomba, es lubricado por agua y todos los restantes por aceite.

Para estanqueizar el árbol de la bomba existen 3 juntas:

1 junta hidrostática de alta presión, 1 junta hidrodinámica - de baja presión y 1 junta auxiliar. Tanto la junta de baja presión como la auxiliar están concebidas de tal forma que cada una por sí sola posibilita una parada segura de la bomba al fallar la junta de alta presión. Las tres juntas constituyen una unidad constructiva y, pueden ser fácilmente sustituida una vez desmontada la pieza intermedia del árbol. El agua de obturación para las juntas procede del sistema de regulación de volumen y viene ya filtrada. Para el caso de emergencia se ha previsto para cada bomba un circuito de refrigeración, que trabaja según el principio termosincrónico y que garantiza el abastecimiento con agua de alimentación.

10.6.0 PLANO DE SITUACION

Al establecer un plano de situación hay que distinguir, por una parte, entre la disposición de los edificios con vista a su combinación funcional y, por otra parte, a su encaje en el correspondiente terreno bajo consideración de las características del subsuelo, los empalmes para el agua refrigerante, la transmisión de la energía, los caminos de transporte y la situación respecto a las zonas residenciales. De los últimos criterios citados no se tratará aquí, puesto que dependen de las condiciones reinantes en cada lugar de emplazamiento.

Los siguientes factores influyen en la disposición y en la estructura interna de los edificios:

- Disposición compacta de los componentes y sistemas que constituyen una unidad funcional

- Disposición de tuberías cortas y trazados de cables cortos dentro de la planta así como separación local de los conductos de tubos y de sistemas redundantes.
- Consideración de los componentes y sistemas que contengan medios reactivos y su blindaje
- Disposición de una zona controlada, lo más pequeña posible
- Garantía de seguridad interior y exterior, es decir, protección contra fuerzas de irradiación, generación interior de presión, reventón del turbogrupo, caída de avión, onda de presión por explosión, terremoto, intervenciones de terceros.
- Disposición y acceso fáciles para los trabajos de mantenimiento y de reparación.
- Cumplimiento de los cortos plazos para los trabajos de construcción mediante la posible construcción simultánea de los edificios.

El esquema general muestra la disposición compacta del edificio del reactor y el de las instalaciones auxiliares. Este último está completado por el edificio para el tratamiento de desechos radiactivos. Estos edificios constituyen al mismo tiempo la zona controlada. Directamente adosado se encuentra el edificio eléctrico. Además pueden verse las cuatro zonas separadas desde el punto de vista de la seguridad y que continúan hasta el interior del edificio del reactor. Delante del edificio eléctrico se haya el edificio del diesel de emergencia, donde existe, igualmente, la referida distribución en cuatro partes.

La casa de máquinas está situada de tal forma respecto al edi-

ficio del reactor, que en el caso de la explosión de la turbina no existe peligro, a causa de fragmentos, para las instalaciones y componentes importantes desde el punto de vista de la seguridad. El edificio de alimentación de emergencia, también con redundancia cuádruple, está separado localmente de los demás edificios y unido con el edificio del reactor solamente mediante cuatro conductos para cables.

El esquema siguiente muestra los flujos de energía y de medios entre los diferentes edificios. Dentro de la zona controlada pueden verse los cortes enclaves de tubos y cables, a fin de mantener esta zona lo más pequeña posible. Entre el edificio eléctrico y el del reactor se encuentran las cuatro trazas individuales para los cables de medición, de mando, de protección y de potencia. A través del edificio eléctrico, los cuatro diesel de emergencia alimentan, independientes entre sí, a los componentes importantes para la seguridad del reactor. En el edificio eléctrico está ubicada la sala de mando central con la computadora, desde donde se manda y se vigila la planta. Entre el edificio del reactor y la casa de máquinas puede verse la estación de agua de alimentación y de las valvulerías de vapor vivo, situada de forma protegida junto al edificio del reactor. En el mismo lugar se encuentran las tuberías comunicantes. Por lo que se refiere al aspecto eléctrico, puede verse la unión de las máquinas y de los transformadores de consumo propio con el edificio eléctrico. La derivación del generador pasa a través de los transformadores principales a la red. La alimentación con agua refrigerante se ajustará a las condiciones locales del correspondiente lugar de emplazamiento. En caso de emergencia, el edificio de alimentación de emergencia suministra energía eléctrica al reactor y agua de refrigeración al lado secundario de los generadores de vapor para evacuar el calor residual a la atmósfera a través de las válvulas de alivio.

Las instalaciones de abastecimiento, los talleres, los almacenes y las oficinas se amoldarán siempre a las condiciones reinantes en el lugar y no influyen en la disposición de la central.

Asimismo puede desprenderse del plano de situación, todos los posibles emplazamientos de las grúas de montaje durante el período de construcción así como los accesos para los transportes pesados el edificio del reactor y a la casa de máquinas. Mediante la plataforma de elevación se introducen en el reactor los componentes pesados así como el recipiente a manejar durante el servicio para el transporte de los elementos combustibles. La entrada, al igual que todo el edificio del reactor, está protegida contra influencias exteriores.

10.7.0 CONSTITUCION Y DISEÑO DEL EDIFICIO DEL REACTOR ASÍ COMO DEL EDIFICIO DE LAS INSTALACIONES AUXILIARES.

El edificio del reactor constituye el corazón de la central, - pues alberga el reactor propiamente dicho con todos los demás sistemas de alta presión, los sistemas de manipulación de los elementos combustibles, parte de los sistemas de seguridad, las instalaciones de ventilación y la instrumentación. El edificio completo pertenece a la zona controlada del explotador, y se diseña como recinto de contención doble, con una esfera individual de acero con cubierta (o envolvente) de hormigón armado como blindaje secundario. El recinto entre la esfera de acero y la cubierta de hormigón, denominado recinto anular, sirve para el alojamiento de los circuitos de refrigeración de emergencia y de evacuación del calor residual, de los circuitos intermedios de refrigeración de los componentes nucleares, del sistema de adición de boro así como de las bombas de alta presión del sistema de regulación del volumen. La cubierta de hormigón, de aprox. 2,00 m de espesor, está diseñado contra caída de aviones, terremotos, sabotaje, explosión de nubes de gas y la carga radiológica que se presenta en el accidente con pérdida de refrigerante considerada para el diseño de la planta. Por consiguiente, las instalaciones antes mencionadas se encuentran perfectamente protegidas contra influencias exteriores.

La parte interior de la esfera de acero está dividida en las áreas accesibles y no accesibles durante el servicio. Las áreas no accesibles durante el servicio están limitadas respecto a la esfera de acero mediante el cilindro de protección contra fragmentos. Hay que distinguir entre áreas accesibles durante el servicio sin restricción alguna, áreas de acceso limitado y áreas no accesibles. Entre los compartimientos de instalaciones y operaciones, separados herméticamente, existe una diferencia de presión, de modo que en el caso de fugas en los sistemas, la radiactividad no puede pasar a los recintos accesibles. La diferencia de presión en los compartimientos de instalaciones respecto a la atmósfera es de 0,003 barios, y la de los compartimientos de operaciones de 0,0025 barios.

Como entradas existen 3 esclusas: la esclusa normal de personas, a través de la que se llega del edificio de las instalaciones auxiliares a los compartimientos de operaciones, la esclusa de emergencia, accionada a mano y que conduce el recinto anular y la esclusa de materiales. En la parte exterior de la esclusa de materiales se encuentra la plataforma de elevación, a través del cual se introducen y se sacan del edificio los recipientes de transporte para los elementos combustibles nuevos y quemados. Estos transportes pueden realizarse también cuando el reactor está funcionando.

Gracias a la geometría esférica existen en el pasillo de operaciones suficientes áreas para depositar los dispositivos necesarios para el recambio de elementos combustibles, para los trabajos de mantenimiento y posibles reparaciones. Estos factores son de suma importancia, para que la dosis de irradiación absorbida por el personal durante estas operaciones, sea lo más reducida posible.

Puesta que la piscina de desactivación está ubicada en el interior, el recambio de elementos combustibles puede realizarse en un tiempo muy corto, lo que da lugar a un factor de disponibilidad muy elevado. Ya durante el servicio del reactor pueden llevarse a cabo los preparativos para dicho recambio.

Posibles inspecciones o reparaciones de los elementos combustibles pueden efectuarse también durante el servicio utilizando los dispositivos ya existentes o a instalar en la piscina de desactivación.

La grúa polar está dispuesta encima del ya mencionado cilindro de protección que protege la esfera de acero de los fragmentos que pudieran ser originados por una explosión.

Los soportes y arriostramientos para las tuberías de vapor vivo y de agua de alimentación, están anclados en el cilindro de protección antes citado.

En el caso de que se produjera el accidente con pérdida de refrigerante, existen aberturas de rebosa y clapetas de sobrepresión que regulan la compensación de la presión entre los compartimientos de operaciones y de las instalaciones. Las paredes de hormigón están diseñados para una determinada presión diferencial y las intensidades de irradiación que se produzcan.

La esfera de acero está diseñada como envoltura de presión máxima para aprox. 5,3 barios y 145 °C. Estas condiciones se calcularon para el caso de un accidente con pérdida del refrigerante. El agua y el vapor salen del refrigerante primario como portadores de energía térmica así como todo el calor almacenado de los componentes primarios, incluido también el presurizador. Además se libera el calor residual, el agua contenida en el lado secundario del generador de vapor así como los medios contenidos en las tuberías de agua de alimentación y de vapor vivo situadas dentro de la esfera de acero. Se parte de la base, además, que se liberará la energía de la reacción calculada de Zr con H_2O , pero, como mínimo, de la reacción de 1 % en peso de todo el circonio encerrado en el núcleo. En contraposición de ello están, en calidad de sumideros de calor, la gran superficie de la esfera, todas las estructuras internas de hormigón y acero así como el pozo del edificio, y que es constantemente refrigerado a través del que se evacúa el calor residual. Un sistema de aspiración produce, en el recinto anular, la presión negativa y un sistema de ventilación evacúa el calor de las bombas de los circui-

tos de refrigeración de emergencia y de calor residual así como de los circuitos intermedios de refrigeración de los componentes primarios.

Aparte de las instalaciones auxiliares y secundarias, en el edificio de instalaciones auxiliares se encuentran también algunos de los compartimientos de operación necesarios. A continuación indicamos algunos sistemas:

- Sistema de regulación de volumen
- Alimentación de las bombas del refrigerante principal con agua de obturación.
- Alimentación de ácido bórico, agua desionizada y productos químicos.
- Purificación y desgasificación del refrigerante.
- Almacenamiento y tratamiento del refrigerante Sistema de evacuación para las válvulas de seguridad.
- Circuitos intermedios de refrigeración de los componentes primarios
- Sistema de limpieza para la piscina de desactivación de los elementos combustibles.
- Instalaciones de ventilación para los componentes primarios.
- Tratamiento de las aguas residuales radiactivas.
Almacenamiento de aguas residuales radiactivas.
- Sistema de efluentes gaseosas
- Tratamiento de concentrados radiactivos (en el edificio anexo)

- Sistemas de toma de muestras nucleares
- Desague y ventilación de la zona controlada
- Drenaje de los edificios nucleares
- Sistema de recolección de fugas
- Tratamiento de desechos radiactivos sólidos (en el edificio anexo)
Almacenamiento de desechos radiactivos sólidos
- Sistema de decontaminación de equipos

Los circuitos conductores de radiactividad se encuentran en compartimientos blindados. Las tuberías comunicantes están tendidas en conductos y los canales de ventilación y los cables en los pasillos de operación o también en conductos. Entre los compartimientos de las instalaciones y los pasillos de operación existe un flujo dirigido hacia los primeros. El límite entre la zona controlada y la restante zona vigilada de la central, se encuentra en el compartimiento de protección radiológica del edificio de instalaciones auxiliares.

Para todas las salas de la zona controlada se realiza una clasificación radiológica, en la que se describe el nivel de irradiación a esperar en ellas.

10.8 INSTALACIONES AUXILIARES Y SECUNDARIAS DEL REACTOR.

10.8.0 INTRODUCCION.

La interacción de las diversas instalaciones auxiliares y secundarias necesarias durante las distintas fases de servicio del reactor, se explica mediante el ejemplo de un moderno reactor de agua a presión, tal como se proyectan en la actualidad, en la República Federal de Alemania y realizan allí y en otros países como IRAN y BRASIL.

La instalación que se toma como ejemplo se trata de una instalación de cuatro lazos con una potencia eléctrica de 1300 MWe, las diferencias con plantas de 3 lazos (1000 MWe) o 2 lazos (6000 MWe) son no obstante, pequeñas.

El sistema nuclear de generación de vapor está alojado en un recinto de contención doble, que consiste en una esfera interior de acero aislada, y de un casquete de hormigón que hace de blindaje secundario. El espacio que queda entre la esfera de acero y el casquete de hormigón, que se designa como anillo, sirve para alojar aquellos sistemas auxiliares que tienen un potencial radioactivo elevado, o que por razones de seguridad se deban instalar lo más cerca posible del circuito primario.

Los demás sistemas sobre los cuales se tratará a continuación, están alojados en otros edificios: en el edificio de equipos auxiliares y en el edificio de alimentación de emergencia.

Debe indicarse que la piscina de combustible está en el interior de la esfera de acero.

Debido a la distinta filosofía de diseño, es conveniente subdividir la totalidad de los sistemas nucleares en tres grupos:

Instalaciones auxiliares del reactor

Instalaciones secundarias del reactor

Sistemas de emergencia y de evacuación de calor residual

Sistemas que están relacionados directamente con el funcionamiento del reactor

Sistemas que no participan de forma inmediata en el funcionamiento del reactor.

Sistemas que han sido proyectados para el funcionamiento del reactor en régimen de avería.

Disponibilidad de la planta

Carga de radiación

Espectro de casos de avería/seguridad.

10.8.1 INSTALACIONES AUXILIARES DEL REACTOR

Se designan como instalaciones auxiliares del reactor aquellos sistemas que participan de forma directa en el servicio del reactor. Se trata de los sistemas para

- Alimentación y extracción de refrigerante primario
- Dosificación de productos químicos
- Limpieza, almacenaje y tratamiento de refrigerante primario.

A continuación se describe los sistemas, sus cometidos y su filosofía de diseño.

10.8.1.1 SISTEMA DE CONTROL DE VOLUMEN

El sistema tiene los siguientes cometidos:

- Extracción continua de un caudal parcial del sistema de refrigeración del reactor para su limpieza, gasificación para ajustar un exceso de H_2 que compense la radiólisis del refrigerante, eventualmente desgasificación y la correspondiente realimentación al circuito principal.
- Compensación de variaciones de volumen debidas a la temperatura y compensación de pequeñas fugas, dentro del marco de la regulación de nivel de agua en el presionador.
- Inyección de agua desmineralizada o ácido bórico, en la proporción de mezcla que exija la regulación del reactor.
- Rociado auxiliar del presionador.
- Alimentación con agua de sellado, de los cierres del eje de las bombas del sistema primario.

Descripción del sistema

El refrigerante principal se toma de dos tuberías de refrigeran

te primario por el lado de aspiración de las bombas del sistema primario y se enfría aproximadamente a 50°C en los cambiadores de calor recuperativos, así como en uno de los dos enfriadores de alta presión conectados en paralelo.

A continuación, se reduce la presión aproximadamente a 12 bar, mediante una estación reductora de alta presión.

En el arranque y en la parada, cuando la diferencia de presión a través de la estación reductora de alta presión es demasiado pequeña, y no hay necesidad de refrigerar el caudal de extracción, porque la temperatura del circuito de refrigeración principal es inferior a 50°C, el refrigerante principal se toma del sistema de extracción de calor residual.

El refrigerante se lleva al sistema de purificación de refrigerante (véase 10.8.1.2) y en caso necesario, al desgasificador de refrigerante (véase 10.8.1.3).

La regulación de nivel de depósito de control de volumen se ocupa de que el exceso de refrigerante se conduzca al sistema de almacenamiento de refrigerante, cuando el nivel de agua sea demasiado alto.

Esto sucede cuando el caudal de extracción del sistema de refrigeración del reactor es mayor que el caudal de inyección (por ejemplo durante el arranque del reactor), o si se inyecta agua desmineralizada o ácido bórico desde los depósitos de almacenamiento de ácido bórico.

A la inversa, cuando el nivel de agua es demasiado bajo, se realimenta de forma automática y controlada agua desmineralizada desde los depósitos de almacenamiento de refrigerante, y ácido bórico, con una concentración que se corresponda con la del circuito de refrigeración primario, con el fin de evitar variaciones de posición de las barras de regulación (desde 4 Kg/s hasta dos veces el caudal de una bomba de carga). De esta manera se pueden dominar incluso pérdidas de refrigerante pequeñas en el sistema de refrigeración del reactor.

En el depósito de control de volumen se gasifica el refrigerante principal con hidrógeno.

La bomba de carga conduce el agua purificada con los elementos añadidos por dosificación a través del interior de los tubos del -- cambiador de calor recuperativo, al sistema de refrigeración del -- reactor, devolviéndolo al lado de presión de las bombas del sistema primario.

Mediante el sistema de control de volumen se realiza también - el rociado auxiliar del presionador, al parar el reactor.

Del ramal de alimentación se toma un caudal parcial, el cual - después de atravesar un filtro fino se inyecta en las etapas de alta presión de los cierres de eje de las bombas del sistema primario.

Las fugas de alta presión se evacúan entre los cierres de alta y de baja presión, al ramal de extracción del sistema de control de volumen, después de las estaciones reductoras de alta presión. Las fugas de baja presión se recogen en el sistema de drenajes y vent-- teos de equipos nucleares, detrás de la etapa de baja presión de -- los cierres del eje.

10.8.1.2 PURIFICACION DEL REFRIGERANTE

Química de Refrigerante

Al subdividir la instalación en un circuito primario y un circuito secundario, resulta posible ajustar la química del refrigerante o del agua de alimentación, adaptándola en forma óptima a las condiciones respectivas. El ajuste de unas condiciones químicas adecuadas tiene como objetivo mantener lo más reducida posible la corrosión en los materiales de los circuitos, y asegurar en estos componentes unas capas de protección estables con sedimentos poco radiactivos o poco dañinos. Para conseguir éstos, ha dado buen resultado

alcalinizar el refrigerante primario con 3 a 7 ppm de hidróxido de litio, así como la adición de hidrógeno (2 a 4 ppm), para fijar el oxígeno disuelto.

Planteamiento del Problema

Partiendo de esta química del agua, la purificación del refrigerante ha de cumplir los siguientes cometidos, sin que se modifiquen los valores específicos de los aditivos en el refrigerante principal.

- Eliminación de los productos de corrosión, en solución iónica y coloidal.
- Eliminación de los productos de fisión y activación, especialmente del cesio, y del litio, antes de que se rebasen los valores especificados.

Descripción

El sistema de purificación del refrigerante consiste principalmente en dos filtros de lecho mixto conectados en paralelo, y después un filtro mecánico como captador de resina.

Funcionamiento de los Filtros

Los dos filtros de lecho mixto tienen igual cantidad e igual proporción de mezcla de resina intercambiadora de aniones y de cationes. Con el fin de no modificar los valores especificados para ^7Li y Boro durante la purificación en uno de los filtros se carga el intercambiador catiónico con $^7\text{Li}^+$, y el intercambiador aniónico con B O_3^- . Este filtro sirve de filtro purificador principal.

El segundo filtro, que contiene intercambiadores catiónicos con carga H^+ , e intercambiadores aniónicos con carga OH^- , se utiliza para la eliminación descontinua de cesio y de litio. La extracción del litio es necesaria, ya que se va formando continuamente a partir de ^{10}B , después de la captación de neutrones y desintegración-

Al agotarse el filtro de purificación principal, es el otro filtro el que se hace cargo de la purificación continua. Para ello -- puede ser necesario añadir ${}^7\text{Li OH}$, por medio del sistema de dosificación química.

Durante la primera utilización de un filtro nuevo se extrae también ácido bórico, lo cual debe compensarse realimentando ácido bórico o ajustando las barras de regulación.

Las resinas agotadas se evacúan al depósito de resinas gastadas y se sustituyen por resinas nuevas.

10.8.1.3 DESGASIFICACION DEL REFRIGERANTE

Planteamiento del Problema.

Antes de abrir el sistema de refrigeración del reactor, por ejemplo para efectuar un cambio de elementos de combustible, es necesario eliminar el hidrógeno y los gases nobles radioactivos disueltos en el refrigerante principal, para evitar su salida al aire ambiente y su irradiación directa procedente del agua.

Funcionamiento del Desgasificador

La eliminación de los gases se efectúa en un desgasificador al vacío (aprox. 0.12 bar /50°C).

El refrigerante primario llega a la cabeza de la columna de desgasificación y va escurriendo a través de unos lechos de campana de una columna de desgasificación, hasta el sumidero de la columna, donde se evapora aproximadamente el 3% del refrigerante que había sido alimentado. Este vapor asciende en contracorriente contra el refrigerante que escurre desde la cabeza de la columna, expulsando al mismo tiempo los gases. El vapor se precipita en el condensador y se vuelve a conducir a la cabeza de la columna. Los gases se evacúan -

al sistema de tratamiento de desechos gaseosos a través del enfriador de gases.

El refrigerante desgasificado que se va recogiendo en el sumidero de la columna, se vuelve a alimentar al sistema de control de volumen, por medio de la bomba de extracción de la columna de desgasificación.

Diseño del Sistema

La instalación de desgasificación está proyectada para el caudal de dos bombas de carga, pero admite el caudal de tres bombas de carga.

10.8.1.4 SISTEMA DE DOSIFICACION QUIMICA DEL REFRIGERANTE PRIMARIO

Una de las características del reactor de agua a presión es que una parte de la reactividad en exceso, así como las variaciones de reactividad que se produzcan durante el funcionamiento, no se compensan por medio de barras de absorción, sino por la concentración de un absorbente de neutrones soluble, uniformemente distribuida por el espacio. Como absorbente de neutrones se utiliza generalmente ácido bórico (H_3BO_3) soluble en agua, actuando únicamente como absorbente de neutrones el isótopo B^{10} , que en el boro natural aparece en un 18,3%.

En promedio se compensa una reactividad del 1% mediante aproximadamente 80 ppm de boro.

Correspondiéndose con el grado de quemado del núcleo, la concentración de boro necesaria en el refrigerante no es constante, sino que comienza con aproximadamente 1.050 ppm de boro, y va disminuyendo aproximadamente en 3ppm/día.

Con objeto de poder seguir variaciones de carga con distribución

Óptima de la densidad de potencia de los elementos combustibles, se efectúa también una adaptación de la concentración de boro cuando se produzcan variaciones en la potencia del reactor. Esto se logra añadiendo de forma dosificada ácido bórico o agua desmineralizada, al caudal de intercambio de refrigerante por el lado de aspiración de las bombas de carga, con lo cual aumenta o disminuye la concentración de boro en el refrigerante. La preparación de cantidad suficiente de ácido bórico, así como la dosificación del ácido bórico y del agua desmineralizada se efectúa por medio del sistema de dosificación química del refrigerante primario.

Planteamiento del Problema

A partir de estas necesidades, resulta el siguiente planteamiento de problemas para el sistema de dosificación química del refrigerante primario:

- Alimentación de ácido bórico
 - a) Para la parada programada
 - b) Durante el enfriamiento del sistema de refrigeración del reactor, para compensar el coeficiente de reactividad de temperatura.
 - c) Para completar fugas del refrigerante primario
 - d) Compensación de la reactividad en exceso por quemado de Xenon, después de las elevaciones de carga.
- Alimentación de agua desmineralizada
 - a) Para disminuir la concentración de boro, en el arranque
 - b) Para compensar la pérdida de reactividad de quemado
 - c) Para compensar el envenenamiento por Xenon y Samario
 - d) Para compensar fugas del refrigerante primario
- Preparación de agua borada para la piscina de combustible, los depósitos de almacenamiento de agua borada y los acumuladores del sistema de extracción de calor residual y de ácido bórico al 4% para los depósitos de almacenamiento de agua borada del

sistema de borado adicional

- Dosificación de productos químicos para conservar la química del refrigerante primario.
 - a) Dosificación de ^7Li para ajustar el valor pH
 - b) Dosificación de hidracina, (N_2H_4) para fijar el oxígeno, durante el arranque.

Descripción del Sistema

El ácido bórico se prepara en los depósitos de mezcla de ácido bórico, por disolución de ácido bórico comercial en polvo, en agua desmineralizada precalentada.

Esto es necesario para la primera carga de los depósitos de almacenamiento de ácido bórico, para cubrir las pérdidas, para la sustitución del ácido bórico empobrecido, y para el llenado de la piscina de combustible, depósitos de almacenamiento de agua borada y acumuladores así como para los depósitos en el sistema de borado adicional, con ácido bórico no radioactivo.

Para la alimentación de ácido bórico desde los depósitos de almacenamiento de ácido bórico hasta el lado de aspiración de las bombas de carga del sistema de control de volumen, hay instaladas dos líneas de dosificación en paralelo, con un 100% de capacidad cada una.

La alimentación de agua desmineralizada también existe por duplicado, y también se realiza hacia el lado de aspiración de las bombas de carga.

La alimentación de ácido bórico o de agua desmineralizada a través de las líneas de dosificación, normalmente se efectúa de modo automático; en función de la posición del banco de barras de control. Puede iniciarse también por intervención desde la sala de control.

El ácido bórico al 4% solamente comienza a cristalizar por debajo de 15°C , por lo que no es necesario calentar las tuberías. En

caso necesario se puede agitar el ácido bórico.

Los reactivos que se precisan para el circuito de refrigeración primario (litio, hidracina) se preparan en el depósito de mezcla de reactivos en forma de disoluciones diluidas, y se alimentan mediante la bomba de dosificación de reactivos hacia el lado de aspiración de las bombas de carga.

10.8.1.5 ALMACENAMIENTO Y TRATAMIENTO DEL REFRIGERANTE

Debido a la variación de volumen que sufre el refrigerante durante el arranque y la parada, así como a causa de la perpetua corrección de la concentración de ácido bórico, es necesario efectuar un intercambio de unas cantidades considerables de refrigerante. El refrigerante extraído, no se evacúa al medio ambiente, sino que se somete a un almacenaje intermedio y se separa en sus componentes, agua desmineralizada y ácido bórico.

Planteamiento del problema

- Almacenaje intermedio del refrigerante primario extraído
- Almacenaje del agua desmineralizada
- Separación del refrigerante principal, en ácido bórico al 4 % y agua desmineralizada (1 ppm Boro).

Descripción del Sistema

El sistema de almacenamiento de refrigerante consiste en los depósitos de almacenamiento de refrigerante, de los cuales cada uno tiene una conexión a la tubería de agua desmineralizada y otra a la de agua horada. De esta manera es posible utilizar cada depósito de almacenamiento de refrigerante tanto para el almacenamiento de agua desmineralizada como el almacenaje de agua horada.

Cuando el refrigerante horado que entra en los depósitos de al-

macenamiento de refrigerante alcanza un determinado nivel, se pone en marcha automáticamente una instalación evaporada. Unas bombas de alimentación a la columna de separación, extraen el refrigerante que va a tratarse, y lo conducen a la columna de separación de ácido bórico.

De ahí se conduce el concentrado a los depósitos de almacenamiento de ácido bórico, en forma de ácido bórico al 4 %.

El agua desmineralizada que se produce en el condensador se enfría y se vuelve a conducir a los depósitos de almacenamiento de refrigerante. Un sistema automático procura que estén conectados en cada caso los depósitos correctos a la instalación evaporada o al sistema de control de volumen.

Cuando se descarga refrigerante hacia el exterior, se desgasa el refrigerante antes de conducirlo al sistema de tratamiento de residuos radioactivos líquidos. A este fin, hay un desgasificador conectado detrás del evaporador de refrigerante.

Diseño

La capacidad de almacenaje del sistema de almacenamiento de refrigerante viene determinado por la cantidad de agua desmineralizada que se necesite para un arranque sin demora, con una concentración de boro de 100 ppm y equilibrio de Xenon, durante cuyo proceso hay que alojar también el agua de dilatación.

El caudal que atraviesa la instalación de enriquecimiento de ácido bórico del tratamiento de refrigerante viene dado por el requisito de que se traten las cantidades de agua borada que se producen por los ciclos de carga y por la compensación de quemado que es necesario efectuar diariamente.

10.8.2. INSTALACIONES SECUNDARIAS DEL REACTOR

Se designan por instalaciones secundarias del reactor aquellos sistemas que no participan en forma inmediata en el funcionamiento del reactor. Pertenecen a ellas entre otras las instalaciones de ventilación de zonas controladas, los sistemas para el tratamiento y almacenaje de residuos radioactivos líquidos, sistema de tratamiento de desechos gaseosos, tratamiento de residuos radioactivos concentrados, sistema de drenajes de edificios nucleares, sistema de control de fugas de penetraciones, etc. De todos estos sistemas, se describen a continuación con mayor detalle los siguientes:

- Tratamiento de residuos radioactivos líquidos
- Tratamiento de residuos radioactivos concentrados
- Sistemas de tratamiento de desechos gaseosos
- Instalaciones de ventilación de zonas controladas

10.8.2.1 ALMACENAJE Y TRATAMIENTO DE RESIDUOS RADIOACTIVOS LÍQUIDOS

La instalación para almacenaje y tratamiento de residuos radioactivos líquidos tiene por misión, recoger y tratar los desechos líquidos que se produzcan en la zona controlada de la central. Los desechos radioactivos líquidos, solamente pueden verse hacia el exterior del depósito de control de vertidos, si no se rebasan los valores límites que fija la ley.

Los desechos líquidos radioactivos que se producen se recogen y almacenan por separado, de acuerdo con su composición química y la actividad que contengan.

- I Aguas residuales activas en las cuales se espera que haya una actividad de 10^{-1} Ci/m³ hasta 10^{-4} Ci/m³.
- II Desechos líquidos poco activos, o inactivos, en los cuales

se espera alcanzar una actividad 10^{-4}Ci/m^3 .

Antes de llevar los desechos líquidos a una de las instalaciones de tratamiento, se puede regular su valor pH, por adición de ácido o lejía.

Tratamiento de desechos líquidos radioactivos.

Están previstos los siguientes procedimientos de tratamiento para las aguas residuales:

- Precipitación química
- Tratamiento por filtros de precapa
- Tratamiento por evaporación
- Tratamiento por filtro de lecho mixto

Precipitación química

Cuando se trata de desechos líquidos en los cuales se rebase escasamente la actividad por encima de los valores límites admisibles, por actividad disuelta, se puede efectuar un proceso de precipitación química antes de proseguir el tratamiento.

El proceso de precipitación se efectúa en los depósitos colectores de desechos líquidos. Los residuos concentrados de la precipitación se evacúan a los depósitos de concentrados.

Tratamiento de filtros de precapa

La instalación de filtros de precapa tiene por misión descontaminar los desechos líquidos, en las cuales exista principalmente materia sólida no disuelta. El filtro de precapa consiste en un depósito cerrado. Durante la preparación del filtro se echa sobre estos elementos de filtro una precapa primaria de elementos auxiliares de filtrado, mediante la bomba de precapa y el depósito de preparación de la precapa. Durante el filtrado, los desechos líquidos pasan a través de la capa filtrante, al eje hueco, y de allí a los depósitos

de control de vertidos. Para impedir que los elementos faltantes se obstruyan demasiado pronto, se añade constantemente durante el filtrado un producto auxiliar de filtración procedente del depósito de dosificación. De esta manera la capa filtrante permanece porosa y se aumenta su duración.

El material de filtrado y las sustancias retendidas de la instalación del filtro se recoge en uno de los depósitos de control de vertidos.

Tratamiento por evaporación

Las instalaciones de evaporación de desechos líquidos son las que permiten lograr el mejor factor de descontaminación, en comparación con los demás procedimientos de tratamiento.

Después de analizar los desechos líquidos y de su eventual tratamiento con productos químicos, se evapora mediante un evaporador de haces tubulares y circulación natural exterior, calentado con vapor auxiliar.

Las gotitas de agua arrastradas por los vapores sufren una separación centrífuga en el fondo de la columna y además se siguen separando ampliamente en la parte de platos de separación.

El destilado que se condensa en el condensador, se conduce en parte como reflujo a la columna, mientras que la mayor parte del destilado se desgasifica en un desgasificador dispuesto a continuación, y después se enfría a aprox. 50°C en el enfriador de destilado, recogiendo en los depósitos de control de vertidos.

El concentrado del evaporador se elimina en forma discontinua a los depósitos de concentrado. El factor de descontaminación que se logra en la instalación de evaporación está entre 10^3 y 10^5 , según la composición de los desechos líquidos. El concentrado recogido tiene en general una proporción de sólidos de aprox. 15 a 20 % en peso.

Tratamiento por filtros de lecho mixto

El filtro de lecho mixto sirve en caso necesario para una purificación posterior de los destilados de evaporador que se recogen en los depósitos de control de vertidos. Si la radioactividad, por ejemplo la actividad del yodo, de estos desechos líquidos en los depósitos de control es demasiado elevada para su vertido, entonces existe la posibilidad de descontaminarlos en el filtro de lecho mixto, si tienen baja conductividad. De esta manera se evita el retorno de estos desechos de los depósitos de control de vertido, a los depósitos colectores de desechos líquidos y por consiguiente un nuevo tratamiento.

Los desechos líquidos descontaminados se recogen en los depósitos de control de vertido. Las posibilidades de vertido se deciden por medio de una toma de muestras. El vertido se efectúa teniendo en cuenta los valores límites de actividad, que se controlan constantemente.

En los depósitos de concentrado, se recoge el concentrado producido en la instalación de evaporación o los residuos de filtrado producidos en la instalación de filtros de precapa y se prepara para seguirlo tratando en el sistema "tratamiento de concentrados radioactivos".

10.8.2.2 SISTEMA DE TRATAMIENTO DE CONCENTRADOS RADIOACTIVOS.

Los desechos radiactivos sólidos se producen (con excepción de los elementos de combustible y barras de control consumidos), como producto final de la instalación de evaporación, en la instalación de purificación (resinas de los filtros de lecho mixto gastadas), cuando se efectúan reparaciones en la instalación del reactor, en la instalación de ventilación (filtros gastados) y en los distintos recintos de trabajo de la zona controlada.

Aquí se describirá únicamente la fijación de los concentrados y resinas en betún, de acuerdo con un procedimiento desarrollado por KWU.

Solidificación de concentrados

Los concentrados líquidos y el betún se conducen en forma dosificada al secador de tornillo sinfín, calentado por vapor. El secador de tornillo sinfín tiene dos parejas de ejes de sinfín, dispuestas enfrentadas en forma de V. Cada pareja de ejes del tornillo sinfín enlaza entre sí, y es autolimpiante.

En el secador de tornillo sinfín se efectúa la evaporación de la fase acuosa del concentrado, y al mismo tiempo se produce una mezcla íntima con el betún. Los vapores se evacúan a través de los domos de vapor, se condensan, se limpian en un filtro de aceite y a continuación se conducen al tratamiento de desechos líquidos. El producto desechos/betún, prácticamente exento de agua, se carga en caliente en bidones. Después de enfriar, el bidón se cierra con mando remoto, y se lleva al almacén de desechos de actividad media para su almacenaje temporal.

Solidificación de las resinas

Las resinas se transportan desde un depósito de lamacénaje de resinas gastadas al depósito de solidificación. Después de su deshidratación, se les somete a un presecado con aire caliente, llevándolas a continuación al secador de tornillo sinfín, a través de la esclusa dosificadora de rueda de células.

Por los ensayos se ha visto que es necesario el presecado de las resinas. A temperaturas superiores a 120°C, se produce una fuerte degradación térmica de las resinas intercambiadoras básicas, con separación de aminas, que tendrán como consecuencia una influencia desagradable sobre el medio ambiente. Por este motivo es necesario -- ajustar un perfil de temperaturas descendente al efectuar el tratamiento de las resinas en el secador de tornillo sinfín, de manera que

el producto de resina/betún no rebasa una temperatura de aproximadamente 120°C. Después de enfriar, el bidón se cierra por mando remoto, igual que para el tratamiento de concentrado, y se transporta -- para su almacenaje intermedio, también con mando remoto, al almacén de desechos de actividad media.

10.8.2.3 SISTEMA DE TRATAMIENTO DE DESECHOS GASEOSOS

El sistema de tratamiento de desechos gaseosos tiene los siguientes cometidos:

- Evitar la salida de gases radioactivos, de aquellos componentes que están sometidos a gas de protección.
- Retener los gases radioactivos nobles (Xe, Kr) antes de cederles a la descarga de aire, con el fin de reducir su actividad.
- Mantener el contenido en hidrógeno por debajo de 4 % y el contenido en oxígeno por debajo del 0,1 % para evitar la formación de gas detonante.

Descripción del Sistema

Para evitar que los gases de fisión puedan escapar a la atmósfera del edificio, si hay defectos de estanqueidad en los sistemas, el sistema de tratamiento de desechos gaseosos sirve para mantener en todos los recipientes, con excepción del depósito de control de volumen, una pequeña depresión. Mediante la reducción de presión del refrigerante que se produce en estos recipientes, se producirá en el recinto de gas de los mismos, además de los gases de fisión también hidrógeno, y si los sistemas no son estancos, también oxígeno. Con el fin de evitar una concentración de hidrógeno inadmisibles, los compresores del sistema de tratamiento de desechos gaseosos barren constantemente la atmósfera gaseosa de todos los recipientes, utilizando se como gas portador el N₂. El flujo de gas se hace pasar a través de un secador de gas y de dos recombinadores, de los cuales uno sirve de

reserva. Antes y después de los recombinadores, hay unos aparatos de medida de H_2 y O_2 que vigilan el caudal de gas, regulando aproximadamente una proporción estequiométrica O_2-H_2 , con el fin de que en el recombinador el H_2 y el O_2 se combinan totalmente formando agua, por medio de un catalizador de metal noble.

Las bombas de vacío dispuestas a continuación comprimen el gas y lo conducen a un separador previo. Después se ramifica el caudal de gas, pasando la mayor parte del mismo directamente a través de la estación reductora y volviendo a la sección de depresión. Otro caudal parcial se hace pasar a través de los secadores de gel. Una parte de este caudal de gas se utiliza como gas de regeneración para los secadores de gel, mientras que el resto vuelve a través del tramo de retardo (lechos de carbón activo), pasando por otra estación reductora a la sección de depresión.

La instalación de secado de gel va delante del tramo de retardo, porque el efecto retardador de los lechos de carbón activo disminuye si aumenta el contenido en humedad del carbón activo.

De los tres secadores de gel, uno de ellos está en regeneración, el segundo está en servicio mientras que el tercero sirve de reserva. La conmutación entre los secadores se efectúa automáticamente.

Mediante el tramo de retardo se logra para el caudal de gas de diseño un tiempo de retardo de 40 d para Xe, y de 40 h para el Kr.

De esta manera la actividad se reduce en un factor 1000.

Si debido a las fugas que puedan haber en los sistemas, o en los elementos combustibles, han pasado cantidades adicionales de gas al sistema de tratamiento de desechos gaseosos, entonces otra estación reductora mezcla estos gases con el aire de escape, y le da salida a la atmósfera por la chimenea.

10.8.2.4. INSTALACIONES DE VENTILACION DE ZONAS CONTROLADAS

El planteamiento de problemas de las instalaciones de ventilación de las zonas controladas, puede resumirse en la forma siguiente:

- Mantenimiento de valores prefijados para la temperatura de aire y la humedad en los diversos recintos.
- Mantenimiento de las diferencias de presión y de los sentidos de circulación prefijados.
- Eliminación de la actividad que pueda haber en el aire de los recintos.
- Evacuación del calor.
- Protección del personal contra las radiaciones.
- Limitación de la actividad emitida por la chimenea, mediante nuevo tratamiento del aire en el circuito interno.

Con el fin de garantizar un servicio perfecto y exento de peligro, la instalación ha de cumplir algunas condiciones:

- Todos los compartimentos de equipos, exceptuando los grandes, así como la contención de acero deben ser transitables durante el servicio normal.
- Hay que mantener una presión decreciente de fuera adentro, para que se establezca una corriente de aire desde los recintos de menor actividad hacia aquellos en que ésta sea mayor.
- Sólo deberán intercambiarse pequeñas cantidades de aire, a fin de que resulten reducidas las secciones de paso de los conductos de aire por el recinto de contención, y pueda conseguirse una baja emisión de actividad por la chimenea.

Para poder cumplir estas condiciones, se ha dividido la zona controlada en tres sectores:

Edificio de los equipos auxiliares del reactor

Edificio del reactor - anillo

Edificio del reactor - recinto de contención

Compartimentos grandes de equipos (no accesibles)

Compartimentos pequeños de equipos (acceso restringido)

Compartimentos de operación (accesibles)

Edificio de los equipos auxiliares del reactor

El edificio de equipos auxiliares del reactor se mantiene respecto a la atmósfera con una pequeña depresión, gracias a la regulación del volumen de aire de entrada y es constantemente accesible. En el interior del edificio se mantiene una corriente de aire dirigida, teniendo en cuenta el nivel de actividad.

El mantenimiento de la depresión consta de dos ramales de filtros y de tres ventiladores, conectados a la alimentación eléctrica de emergencia. El segundo ramal de filtros se utiliza para el barrido del recinto de contención al abrir el anillo y al conectar varios ramales de aire de salida, del edificio de equipos auxiliares del reactor.

Los tres sectores de compartimentos del edificio de equipos auxiliares del reactor - compartimentos de laboratorio, sociales y equipos se abastecen de aire a través de un sistema de canalizaciones, desde la instalación común de entrada del aire de la zona controlada. Después de atravesar las zonas de estos compartimentos, el aire sale al exterior a través de la chimenea pasando por la instalación de salida del aire, conectada al sistema de corriente de emergencia sin filtrar.

Los compartimentos de equipos están subdivididos en varios sectores en cuanto a técnica de ventilación y desde ellos se lleva el aire de salida a través de unos canales independientes al canal principal de aire de salida.

Si aumentase la actividad del aire, existe la posibilidad de conmutar simultáneamente como máximo dos ramales de aire de salida de los recintos de instalación, a la instalación de filtros de carbón activo del mantenimiento de la depresión.

El aire de salida de las cajas de toma de muestras y de los armarios de extracción del laboratorio pasa a través de un canal propio a una instalación de filtros de materiales de suspensión, de donde los ventiladores del mantenimiento de depresión lo hacen salir a la atmósfera a través de la chimenea.

Las tuberías de ventilación del sistema "tratamiento y almacenaje de desechos líquidos", como por ejemplo del depósito colector de desechos líquidos, depósito de control de vertidos, depósito de concentrado y condensador, se conectan al sistema de canalizaciones del mantenimiento de la depresión. El aire de desplazamiento de los depósitos solamente puede salir al exterior a través de la instalación de filtros de carbón activo y de la chimenea de salida del aire.

Anillo del edificio del reactor

En operación normal, el anillo se abastece de aire preparado, procedente de la instalación común de entrada del aire. Este aire se lleva a los distintos recintos a través de un sistema de canalizaciones, y a continuación sale al exterior sin filtrar, a través de la instalación de salida del aire y la chimenea.

Si por ejemplo en el caso de una reparación aumentase la actividad del aire en el anillo, entonces se pueden conmutar una serie de válvulas, conduciendo el aire de salida a través de la instalación de filtros de carbón activo del mantenimiento de la depresión.

Al igual que el edificio de equipos auxiliares, el anillo se mantiene en una ligera depresión con respecto al edificio de los equipos auxiliares del reactor, por regulación del caudal del aire de entrada, siendo accesible.

Si en el caso de un accidente, el sistema de protección del reactor cierra el anillo respecto a las canalizaciones de entrada y salida de aire, al cerrar las trampillas, entonces la instalación "Aspiración del recinto anular" mantiene la depresión en el anillo. La aspiración del recinto anular está equipada con una instalación de filtros de carbón activo, con el fin de que, en el caso de cierre del anillo, el aire de salida solamente pueda evacuarse a la atmósfera a través de la chimenea, después de filtrarlo. Los ventiladores están conectados a la red de corrientes de emergencia.

Recinto de contención del reactor

Compartimentos grandes de equipos	(no accesibles)
Compartimentos pequeños de equipos	(accesibles en forma restringida)
Compartimentos de operación	(accesibles)

Los compartimentos de operación, en operación normal reciben a través de un sistema de canalizaciones aire tratado, desde la instalación común de aire. Regulando el caudal del aire de entrada, se mantiene una depresión en los compartimentos de operación con respecto a la atmósfera y al anillo. Dentro del recinto de contención se mantiene unas depresiones escalonadas, de acuerdo con el gradiente de actividad, entre los tres grupos de compartimentos, estancos entre sí, que son los compartimentos de operación, los compartimentos pequeños de equipos y los compartimentos grandes de equipo. Este escalonamiento se logra regulando el caudal de aire de salida de los compartimentos pequeños y grandes de equipos.

La mayor parte de aire de salida del recinto de contención se aspira de los compartimentos de operación. El aire de salida restante se extrae de los compartimentos pequeños y grandes de equipos y sirve para mantener la depresión en estos compartimentos. Es decir, que el aire de salida fluye como caudal de fugas de aire desde los compartimentos de operación a los compartimentos grandes y pequeños de equipo. Todo el aire de salida del recinto de contención se hace pasar a la instalación de filtros de carbón activo del mantenimiento

de la depresión y de ahí se da salida a la atmósfera a través de la chimenea de salida del aire por medio de los ventiladores.

Para la refrigeración de los compartimentos de operación, se utiliza además del aire de entrada unos aparatos de enfriamiento por circulación de aire allí instalados.

Casi toda la cantidad de calor de pérdida que se libera en él se produce en los compartimentos grandes de equipos. Para evacuar estas cantidades de calor se han previsto unas grandes instalaciones de enfriamiento de aire de circulación para operación normal y operación de corriente de emergencia. Para reducir la actividad del aire en los compartimentos grandes de equipos, se conduce un caudal parcial del aire en derivación a las instalaciones de enfriamiento por circulación de aire, a través de una instalación de filtros de carbón activo.

Estando parado el reactor, el recinto de contención trabaja en operación de aire de barrido. Es decir, que a través de un ramal de aire de barrido se introduce aire de entrada adicional a los compartimentos de operación. Desde los compartimentos de operación el aire de entrada pasa a los compartimentos grandes y pequeños de equipos, barre éstos y pasa en forma de aire de salida a través de la canalización de salida de aire de barrido a la instalación de filtros de carbón activo del mantenimiento de la depresión, saliendo al exterior a través de la chimenea. Mediante este proceso de barrido se trata de lograr la accesibilidad de todos los compartimentos del recinto de contención.

10.8.3 SISTEMAS DE SEGURIDAD.

En este capítulo trataremos sobre aquellos sistemas que garantizan a largo plazo el estado subcrítico del reactor, y la evacuación de calor residual después de los casos de avería.

Es común a todos los sistemas el requisito de un grado máximo de fiabilidad y disponibilidad, con el fin de mantener lo más reducida posible la probabilidad de que los efectos de los casos de avería, que aunque son raros no deben excluirse, no se limiten a la sección de instalación directamente afectada.

El medio adecuado para garantizar esta probabilidad a nivel de diseño, ha resultado ser la utilización del criterio del fallo único, de acuerdo con la práctica de autorización de casi todas las autoridades de concesión.

Fallo Único

Se entiende por fallo único un acontecimiento que dé lugar a la pérdida de capacidad de elementos activos o pasivos de las instalaciones de seguridad, de cumplir su función con vistas a dominar un determinado caso de averías. El acontecimiento es un acontecimiento casual, que no se produce como consecuencia del caso de avería y que no se conoce antes de comenzar el caso de avería. Se asimilará a fallo único un posible error de maniobra de servicio, que tenga como consecuencias el fallo de una instalación de seguridad en caso necesario.

Criterio de Fallo Único

Las instalaciones de seguridad instaladas para dominar un determinado caso de avería han de poder cumplir en caso necesario las funciones de seguridad exigidas, incluso si durante el comienzo o durante el transcurso de las medidas necesarias se produce un fallo único.

En la República Federal Alemana se ha de aplicar este criterio, teniendo en cuenta los fallos sistemáticos, fallos consecuentes y reparaciones de todos los sistemas que participan en la evacuación del calor residual, inclusive el abastecimiento de energía y la detección de valores de medición.

Como consecuencia de este criterio, en la República Federal Alemana los sistemas de refrigeración de emergencia se realizan con redundancia $n+2$, siendo "n" el número de las redundancias que se necesitan para dominar un caso de avería. En los reactores de agua a presión se dispone de 4 x 50% ramales de refrigeración de emergencia, debido a la potencia que se necesita en las bombas de refrigeración

de emergencia y la asignación respecto a los cuatro lazos del circuito de refrigeración principal.

10.8.3.1 SISTEMA DE EVACUACION DEL CALOR RESIDUAL.

Planteamiento de Problemas.

Tal como indica su nombre, el cometido de este grupo de sistemas es la evacuación del calor residual del reactor parado. Ahora bien, según las condiciones de servicio se encontrará en el circuito primario unas condiciones distintas en cuanto a nivel de refrigerante, presión y temperatura, por lo cual resulta necesario detallar los cometidos individuales. Se necesita la evacuación de calor residual:

- En la parada normal
- Después de casos de avería con pérdida de refrigerante
- Después de la destrucción de partes de la planta, debido a efectos externos y de terremotos.

Para la evacuación del calor residual, existen en principio en el reactor de agua a presión dos caminos distintos, que se explicarán con más detalle a continuación.

Evacuación del calor residual a través de los generadores de vapor.

Es inmediato utilizar para la evacuación del calor residual el mismo procedimiento que en servicio de potencia. Dado que la potencia residual es inferior en dos ordenes de magnitud a la potencia en servicio normal, simplemente se utilizan en paralelo con las bombas de alimentación principal unas bombas de arranque y parada con instalación de control propia, que bombean agua precalentada del tanque de agua de alimentación al lado secundario de los generadores de vapor. El vapor producido en el generador de vapor se conduce al condensador de la turbina, se condensa allí y se devuelve otra vez al tanque de agua de alimentación.

Este camino es el que menos afecta a la instalación, y por lo cual es el que se utiliza en toda parada normal. Ahora bien, este sistema no tiene una disposición adecuada desde los puntos de vista de técnica de seguridad y en especial no cumple el criterio de fallo

único, ni se puede conectar a la red de corriente de emergencia, debido a la potencia necesaria en las bombas de agua de circulación de condensado principal.

Por este motivo se ha previsto en paralelo al sistema de arranque y parada utilizada en servicio normal, un sistema de alimentación de emergencia que cumpla todos los requisitos de técnica de seguridad.

El sistema está compuesto por cuatro ramales de alimentación iguales, e independientes cuyos componentes principales son:

- Pileta de agua desmineralizada
- Bomba de alimentación de emergencia con multiplicador, generador y Diesel
- Estación de control

El vapor se hace salir por encima del techo a través de cuatro estaciones de control independientes, ya que se supone que no se dispone del condensador.

La condición necesaria para el funcionamiento de los sistemas del lado secundario es la existencia de un mecanismo transmisor de calor desde el lado primario al secundario de los generadores de vapor. Para ello es necesario que:

- esté lleno el circuito primario
- exista un gradiente de temperatura entre el circuito primario y el secundario, necesitándose para la evaporación en el lado secundario a la presión ambiente una temperatura de 100°C.

Con esto se hace necesario un segundo principio de enfriamiento para el enfriamiento del circuito primario a bajas temperaturas y la evacuación del calor residual después de los casos de avería con pérdida de refrigerante.

Evacuación de calor residual a través del lado primario.

Para las operaciones

- Enfriamiento a la temperatura ambiente
- Enfriamiento de emergencia después de casos de avería, con pérdida de refrigerante
- Enfriamiento de la piscina de combustible
- Evacuación del calor residual después de incidencias externas, estando el reactor sin presión.

se utiliza el sistema de evacuación de calor residual que está conectado directamente al circuito de refrigeración principal y a la piscina de combustible. El sistema tiene una disposición en cuatro ramales independientes igual que el sistema de alimentación de emergencia.

Los componentes principales de cada ramal son:

- Bomba de evacuación de calor residual
- Bomba de inyección de seguridad
- Bomba de la piscina de combustible
- Depósito de almacenamiento de agua borada
- Acumulador
- Cambiador de calor residual

El cambiador de calor residual no transmite el calor directamente al medio ambiente, sino a un circuito de refrigeración intermedio cerrado, llamado "sistema de refrigeración de componentes nucleares" cuyos componentes principales son:

- Bombas de refrigeración de componentes nucleares
- Enfriador intermedio
- Depósito elevado

El sistema de refrigeración de componentes se utiliza, además de para la evacuación del calor residual, para el enfriamiento de todos los equipos importantes en cuanto a técnica de seguridad, así como para el enfriamiento de todos los equipos del edificio de equipos auxiliares, que contengan actividad. Es el enfriador intermedio el que transmite el calor evacuado de todos los puntos de refrigeración al sistema de agua de refrigeración esencial y por tanto al medio ambiente.

El diseño del sistema de agua de refrigeración esencial depende del emplazamiento. En el caso más sencillo el agua de refrigeración se toma de un río o de un lago, y se bombea a través de los tubos del enfriador intermedio por medio de las bombas de agua de refrigeración esencial. En el caso de que no se disponga de un suministro seguro de agua de refrigeración, puede ser necesario preparar torres de refrigeración de células y tener suficiente reserva de agua, que actúa de último sumidero de calor.

10.8.3.2 MODOS DE OPERACION.

Después de este resumen se describen algunos modos de operación, mediante los cuales se explica la interacción de los diversos sistemas parciales.

Parada según el diagrama de parada.

(veáse diagrama "Descenso de potencia y enfriamiento")

A partir del estado "Carga cero en caliente", se evacua el calor residual, el calor almacenado y el calor de las bombas del circuito principal a través de los generadores de vapor. El vapor se envía al condensador, sin pasar por la turbina. Al mismo tiempo que se reduce la temperatura en el circuito primario, se reduce la presión en el presionador, de manera que por una parte la presión sea lo suficiente baja para evitar que a la temperatura dada exista el peligro de rotura frágil en la vasija de presión del reactor, y por otra parte que las bombas del circuito primario no trabajen por debajo de su NPSH, que es de aproximadamente 200 m.

La velocidad de enfriamiento no debe rebasar determinados valores admisibles, que son función de la temperatura, con el fin de evitar que se produzcan tensiones inadmisibles en algunos componentes de pared gruesa.

A una temperatura en el circuito de refrigeración principal de 180°C, y una presión de aprox. 35 bar., el enfriamiento pasa del circuito del circuito de vapor al sistema de evacuación de calor residual. En este modo de operación se basa el diseño de los componentes y tuberías del sistema de evacuación de calor residual, en lo que se refiere a presión y temperatura, siempre y cuando no estén sometidos a la presión del circuito de refrigeración principal.

Debe tenerse en cuenta que las válvulas de retención son atravesadas en sentido contrario a u sentido de caudal normal.

El diseño especial de estas válvulas garantiza la protección de las partes de instalación situadas detrás de las válvulas de retención y que no están diseñadas para soportar la presión primaria, incluso en caso de que haya un fallo en los enclavamientos eléctricos de protección.

Refrigeración de emergencia del núcleo, después del accidente base.

El accidente base consiste en suponer una rotura de la tubería del circuito de refrigeración principal, de modo que se produzca una sección de salida igual al doble de la sección del tubo.

Proceso termohidráulico en la vasija de presión del reactor en caso de accidente base.

(véase "secuencia típica en el caso de rotura de una tubería de refrigerante primario").

Debido a la fuerte pérdida de presión, se produce ebullición laminar en las barras de combustible, con unos coeficientes de transmisión de calor muy bajos. El reactor se para automáticamente a través del contenido de vapor (falta de moderación). La compensación radial de temperaturas en las barras de combustible, debido a la interrupción de la evacuación del calor, da lugar a una elevación rápida de la temperatura de las vainas (1. pico). Al cabo de unos 5 segundos se invierte el flujo en el núcleo, con lo cual puede volver a contarse con unos coeficientes de transmisión de calor buenos.

La temperatura en las vainas desciende, hasta que se haya vaciado toda la vasija de presión del reactor. Este transcurso de accidente es prácticamente independiente de cualesquiera sistemas de refrigeración de emergencia. A continuación, a partir de la fase 4, y si no hubiese sistemas de refrigeración de emergencia, el núcleo se calentaría aproximadamente 10 K/s, fundiéndose al cabo de unos dos minutos.

a) Inundación del núcleo por inyección de los acumuladores.

(véase "vías de circulación para agua y vapor durante el relleno")

Antes de que se haya vaciado completamente la vasija de presión del reactor, entra en acción el sistema de los acumuladores. Cada acumulador inyecta al núcleo aproximadamente $0,5 \text{ m}^3/\text{s}$ de agua. La "inyección" caliente", es decir la inyección en el plano superior de la vasija de presión del reactor da lugar a un enfriamiento previo de los elementos combustibles, que reduce la velocidad de calentamiento del núcleo con respecto al calentamiento adiabático. La alimentación "fría", llena primeramente el fondo de la vasija de presión del reactor, sin tener ninguna influencia sobre la temperatura del núcleo.

Al alcanzar el borde inferior del núcleo se produce una forma--

ción tempestuosa de vapor -temperatura del núcleo como mínimo 400°C,- con lo cual se mejora el enfriamiento del núcleo. El vapor ascendente es condensado por el agua que se alimenta desde arriba, con lo cual no se puede formar presión en el interior de la vasija de presión del reactor.

En este momento concluye la elevación de temperatura en las vainas de los elementos combustibles.

Al descender por debajo de la temperatura de "quenck", se enfrían las zonas inundadas del núcleo a la temperatura de saturación del agua en el núcleo.

b) Refrigeración de emergencia del núcleo, mediante inyección de seguridad de baja presión.

Después de inundar el núcleo, la autoridad de concesión alemana exige que se evacue el calor de desintegración sin que se produzca la evaporación del agua de refrigeración de emergencia que ha sido inyectada. Además hay que tener en cuenta que posiblemente un 50% del caudal de inyección de una de las bombas de evacuación de calor residual puede escapar al sumidero del edificio del reactor, sin alcanzar el núcleo. En estas condiciones, las bombas de evacuación de calor residual deberán inyectar en total aproximadamente 555 kg/s de agua borada de aproximadamente 30°C, y una concentración de boro de 2200 ppm, procedente de los depósitos de almacenamiento de agua borada. Como por las razones indicadas una parte del caudal de agua inyectada no participa en la refrigeración del núcleo, el sumidero tendrá un enfriamiento adelantado, formándose una temperatura de mezcla que está por debajo de la de saturación.

c) Refrigeración de emergencia del núcleo, modo de operación por recirculación.

Una vez que se hayan agotado las reservas de agua borada disponible para la inyección, habrá en el sumidero del edificio una cantidad suficiente de agua, que permita efectuar la siguiente evacuación de energía, por refrigeración y realimentación de esta agua. Esta operación tiene lugar al cabo de unos 20 minutos.

La operación por circulación es la base de diseño para la cadena de enfriamiento hasta el medio ambiente (río, torres de refrigeración).

El calor residual que se produce al principio de la operación por recirculación ha de poder evacuarse, mediante dos cadenas de enfriamiento que están formadas por el sistema de evacuación de calor residual, el sistema de refrigeración de componentes nucleares y el sistema de agua de refrigeración esencial.

Al producirse el caso de avería con pérdida de refrigerante, se cierra automáticamente en el circuito de refrigeración de componentes nucleares la tubería colectora, junto con los puntos de enfriamiento conectados a la misma, con lo cual se dispone para el enfriamiento de emergencia de cuatro ramales totalmente independientes. - De esta manera se continúa la subdivisión en ramales del sistema de evacuación de calor residual.

10.8.3.3 EVACUACION DEL CALOR RESIDUAL EN EL CASO DE INFLUENCIAS EXTERNAS.

En la República Federal Alemana se entiende por influencias externas los siguientes acontecimientos:

- a) Acción limitada localmente
 - Onda de presión de una explosión
 - Caída de avión
 - Sabotaje
- b) Acción de área extensa
 - Terremoto

Entra dentro de la competencia de las distintas autoridades de autorización, ampliar o reducir este catálogo.

En el caso del terremoto debe partirse de que no será posible iniciar en breve tiempo medidas de auxilio desde el exterior de la central.

Por este motivo, todas las instalaciones importantes en cuanto a seguridad, así como también los sistemas para la evacuación de calor residual, se diseñan en clase sísmica. Con esto para la evacuación de calor residual, no se producen, en principio, problemas distintos a los de una parada del reactor o un caso de avería con pérdida de refrigerante.

Las medidas para dominar los casos de accidente debidos a causas externas con limitación local, vienen determinados fuertemente por las exigencias de las autoridades.

En la actualidad son de aplicación en la República Federal de Alemania las siguientes condiciones marginales:

- Se supone que no habrá sabotaje por parte del equipo de explotación.
- Las zonas de acceso restringido se consideran protegidas.
- Para proteger contra la caída de un avión es posible la construcción en forma de refugio antiaéreo, o la separación en el espacio.
- Se aplicará el criterio de fallo único.
- En un plazo de diez horas unos equipos auxiliares iniciarán medidas dirigidas a controlar el accidente.
- El circuito primario permanece intacto.

El espectro de casos de averías antes citado se puede cubrir con el sistema de alimentación de emergencia, tal como se ha presentado en el capítulo anterior. Así sucede por ejemplo en el caso de corriente de emergencia, donde se evacua el calor residual por calentamiento y evaporación del agua desmineralizada que se había alimentado.

La reserva de agua desmineralizada se ha calculado de forma tal, que funcionando dos de los cuatro ramales se cumpla el criterio de las diez horas.

La ventaja de este sistema estriba en su autarquía. Cada ramal tiene su propia reserva de agua desmineralizada y de combustible. El agua necesaria para la alimentación de emergencia es al mismo tiempo agua de refrigeración para los motores Diesel y para los demás puntos de enfriamiento, por lo que no se necesita ningún suministro desde el exterior, con excepción del aire.

Influencias externas durante la recarga.

El caso de influencias externas puede tener lugar también durante una fase de parada del reactor, cuando el núcleo se encuentre bien con la vasija de presión del reactor abierta, o en la piscina de combustible.

Para la comprensión de lo que se describe a continuación es necesario tratar antes sobre el concepto de alimentación de ener-

gía eléctrica.

Aquellos equipos que no tienen importancia desde el punto de vista de seguridad se abastecen desde barras auxiliares normales.

Los equipos que tienen importancia desde el punto de vista de técnica de seguridad, pero cuyo funcionamiento no es necesario en el caso de influencias externas, se alimentan adicionalmente desde la instalación de energía de emergencia, que tiene cuatro barras de salvaguardia. Según la potencia que se necesite, se dispone de los niveles de tensión de 10 kV, 660 V, 380/220 V, - también 220 V y 48-V - corriente continua, así como 380/220 V sin corrupción.

Cada una de las 4 barras de salvaguardia se abastece por tanto de la instalación de barras auxiliares normales y en caso de fallo de estas barras, de uno de los cuatro diesel de salvaguardia de 4000 kW.

Por último está el edificio de alimentación de emergencia el cual está protegido contra "influencias externas". Esta sección de la instalación se mantiene lo más reducida posible, por razones de coste. Accionamientos que precisan alta tensión no pueden abastecerse desde los diesel de alimentación de emergencia, relativamente pequeños (100 kW), debido a que es demasiado grande la necesidad de corriente de arranque, por lo cual en el edificio de alimentación de emergencia se suprime el nivel de 10 kV y se conectan las bombas de alimentación de emergencia directamente con los diesel.

Para dominar las influencias externas estando el reactor sin presión, se protegen en un refugio de hormigón también las partes necesarias de la cadena de refrigeración de emergencia, alimentándose desde las barras de corriente de emergencia protegidas.

Debido a la pequeña potencia disponible en los generadores, dos de los ramales llevan en paralelo a las bombas de agua de refrigeración esencial de refrigeración de componentes y evacuación de calor residual, unas bombas de emergencia de menor potencia alimentadas por los grupos diesel de emergencia.

Estos dos ramales disponen además de conexiones con la piscina de combustible.

De esta manera es posible establecer el circuito necesario des-

de un puesto de control en el edificio de alimentación de emergencia, según que el núcleo irradiado se encuentre en la vasija de presión del reactor o en la piscina de combustible.

Las casas de bombas de agua de servicio esencial para los ramales de agua de refrigeración esencial se separan físicamente entre sí de tal manera, que la caída de un avión solo pueda hacer impacto directo sobre la mitad de ellos.

La otra mitad está protegida contra caída de escombros.

Durante la operación normal, el circuito de refrigeración que pasa por la piscina de combustible se utiliza también como sistema de refrigeración de la piscina de combustible.

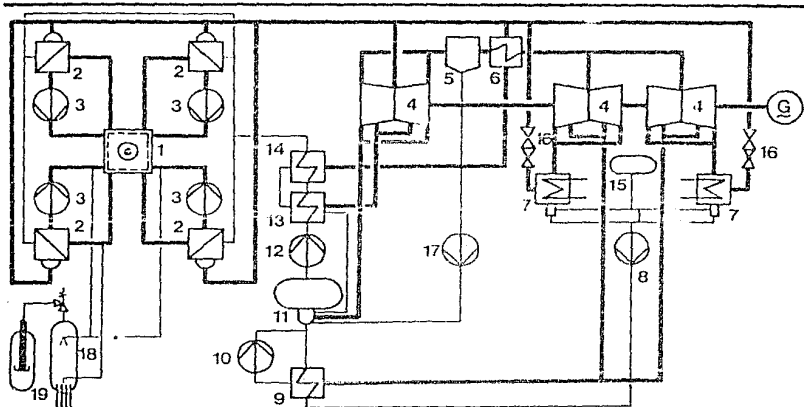
10.8.4 CONSIDERACIONES FINALES.

Con esta exposición se trata de dar una visión de conjunto sobre los sistemas auxiliares nucleares más importantes. Faltan los sistemas auxiliares convencionales y algunos sistemas de la parte nuclear, como por ejemplo el sistema de drenajes de equipos, el sistema de drenajes de edificios, el sistema de recolección de fugas o el sistema de muestras nucleares.

Espero sin embargo que la selección descrita les permita obtener una impresión del gran número y de la diversidad de los sistemas que participan en el funcionamiento del reactor.

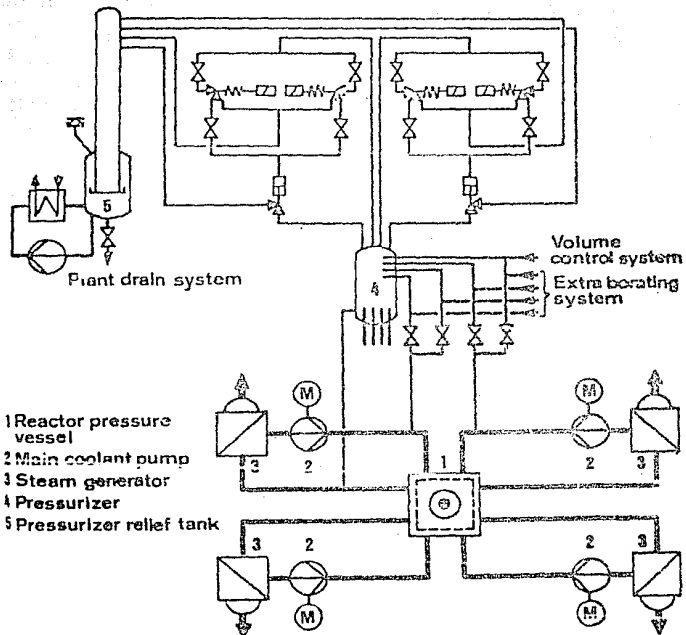
		600 MW 2 Loop	1000 MW 3 Loop	1300 MW 4 Loop
Thermal power of steam generator	MW _{th}	1990	3027	3782
Gross electrical power (approx.)	MW _e	670	1090	1300
Number of fuel assemblies		121	177	193
Active length of core	mm	3400	→	3900
Reactor pressure vessel inner diameter	mm	4330	4560	5000
Steam generator heating surface	m ²	5400	→	→
Main steam pressure	bar	65	68,6	→
Main steam temperature	°C	280,8	284,5	→
Main steam flow	kg/s	1082	1650	2060
Containment diameter	m	50	53	56

Main Data

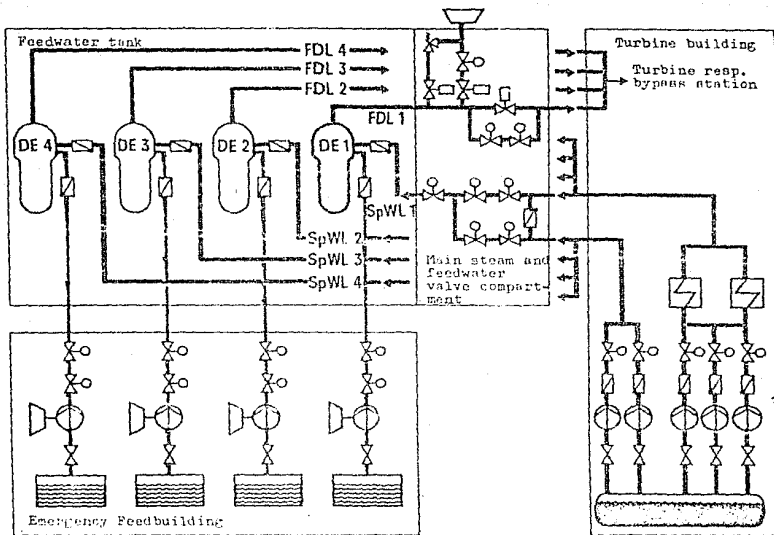


- | | | |
|---------------------|----------------------------------|-----------------------------|
| 1 Reactor | 8 Main condensate pump | 14 Reheater drains cooler |
| 2 Steam generator | 9 I.P. feed water heater | 15 Demineralized water tank |
| 3 Main coolant pump | 10 Moisture separator drain pump | 16 Main steam bypass system |
| 4 Turbine | 11 Feedwater tank | 17 Separator drains pump |
| 5 Reheater | 12 Main feedwater pump | 18 Pressurizer |
| 6 Reheater | 13 HP-feed water heater | 19 Pressurizer relief tank |
| 7 Condenser | | |

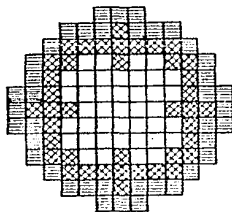
Turbine and Reactor Plant



Reactor Coolant System



Main Steam System and Steam Generator Feeding
1300 MW Pressurized Water Reactor



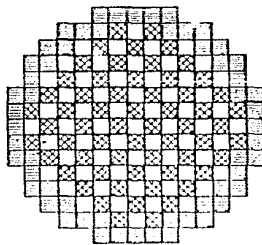
Enrichment:

□ 2,5

▣ 2,8

▤ 3,1

121 Fuel elements

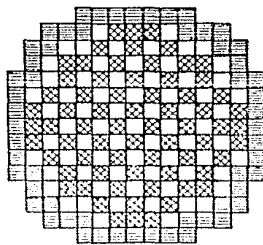


□ 1,9

▣ 2,5

▤ 3,2

177 Fuel elements

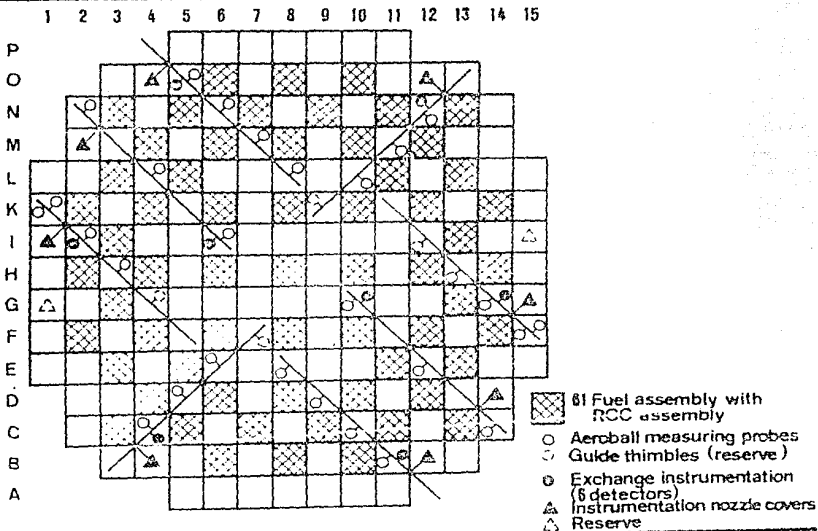


□ 1,9 Gew. % U 235

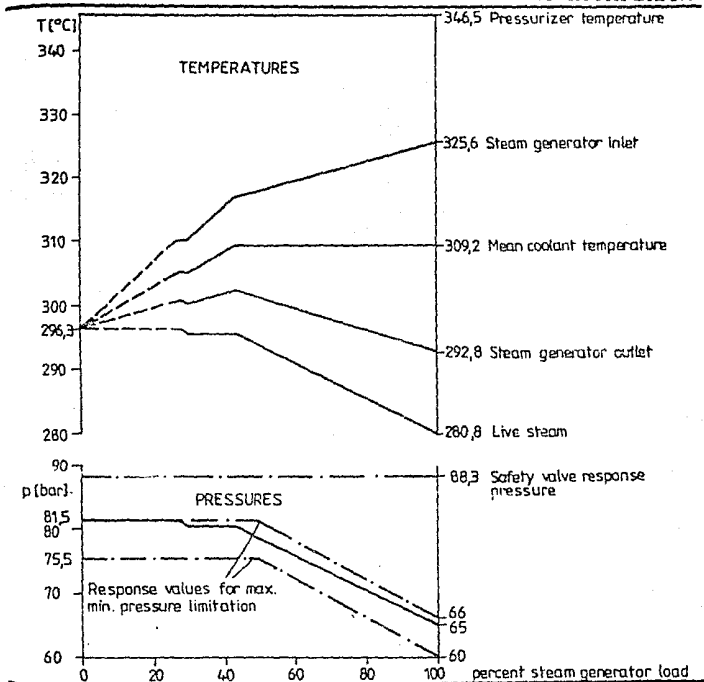
▣ 2,5 Gew. % U 235

▤ 3,2 Gew. % U 235

193 Fuel elements



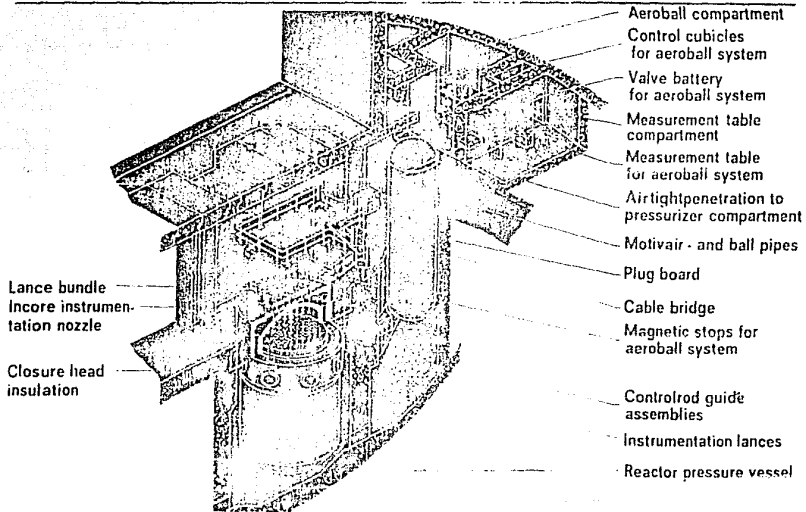
Reactor Core Cross Section

Kraftwerk Union

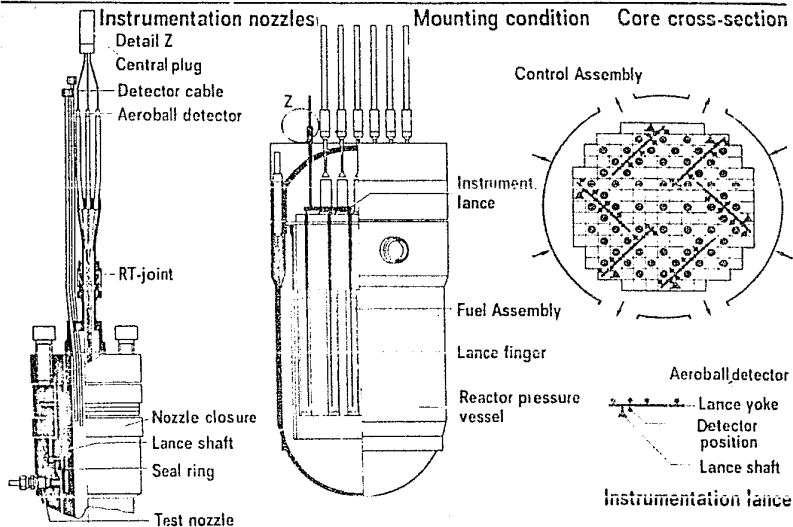
Steady - State Part Load Diagram (600 MW)

DE 11
6/72

Kraftwerk Union AG

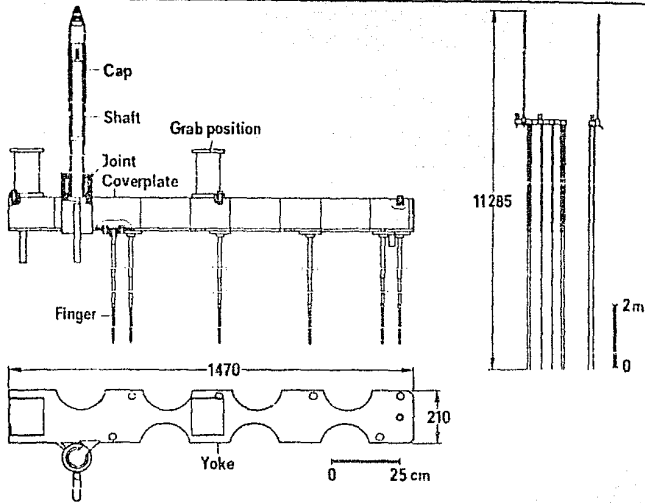


Incore instrumentation PWR
Spatial arrangement of aeroball system



550

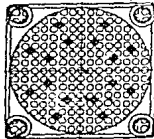
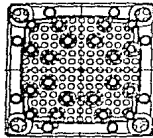
Incore instrumentation PWR



Incore instrumentation PWR
Instrumentation lance

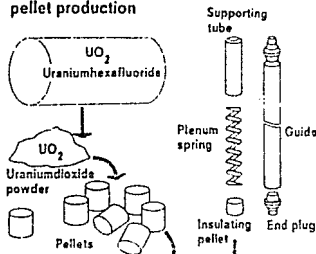
Kraftwerk Union

Length	4 185 mm
Active Length	3 400 mm
Weight	720 kg
Fuel Weight	465 kgU
Fuel Rod	236
Control Rod Guide Tube	20
Spacer	8

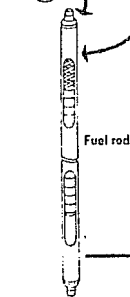
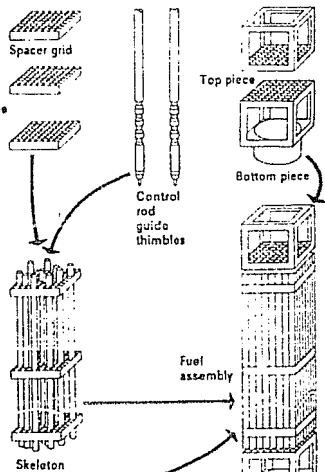


Fuel Element

Conversion and pellet production



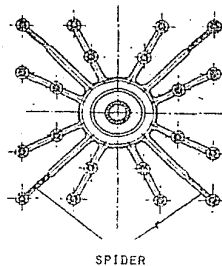
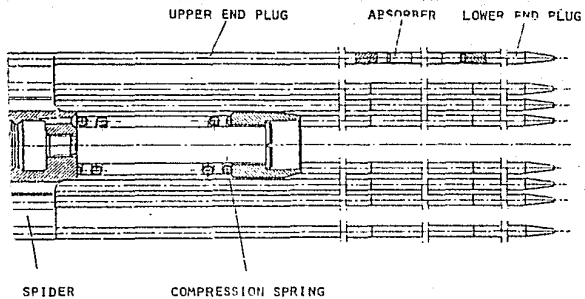
Manufacture of structural parts



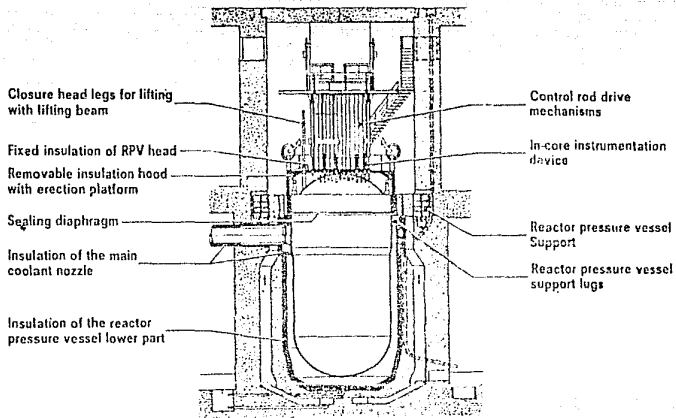
Fuel rod production

Fuel assembly

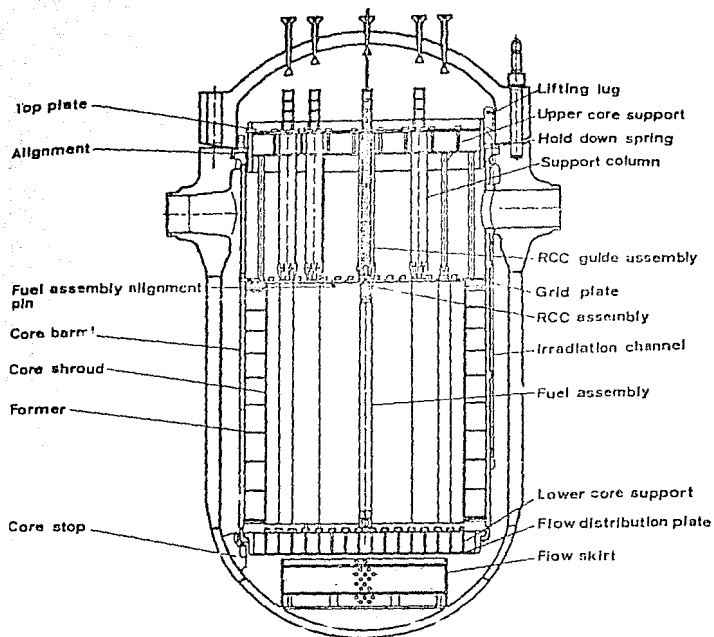
Assembly



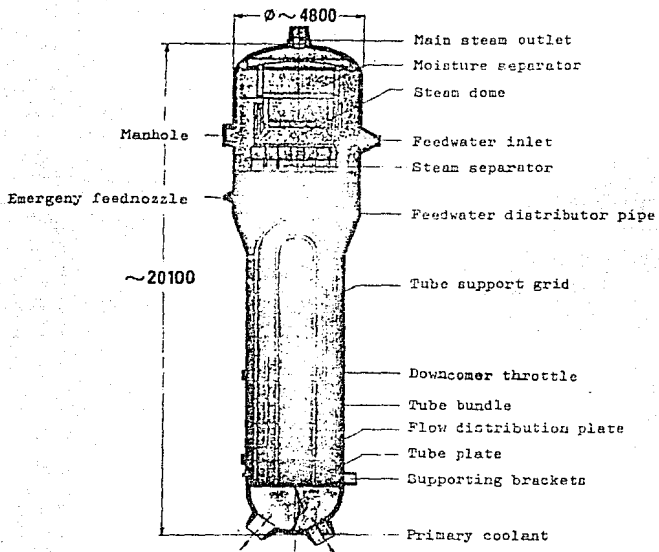
TROL ASSEMBLY



Reactor pressure vessel installed

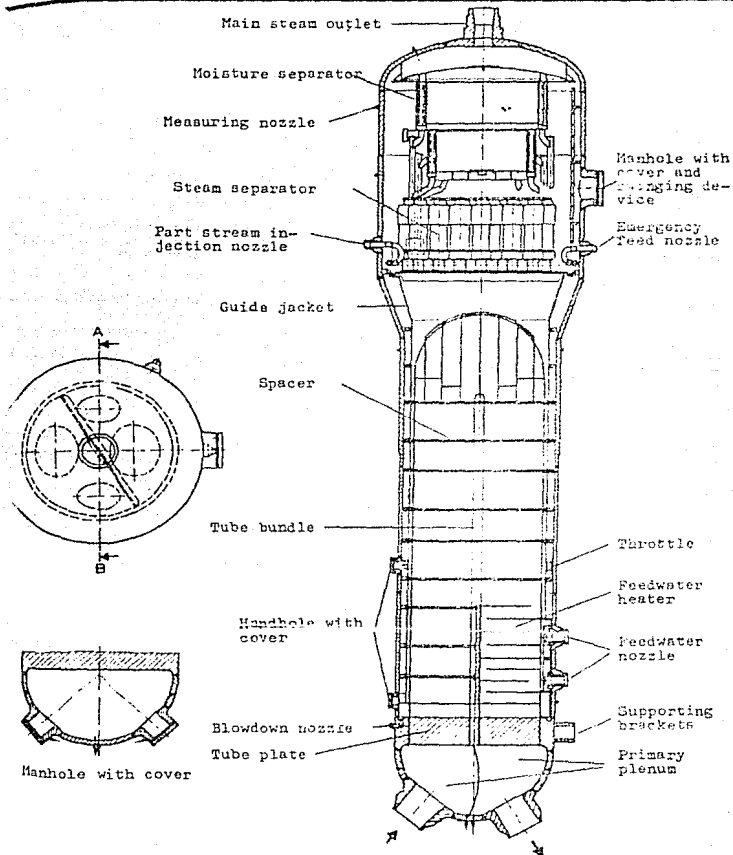


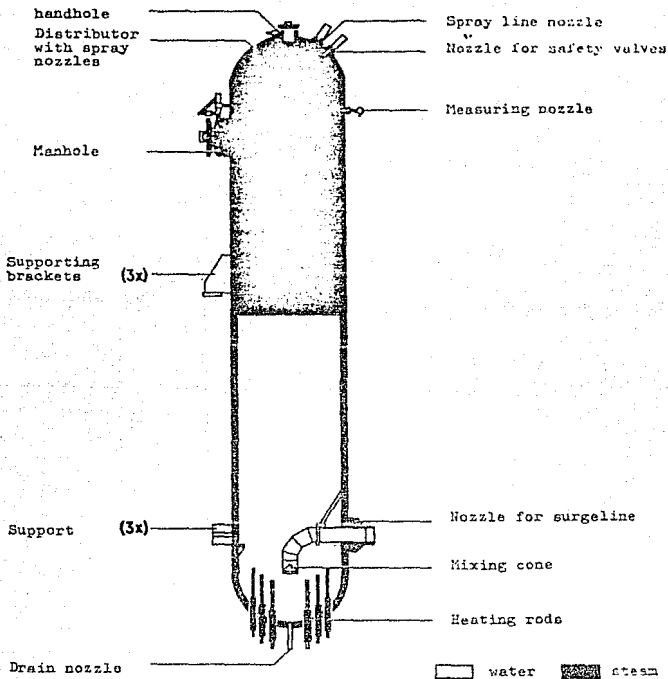
Reactor Pressure Vessel with Internals

Kraftwerk Union

Standard-Steam Generator

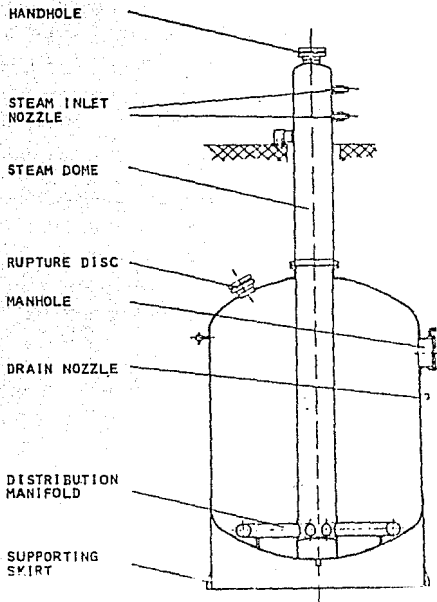
E781277C



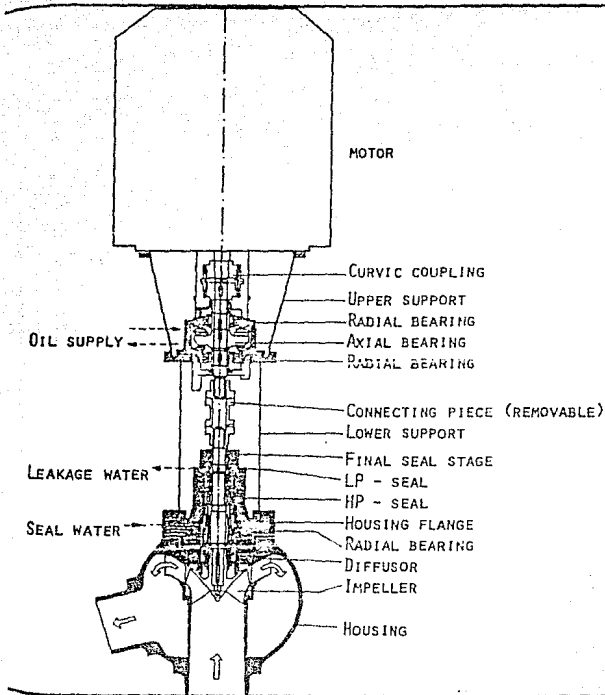
Kraftwerk Union

Nuclear Power Station with Pressurized Water Reactor
Pressurizer

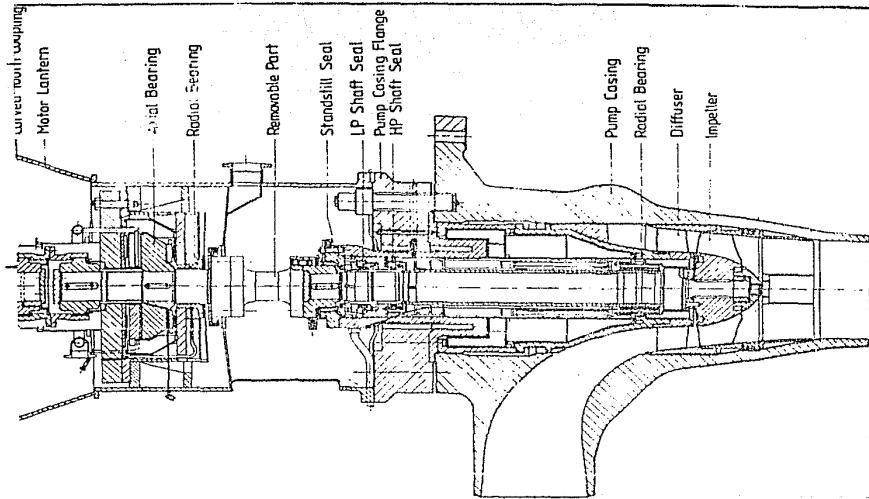
E79465C

Kraftwerk Union

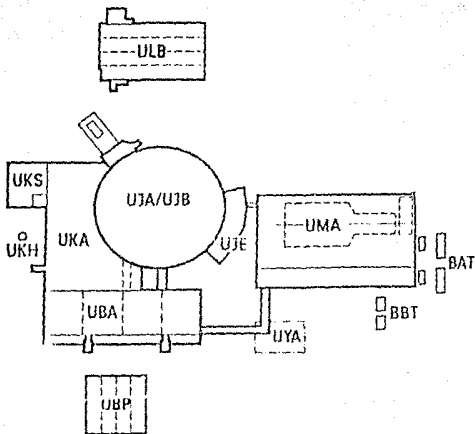
PRESSURIZER RELIEF TANK

Kraftwerk Union

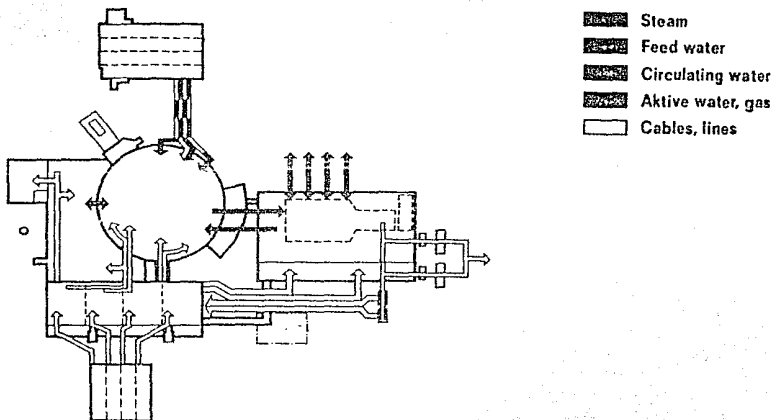
Primary Coolant Pump, Cross Section



actor Coolant Pump Type ANDRITZ

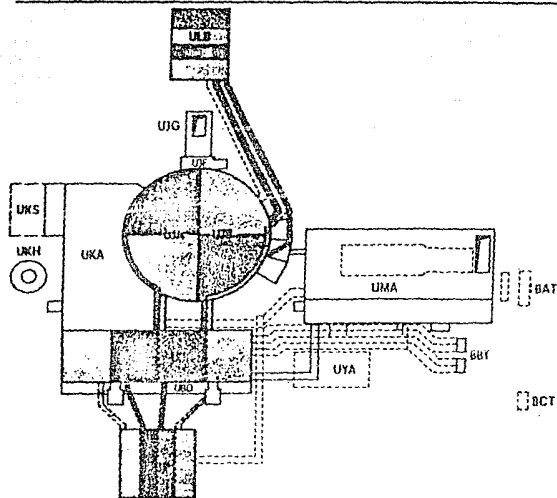


- BAT Generator transformers
- BBT High-voltage auxiliary supply transformers
- UBA Switchgear building
- UBP Emergency power and chilled water supply building
- UJA Reactor building, containment interior structure
- UJB Reactor building annulus
- UJE Main steam and feedwater valve compartment
- UKA Reactor auxiliary building
- UKH Vent stack
- UKS Radwaste building
- ULD Emergency feed water building
- UMA Turbine building
- UYA Personnel facilities and office building



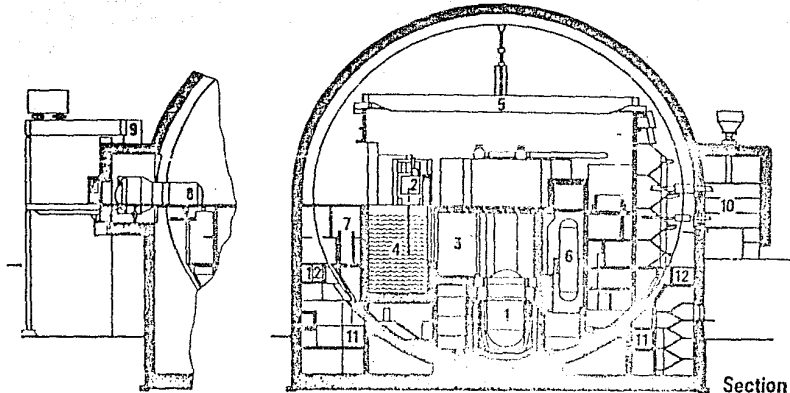
PWR 1300 MW
Site plan with energy flows

Kraftwerk Union



- BBT Power supply
- UBA Switchgear Building
- UBD Transformer Com-
partments
- UBP Emergency Power Building
- UJA Reactor Building
- UJB Reactor Building Anulus
- UJE Main Steam and
Feedwater Valve Compartment
- UJF Material Lock Structure
- UJG Gantry
- UKA Reactor Auxiliary Building
- UKH Vent Stack
- UKS Building for Radioactiv
Waste Treatment
- ULB Emergency Feedwater Building
- UMA Turbine Hall
- BAT Main Transformer
- BCT Auxiliary Transformer
- UYA Service Building

PWR
Arrangement of Redundancies



Reactor pressure vessel
 Refuelling machine
 Lay down position
 for core inserts
 Fuel pool

5 Reactor building crane
 6 Pressurizer
 7 New fuel store
 8 Equipment lock

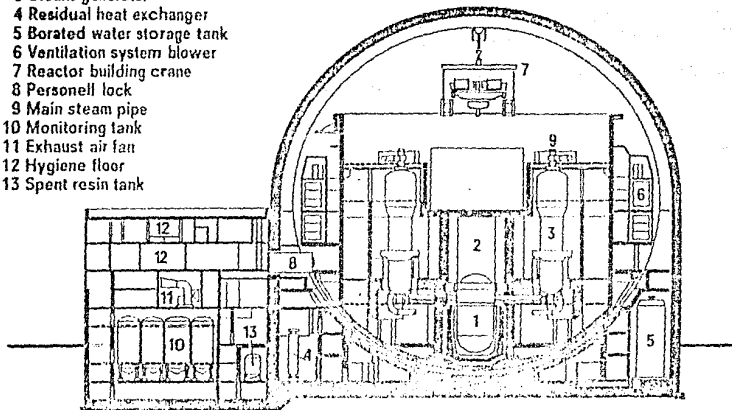
9 Gantry
 10 Main steam and feedwater valve room
 11 Pipe duct
 12 Cable duct

Section

WR 1300 MW
 Reactor Building

E77082

- 1 Reactor pressure vessel
- 2 Reactor compartment
- 3 Steam generator
- 4 Residual heat exchanger
- 5 Borated water storage tank
- 6 Ventilation system blower
- 7 Reactor building crane
- 8 Personnel lock
- 9 Main steam pipe
- 10 Monitoring tank
- 11 Exhaust air fan
- 12 Hygiene floor
- 13 Spent resin tank

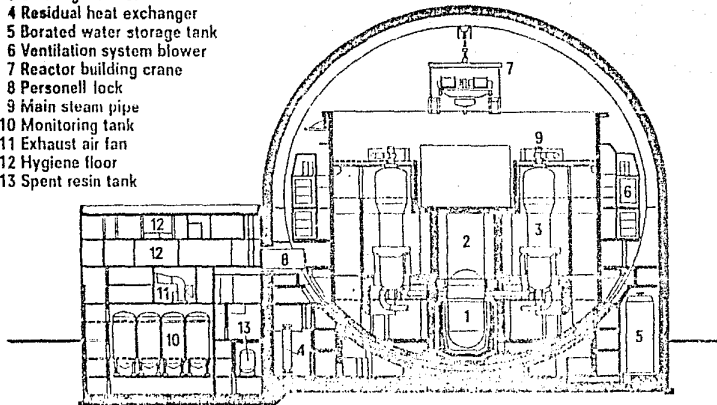


Section

PWR 1300 MW
 Reactor Building and Reactor Auxiliary Building

E77081e

- 1 Reactor pressure vessel
- 2 Reactor compartment
- 3 Steam generator
- 4 Residual heat exchanger
- 5 Borated water storage tank
- 6 Ventilation system blower
- 7 Reactor building crane
- 8 Personell lock
- 9 Main steam pipe
- 10 Monitoring tank
- 11 Exhaust air fan
- 12 Hygiene floor
- 13 Spent resin tank

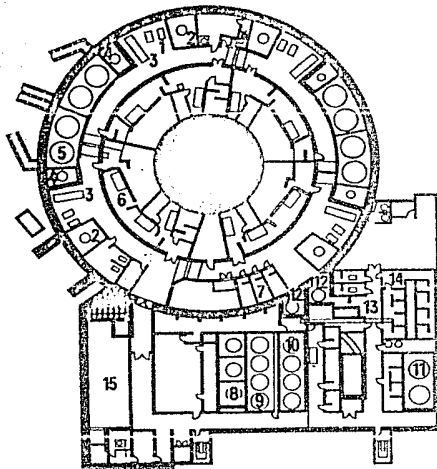


Section

PWR 1300 MW
 Reactor Building and Reactor Auxiliary Building

E77081e

Kraftwerk Union



- 1 Emergency component cooling pump
- 2 Component cooling heat exchanger
- 3 Safety injection pump
- 4 Residual heat exchanger
- 5 Borated water storage tank
- 6 High pressure charging pump
- 7 Residual heat removal pump
- 8 Concentrate tank
- 9 Liquid-waste collecting tank
- 10 Monitoring tank
- 11 Boric acid tank
- 12 Spent resin tank
- 13 Gaseous waste
- 14 Pumps and valves room
- 15 Drum store

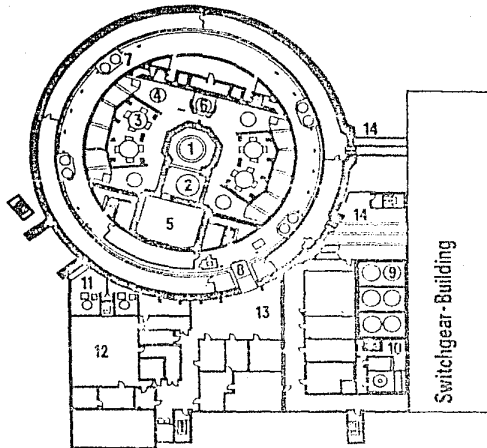
Plan view — 6.00 m

PWR 1300 MW

Reactor Building and Reactor Auxiliary Building

E77 0846

Kraftwerk Union



- 1 Reactor compartment
- 2 Lay down position for core internals
- 3 Steam generator
- 4 Reactor coolant pump
- 5 Fuel pool
- 6 Pressurizer
- 7 Accumulator
- 8 Personell lock
- 9 Coolant storage tank
- 10 Gas cooler
- 11 Liquid waste evaporator
- 12 Radiochemical laboratory
- 13 Hygiene floor
- 14 Cable bridge

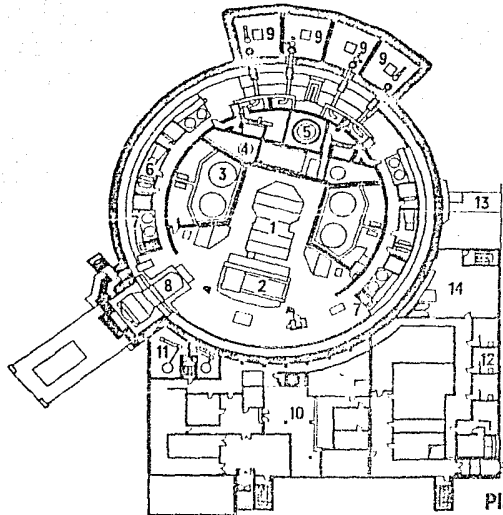
Plan view + 12.00

PWR 1300 MW

Reactor Building and Reactor Auxiliary Building

570

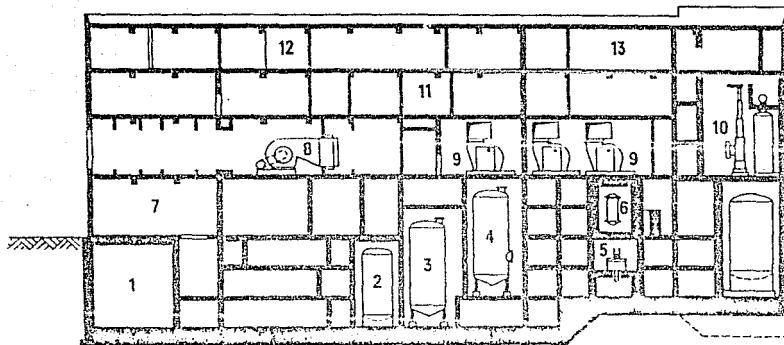
ET/077e



- 1 Fuel pool floor
- 2 Refuelling machine
- 3 Steam generator
- 4 Reactor coolant pump
- 5 Lay-down area for reactor top head
- 6 Ventilation system blower
- 7 Accumulator
- 8 Equipment lock
- 9 Main steam valve room
- 10 Hygiene floor
- 11 Liquid waste evaporator
- 12 Valve room
- 13 Cable bridge
- 14 Activated charcoal filters

Plan view + 21.50 and + 16.50

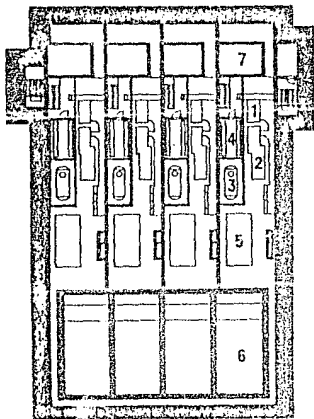
PWR 1300 MW
Reactor Building and Reactor Auxiliary Building



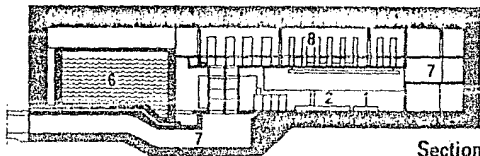
Longitudinal Section

- | | | |
|--|--|------------------------|
| 1 Drum store for low radioactive waste | 5 Filter changing machine | 9 Exhaust air fan |
| 2 Concentrate tank | 6 Mixed bed filter, Coolant purification | 10 Coolant treatment |
| 3 Liquid waste storage tank | 7 Hot Workshop | 11 Health physics area |
| 4 Monitoring tank | 8 Intake air system | 12 Control post |
| | | 13 Changing rooms |

PWR 1000 MW
Reactor Auxiliary Building



Plan view



Section

- 1 Emergency feed pump
- 2 Diesel set
- 3 Oil tank
- 4 Batteries

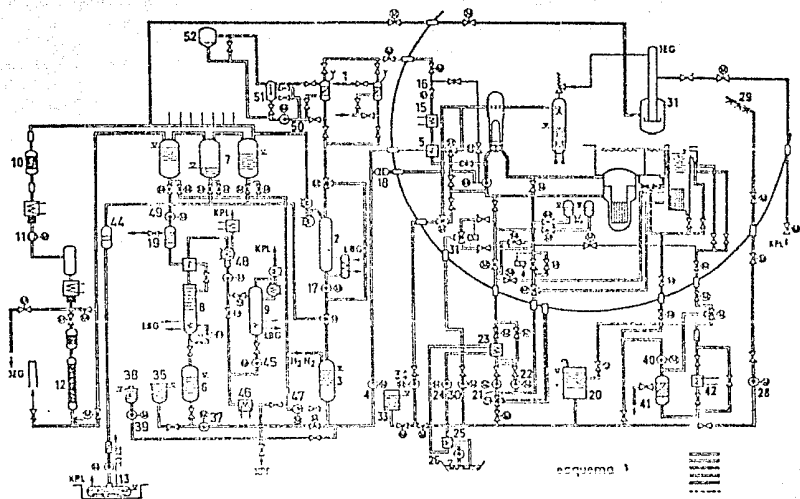
- 5 Ventilation
- 6 Water storage tank
- 7 Cable and pipe ducts
- 8 Switchgears

PWR
Emergency Feed Building

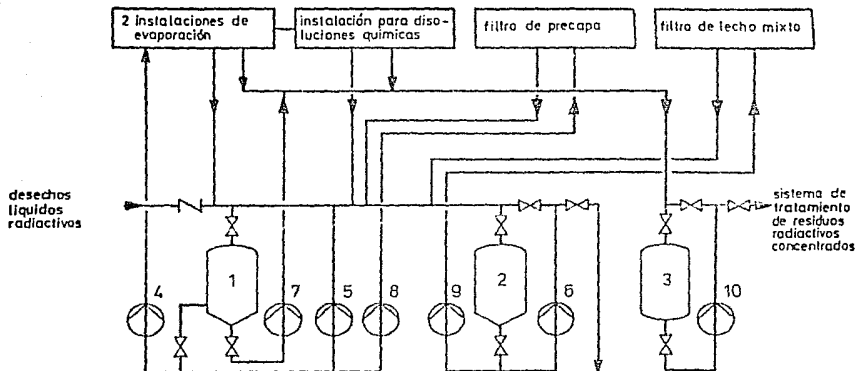
477078e

Instalaciones auxiliares del reactor

Kraftwerk Union AG



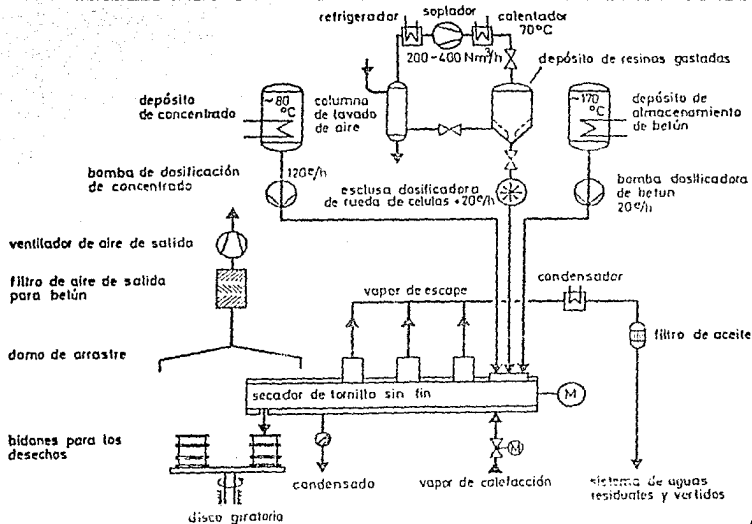
1 filtro de lecho mixto
2 columna de desgasificación
3 depósito de control de volumen
4 bomba de carga de alta presión
5 cambiador de calor recuperativo
6 depósito de almacenamiento de ácido bórico
7 depósito de almacenamiento de refrigeración
8 columna de separación de ácido bórico
9 columna desgasificadora
10 recombinador
11 bomba de vacío
12 tramo de retardo
13 drenajes de equipos
14 acumulador
15 enfriador de alta presión
16 estación reductora de alta presión
17 bomba de extracción de la columna de desgasificación
18 filtro de agua de cierros
19 filtro de lecho mixto
20 depósito de almacenamiento de agua borada
21 bomba de evacuación de calor residual
22 bomba de la piscina de combustible
23 cambiador de calor residual
24 bomba de refrigeración de componentes nucleares
25 refrigerador de componentes nucleares
26 bomba de agua de servicio esencial
27 bomba de inyección de seguridad
28 circuito de selección
29 depósito de boración
30 bomba de boración
31 depósito de mezcla de ácido bórico
32 bomba dosificadora de ácido bórico
33 depósito de mezcla de reactivos
34 bomba de dosificación de reactivos
35 bomba de purificación de la piscina de combustible
36
37 filtro de lecho mixto
38 filtro de drenajes de equipos
39 bomba de extracción de la columna desgasificadora
40 postrefrigerador
41 bomba de recirculación de agua desmineralizada
42 bomba de condensado de la columna de separación
43 bomba de alimentación a la columna de separación
44 bomba de transporte de resina
45 depósito de resinas agotadas
46 depósito intermedio de resinas agotadas



- | | |
|--|--|
| 1 depósito colector de desechos líquidos (5 piezas) | 6 bomba de recirculación y vertido (2 piezas) |
| 2 depósito de control de vertidos (3 piezas) | 7 bomba de lodos |
| 3 depósito de concentrado (3 piezas) | 8 bomba de alimentación al filtro de precapa |
| 4 bomba de alimentación a las columnas de evaporación (2 piezas) | 9 bomba de alimentación al filtro de lecho mixto |
| 5 bomba de recirculación (2 piezas) | 10 bomba de concentrado |

esquema 2

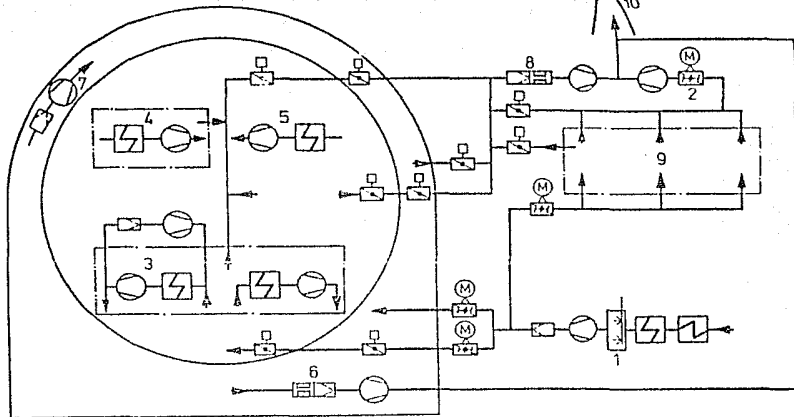
Sistema de tratamiento de residuos radiactivos líquidos



577

esquema 3

Sistema de tratamiento de residuos radiactivos concentrados



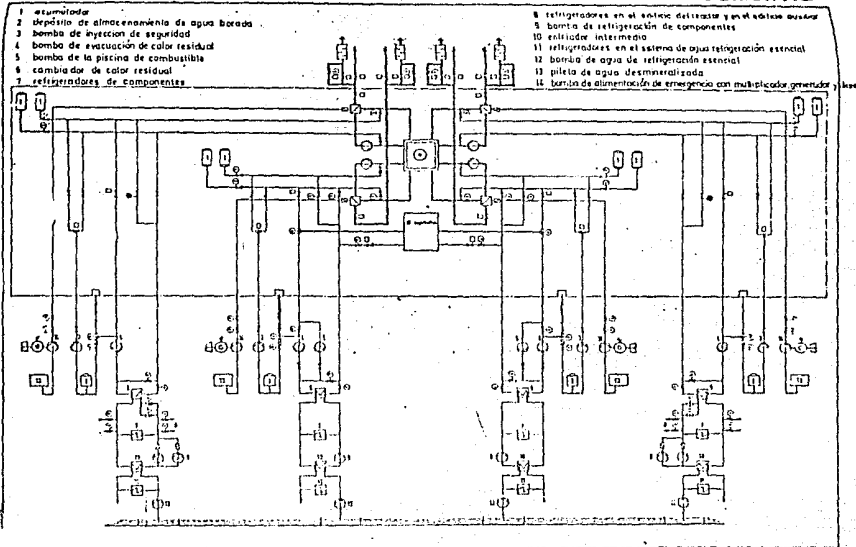
- 1 instalación común de entrada del aire
- 2 instalación de salida del aire
- 3 instalación de recirculación del aire, grandes recintos de equipos
- 4 instalación de recirculación del aire, pequeños recintos de equipos
- 5 instalación de recirculación del aire, compartimentos de operación

- 6 aspiración del recinto angular
- 7 instalación de recirculación del aire, anillo superior
- 8 mantenimiento de la subpresión con filtros de carbon activo
- 9 recintos de instalaciones, edificio de las instalaciones auxiliares del reactor
- 10 chimenea de salida del aire

esquema 4

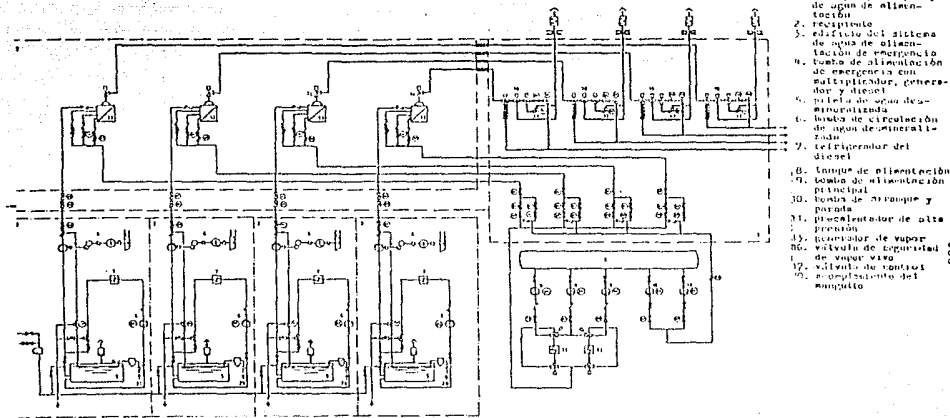
Instalación de ventilación de zonas controladas

Kraftwerk Union AG



Sistemas de evacuación de calor residual

esquema 5



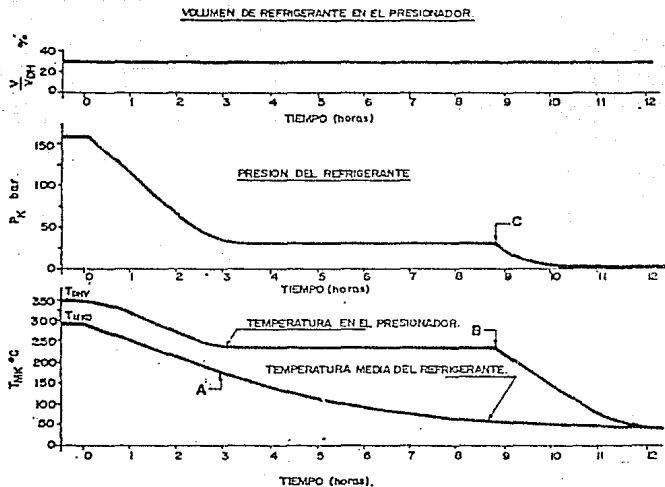
1. cámara de válvulas de vapor principal y de agua de alimentación
2. recipiente
3. edificio del sistema de agua de alimentación de recuperación
4. bomba de alimentación de emergencia con multiplicador, generador y diesel
5. cámara de agua desupercalentada
6. bomba de circulación de agua desmineralizado
7. trifásico del diesel
8. tanque de alimentación
9. bomba de alimentación principal
10. bombas de arranque y parada
11. generador de alta presión
12. generador de vapor
13. válvula de seguridad de vapor vivo
14. válvula de venturi
15. multiplicador del momento

530

Central de vapor / medidas de protección contra incidencias externas

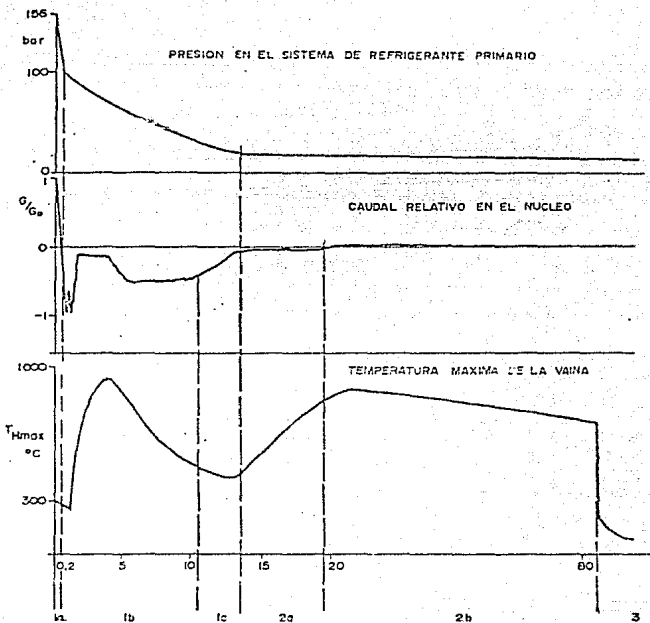
esquema 1.

DESCENSO DE POTENCIA Y ENFRIAMIENTO



- A SISTEMA DE ELIMINACION DE CALOR RESIDUAL EN FUNCIONAMIENTO.
 B ASPERSION DESDE EL SISTEMA DE CONTROL DE VOLUMEN.
 C PARADA DE LAS BOMBAS DE REFRIGERANTE PRIMARIO.

587
 SECUENCIA TÍPICA EN EL CASO DE ROTURA DE
 UNA TUBERÍA DE REFRIGERANTE PRIMARIO

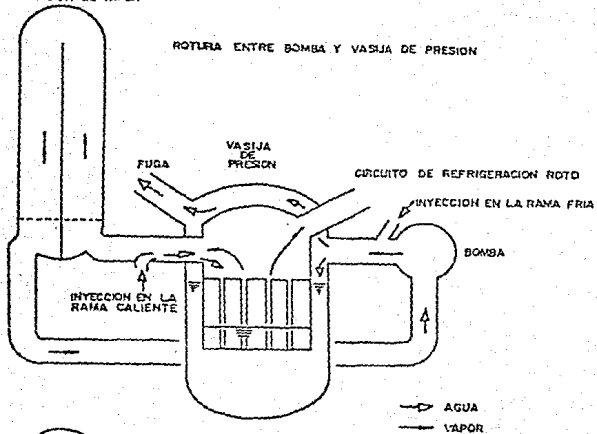


- FASE 1a ALIVIO DE PRESION HASTA LA SATURACION
- FASE 1b ALIVIO DE PRESION HASTA LA INYECCION DEL ACUMULADOR
- FASE 1c ALIVIO DE PRESION HASTA EQUILIBRIO DE PRESION CON EL RECINTO DE CONTENCION
- FASE 2a RELLENO DE LA VASIA HASTA EL BORDE DEL NUCLEO
- FASE 2b INUNDACION DEL NUCLEO

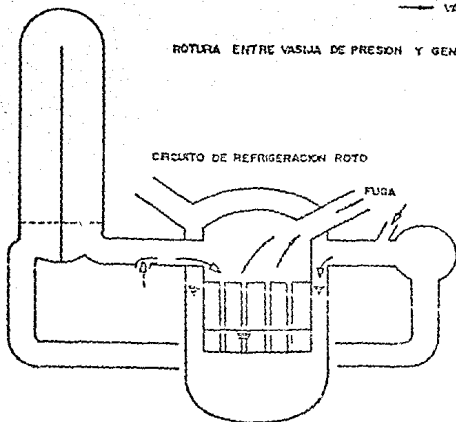
esquema 8

VÍAS DE CIRCULACIÓN PARA AGUA Y VAPOR DURANTE EL RELLENO

GENERADOR DE VAPOR



ROTURA ENTRE VASIJAS DE PRESION Y GENERADOR DE VAPOR



CAPITULO XI

REACTOR DE AGUA PESADA

11.1 INTRODUCCION.

El desarrollo de los sistemas de generación de energía nuclear en la República Federal de Alemania comenzó en 1955.

En esa fecha, Siemens S.A. comenzó desarrollando reactores que empleaban uranio natural y que estaban moderados con agua pesada, ya que no se podía prever el acceso libre a servicios de enriquecimiento en un futuro inmediato. Se investigaron dos diseños distintos para la envoltura de presión del núcleo del reactor: el tipo de vasija de presión (PHWR) y el tipo de tubos de presión (PTR).

El PHWR se realizó a comienzos de 1962, como reactor de investigación de aplicaciones múltiples (MZFR), de 57 MWe, que entró en funcionamiento en el Centro de Investigación Nuclear de Karlsruhe - en 1966. Desde entonces ha estado funcionando con una disponibilidad muy alta. El PTR fue realizado como reactor de demostración de 100 MWe, en las proximidades de Niederaichbach, en Baviera. Esta línea de reactores fue abandonada, debido a su bajo rendimiento económico.

Durante este período, sin embargo, comenzó a surgir el reactor de agua ligera (PWR), el cual parecía un sistema prometedor. Basándose en la experiencia y los conocimientos adquiridos con los reactores de agua pesada, Siemens estuvo en condiciones de asimilar rápidamente la tecnología y comenzar en 1965 con la construcción de una planta de demostración de 345 MWe, en Oberegheim. La planta comenzó a funcionar al cabo de sólo cuatro años y, junto con sus sucesores de mayor tamaño, suministra la mayor parte de la energía nuclear producida en Alemania.

Basándose en el MZFR, se obtuvo en 1968 el primer pedido comercial para un reactor PHWR de 340 MWe de diseño KWU: la central Atucha I en Argentina, que se entregó en 1974. En la actualidad, este reactor ha mostrado un excelente comportamiento de trabajo, con altos porcentajes de disponibilidad y, por lo tanto, constituye una prueba de su plena fiabilidad operacional.

Después de terminar Atucha I, KWU estuvo durante algún tiempo sin competir en el mercado de los reactores de agua pesada, ya que se estaban vendiendo muy bien los reactores de agua ligera, por su atractivo económico, en especial en lo que se refiere al uranio y

los costes de su enriquecimiento.

En la actualidad, sin embargo, son varios los países que han revisado su programa de reactores y han llegado a la conclusión de que la utilización de los reactores de agua pesada y un ciclo de combustible desechable constituye una posible alternativa a los reactores de agua ligera, por su mejor aprovechamiento de los recursos de uranio.

Por este motivo, KWU ha reemprendido sus actividades con los reactores de agua pesada. El nuevo PHWR de 700 MWe ofrecido por KWU, aprovecha plenamente la experiencia de KWU en los campos de los reactores de agua ligera y de agua pesada (7000 MWe de capacidad en 35 reactores/año, y otros 15,000 MWe en construcción o pedidos). El reactor con vasija de presión, que se utiliza en el PHWR de 700 MWe, se deriva de Atucha I y del PWR estandarizado de KWU de 500 MWe. Por lo tanto, los componentes específicos que se utilizan para el sistema de D₂O tales como: bombas, refrigeradores y válvulas de moderador, tapones de cierre de las canales de refrigerante, sistema de recarga de combustible, columnas de enriquecimiento del agua pesada, etc., son de diseño prácticamente idéntico al de Atucha I; todos los demás componentes de las partes nuclear y convencional de la planta, prácticamente todos los sistemas principales y auxiliares, así como la disposición de los edificios, se derivan del diseño estandarizado PWR de KWU. De esta manera, el PHWR se ha beneficiado de la experiencia adquirida por KWU como "ingeniero arquitecto" y proveedor de centrales completas.

El historial de KWU como Contratista principal, respaldado tanto por la tecnología PHWR como por la PWR, dió lugar en Octubre de 1979 a un segundo pedido para un PHWR de 700 MWe. Atucha II en Argentina.

Los capítulos que figuran a continuación presentan con mayor detalle información sobre las características antes citadas. También tratan de la cuestión de la producción del D₂O e incluyen datos sobre la explotación de plantas.

Las características esenciales de los PHWR de KWU son:

- utilización de uranio natural como combustible:
 - . obtención de una mayor cantidad de energía por unidad de uranio extraído; por lo tanto, mejor aprovechamiento del uranio.
 - . independencia de los servicios de enriquecimiento.
- utilización de agua pesada como refrigerante y moderador:
 - . la misma pureza de agua y, por lo tanto, sistemas auxiliares comunes para el refrigerante y el moderador.
 - . química del agua optimizada.
 - . igual presión y, por lo tanto, paredes delgadas para los canales de refrigerante (buena economía de neutrones).
- pérdidas de D_2O sumamente bajas debido a:
 - . que el número de componentes primarios se ha reducido al mínimo absoluto.
 - . uniones soldadas en el sistema primario.
 - . tapones especiales de los canales de refrigerante
 - . procedimiento especial de transferencia de combustible, con un circuito intermedio de gas para el secado del combustible, entre el intercambio de D_2O - H_2O
- canales de refrigerante dispuestos verticalmente:
 - . no hay problemas debido a flechas, especialmente de aquellas inducidas por terremotos.
 - . los tapones de cierre de los canales de refrigerante tienen fácil acceso para mantenimiento, descendiendo el nivel del agua.
- los sistemas en contacto con el D_2O están fabricados o revestidos de material resistente a la corrosión:
 - . proporción mínima de pérdida de metal, y
 - . baja proporción de formación de productos de corrosión
 - por lo tanto reducida exposición a las radiaciones para el personal de servicio y de mantenimiento.
 - . reducido consumo de resinas.
- identidad o similitud con la tecnología PWR:
 - . sistemas de refrigeración del reactor en circuito cerrado.
 - . sistemas auxiliares idénticos
 - . diseño idéntico de componentes
 - . diseño idéntico del turboalternador y de la parte eléctrica

- . diseño idéntico del edificio
- . disposición idéntica de edificios
- . métodos y equipos idénticos de inspección y mantenimiento,
- alta economicidad
 - . alto grado de quemado
 - . alto rendimiento neto
 - . temperatura variable del moderador, para control de la reactividad
 - . utilización del calor moderador para precalentar el agua de alimentación del generador de vapor
 - . alta disponibilidad, debido a la recarga de combustible durante el servicio, con una sola máquina de carga, dispuesta encima de la vasija de presión del reactor - un sistema acreditado desde 1966.
 - . variación de carga (ciclo día/noche) entre el 50% y el 100%.
- alta fiabilidad y seguridad de toda la planta:
 - . para cada sistema de seguridad se instalan cuatro vías redundantes, pudiendo así efectuar trabajos de reparación en una de ellas durante el funcionamiento de la planta,
 - . en cualquier situación imaginable de accidente, el reactor se puede mantener en estado "caliente subcrítico" o se puede refrigerar con ayuda del sistema de evacuación del calor residual de alta presión, sin necesidad de alimentación de emergencia de agua en el lado secundario de los generadores de vapor, como en la tecnología de los PWR y, por lo tanto, sin descargar vapor al exterior.
 - . protección contra acciones exteriores -por ejemplo caída de aviones, onda de presión de una explosión, terremotos y sabotaje.
 - . hasta 30 minutos después de cualquier accidente, no se necesita ninguna intervención manual.
 - . hasta 10 horas después de un incidente exterior, la planta es independiente de toda ayuda exterior.

11.3 DISPOSICION GENERAL DE LA PLANTA.

La disposición general de la central PHWR es similar a la disposición del diseño estandarizado PWR de KWR, y se rige por las siguientes consideraciones básicas:

- separación definida de los sistemas nucleares y convencionales.
- vías de circulación de energía definidas.
- tuberías y cableados cortos.
- buenas condiciones de transporte y de acceso para la construcción, el montaje y el servicio.

El emplazamiento de los distintos edificios de la central puede verse en el plano de planta (fig. 1). Se presta especial atención a la disposición de los distintos edificios uno con relación al otro lo que es especialmente aplicable a los edificios en los que se alojan sistemas y equipos conectados entre sí mediante las numerosas tuberías y conductos de cables.

Esto sucede en especial en el caso de los edificios independientes del emplazamiento:

- edificio del reactor
- edificio auxiliar del reactor
- casa de máquinas
- edificio de corriente de emergencia y suministro de agua fría.

El edificio auxiliar del reactor linda en parte, con el edificio del reactor. Todos los sistemas de estos dos edificios que están conectados entre sí por medio de tuberías de acero austenítico, están colocados lo más cerca posible de este límite común, tan cerca como lo permitan las consideraciones de espacio.

El edificio para almacenamiento del combustible está unido al edificio del reactor por el sistema de transporte de combustible, que ha sido diseñado de acuerdo con el sistema de transferencia que opera con éxito en la Central Nuclear Atucha I.

El edificio eléctrico, en el cual está la sala de control principal, se extiende a lo largo del complejo formado por el edificio del reactor y el edificio auxiliar del reactor. Esta disposición es necesaria para que los cables que van al edificio del reactor, al edificio auxiliar del reactor y a la casa de máquinas sean lo --

más corto posible y puedan ser tendidos en conductos separados, evitando así cruces con tendidos principales de tubería.

La casa de máquinas está situada junta al edificio del reactor y el eje de la turbina está orientado en dirección al edificio del reactor.

Está conectada al compartimiento, en el que se encuentran las válvulas de vapor principal y de agua de alimentación del edificio del reactor, por medio de tuberías de vapor y de agua de alimentación y por un puente para el personal. La casa de máquinas y el edificio eléctrico están unidos por medio de un puente de acceso situado a la misma altura que el piso de la sala de control principal. Debajo de este puente está suspendida una bodega para cables; otros cables están tendidos subterráneamente, en conductos paralelos.

Los cables y las tuberías para los sistemas redundantes se extienden entre los edificios y por el interior de estos en forma separada.

KWU prefiere una disposición dispersa mejor que una disposición compacta, ya que de esta manera se tiene acceso a todos los edificios para el transporte de material durante la construcción y, al mismo tiempo, se puede evitar ampliamente cualquier interdependencia entre los diversos edificios durante el período de construcción. Además, esta disposición permite vías de escape cortas desde los edificios al exterior y facilita el acceso de los equipos contra incendios.

Como puede verse en el plano de planta, los edificios principales de la central son:

- edificio del reactor, que contiene el recinto de contención y el recinto anular.
- edificio auxiliar del reactor con torre de enriquecimiento de D_2O y chimenea de ventilación
- edificio de almacenamiento de combustible, con zonas para almacenar elementos combustibles nuevos y agotados
- edificio eléctrico, incluyendo la sala de control de la central
- edificio de corriente de emergencia y suministro de agua fría
- casa de máquinas

En la planta KWU hay una separación física definida entre las -

secciones nuclear y convencional.

El edificio del reactor, junto con el recinto anular, el edificio auxiliar del reactor y el edificio de almacenamiento de combustible, constituye la zona controlada, en la cual van instalados todos los sistemas asignados a la sección nuclear. De esta manera, la radiactividad que se produce queda limitada a unas zonas definidas.

A la "zona controlada" existe solamente un acceso controlado. Una de las características principales de diseño de las centrales - KWU es la baja exposición a la radiación del personal de mantenimiento. Esto se logra mediante la gran estanqueidad a las fugas que tienen los sistemas primarios, mediante un blindaje adecuado y una separación física de los equipos y una ventilación que fuerza un caudal continuo y definido de aire desde los recintos de menor actividad a los recintos de actividad superior.

Este diseño permite siempre un acceso a los componentes que exijan trabajos de mantenimiento durante el funcionamiento y permite también la inspección y los trabajos de reparación durante el servicio.

Gran parte del trabajo de desarrollo y de la experiencia ganada con Atucha I y con los reactores PWR de KWU, se ha dedicado a reducir la exposición a la radiación del personal de mantenimiento y reparación.

A continuación se indican los principales resultados:

- los compartimentos que contienen componentes radiactivos son relativamente grandes, para facilitar el acceso para trabajos de mantenimiento y reparación.
- apantallamientos especiales delante de los componentes
- los muros de los compartimentos están diseñados de forma que otorguen un apantallamiento suficiente y eviten las radiaciones procedentes de compartimentos vecinos
- para todos los trabajos importantes de mantenimiento y de reparación habrá equipos automáticos, que se pueden comprar o alquilar al fabricante.

11.4 DISPOSICION Y DISEÑO DEL NÚCLEO DEL REACTOR.

El núcleo del reactor, que se encuentra en el interior de la vasija de presión, es la fuente de calor nuclear de la central.

El núcleo del reactor tiene una forma aproximadamente cilíndrica y consiste de 451 elementos combustibles de uranio natural, situados en sendos canales de refrigerante. Cada elemento combustible, junto con el cuerpo de llenado y el tapón de cierre, forma la columna de combustible. Los canales de refrigerante están dispuestos verticalmente en una celosía triangular de 272 mm de abertura, dentro del tanque del moderador.

Cada canal de refrigerante contiene una columna.

Como refrigerante del reactor y como moderador se utiliza agua pesada (D_2O).

El calor generado en los elementos combustibles se transmite al D_2O , que fluye a través de los canales de refrigerante y transporta el calor a los generadores de vapor.

Los canales de refrigerante están rodeados por el moderador, (aquí también D_2O) que va encerrado en el tanque del moderador.

Por razones de reactividad, el moderador se mantiene a una temperatura inferior a la del refrigerante del reactor. Esto se logra mediante el sistema moderador, que extrae el moderador del núcleo, lo refrigera en los refrigeradores de moderador y lo devuelve al núcleo.

Durante el funcionamiento a plena carga, el 95% de toda la potencia térmica se genera en el combustible y el 5% restante en el moderador, como resultado de la moderación de neutrones.

Adicionalmente, aproximadamente un 5% de la potencia térmica se transmite desde este refrigerante al moderador, debido a la diferencia de temperatura entre ambos sistemas. El calor extraído del moderador se utiliza para precalentar el agua de alimentación. Este es uno de los motivos del elevado rendimiento neto conseguido en la central (aprox. el 32%).

El sistema de refrigeración del reactor y el sistema moderador están conectados a través de unos orificios para compensar las presiones en la cabeza de cierre del tanque del moderador. Por lo tanto las diferencias de presión en el núcleo son relativamente peque-

ñas y, en consecuencia, las partes interiores de la vasija de presión del reactor tienen paredes delgadas. Esto permite conseguir un alto grado de quemado. Además, la conexión entre el sistema de refrigeración del reactor y el sistema moderador permite utilizar sistemas auxiliares comunes para mantener la calidad necesaria del agua. Por este motivo, el número de sistemas auxiliares se puede reducir al mismo.

Para controlar la reactividad y, por lo tanto, la potencia generada en el reactor, se utilizan diversos métodos. El reactor contiene nueve elementos de control "negros" (absorbedores fabricados de hafnio) y nueve elementos "grises" (de acero), dispuestos en tres grupos. Los elementos de control se utilizan para controlar la reactividad y la distribución de potencia, para compensar el envenenamiento por xenon después de una reducción de potencia del reactor, para lograr una amortiguación de oscilaciones azimutales de xenon y para parar el reactor. El valor de reactividad de todos los elementos de control es suficiente para parar el reactor de forma segura, pasando a un estado subcrítico.

Aparte de poder ser controlada con los elementos de control, la reactividad puede asimismo controlarse mediante el sistema de dosificación de ácido bórico.

La inyección o extracción de ácido bórico sirve para compensar variaciones de reactividad lentas debido al quemado durante el primer período de servicio, así como para mantener el reactor en estado subcrítico seguro con potencia cero. La extracción del ácido bórico se efectúa mediante intercambiadores de aniones.

Existe, además, un sistema de inyección de boro, como segundo sistema independiente de parada, que inyecta ácido bórico en el moderador.

Además de estos sistemas de control de reactividad, ésta se puede controlar también variando la temperatura del moderador dentro de ciertos límites, lo cual resulta ventajoso para determinadas formas de servicio.

Al entrar por primera vez en funcionamiento, el reactor está cargado con elementos combustibles nuevos de uranio natural. El exceso de reactividad del primer núcleo se compensa mediante los elementos de control y por el boro que se adiciona al agua pesada.

Durante esta primera fase en la vida del reactor, no se necesitan nuevos elementos combustibles; se puede ganar reactividad mediante un desplazamiento radial adecuado de los elementos combustibles, es decir, de aquellos elementos más próximos al centro del núcleo y que tienen ya un grado de quemado relativamente alto. Estos se intercambian con otros elementos de bajo grado de quemado, procedentes de la periferia. Al cabo de unos 33 días a plena potencia, la reactividad disminuye gradualmente hasta alcanzar el valor que se necesita para el funcionamiento eficiente de los elementos de control y para sobrepasar la cresta de xenon después de una reducción de la potencia de aproximadamente el 20%. Al final de esta primera fase se extrae todo el horario.

A continuación, la reactividad solo se puede obtener descargando los elementos combustibles agotados y sustituyéndolos por otros nuevos.

Durante la segunda fase, el reactor se carga diariamente con nuevos elementos combustibles, pero la distribución radial del grado de quemado sigue siendo diferente del de la distribución de equilibrio que se alcanza después de haber descargado dos cargas completas del núcleo.

Durante el funcionamiento normal, el reactor necesita aproximadamente 1,8 elementos combustibles nuevos por cada día de plena potencia. Esta recarga casi continua con nuevos elementos combustibles constituye una de las características especiales del reactor a base de uranio natural. No obstante, es posible trabajar con el reactor durante aproximadamente una semana a plena potencia, sin necesidad de recargar combustible.

El grado de quemado conseguido en el PHWR de KWU es muy alto, alcanzando 7,5 MWe por kg de uranio.

La técnica de recarga de combustible durante el funcionamiento a plena potencia da lugar a una utilización muy eficaz del combustible, en lo que se refiere a la física de neutrones. El sistema de carga se caracteriza por la carga de nuevos elementos combustibles y la recolocación de los elementos combustibles parcialmente agotados, hacia el centro del núcleo o hacia la periferia, con el fin de lograr una distribución adecuada del flujo de neutrones.

11.5 SISTEMA DE REFRIGERACION Y SISTEMA MODERADOR DEL REACTOR. (Figura 3, 4, 5)

11.5.1 SISTEMA DE REFRIGERACION DEL REACTOR.

El sistema de refrigeración del reactor extrae el calor generado en el núcleo del reactor y lo transmite, a través de los generadores de vapor, a la instalación de turbinas.

El sistema está estructurado en forma similar a la de un reactor de agua ligera a presión, compuesto por dos lazos idénticos, en cada de los cuales hay un generador de vapor, una bomba del refrigerante del reactor, las tuberías de interconexión y un presionador común.

El calor es evacuado por el refrigerante del reactor, el D_2O , que fluye desde la vasija de presión del reactor a los generadores de vapor, donde es refrigerado y bombeado de nuevo a la vasija de presión del reactor, mediante las bombas del refrigerante del reactor.

El sistema presionador está conectado a uno de los lazos de refrigeración del reactor y comprende básicamente el presionador -- con los calentadores eléctricos, la tubería de compensación de volumen, las tuberías de rociado con sus válvulas y las válvulas de seguridad.

La función del sistema presionador es la de mantener la presión adecuada en el sistema de refrigeración del reactor, con el fin de evitar la ebullición del refrigerante, en todas las condiciones de servicio (principio del reactor de agua a presión), así como evitar o limitar las variaciones de presión debidas a fluctuaciones de volumen durante los cambios de carga. El presionador va parcialmente lleno de agua y parcialmente de vapor saturado. Si disminuye la presión, se conectan los calentadores eléctricos que evaporan entonces el agua, elevándose así la presión hasta el valor requerido. Si la presión aumenta, el vapor se condensa, rociando agua en el recinto del vapor.

La protección contra sobrepresiones en el sistema de refrigeración del reactor mediante un control de presión por rociados en el presionador está de acuerdo con las normas internacionales para --

vasijas y sistemas de presión. La protección, propiamente dicha, se obtiene mediante unas válvulas de seguridad independientes y automáticas.

Cuando se abren las válvulas de seguridad, el vapor descargado del presionador es conducido al sistema de alivio del presionador, donde se condensa formando agua.

11.5.2 SISTEMA MODERADOR.

El sistema moderador consiste en cuatro lazos idénticos que funcionan en paralelo. Cada lazo lleva un enfriador de moderador, una bomba de moderador y las tuberías de interconexión, con sus válvulas.

El sistema moderador cumple diversas funciones, según la forma de servicio del reactor.

Durante el funcionamiento normal (fig. 4), el sistema moderador mantiene el moderador a una temperatura inferior a la del refrigerante del reactor. El moderador sale por la parte superior del tanque, fluye hacia las bombas, se bombea a los refrigeradores y vuelve a fluir a la parte inferior del tanque. El calor que se transmite a los refrigeradores del moderador se emplea para el precalentamiento del agua de alimentación.

Para evacuar el calor residual, el sistema moderador se conmuta a la posición de evacuación de calor residual (fig. 5) mediante las válvulas de moderador.

Para este modo de funcionamiento, se extrae el moderador de la parte inferior del tanque mediante las bombas y se inyecta en los ramales fríos de los lazos de refrigeración del reactor, así como directamente en el anillo de entrada del refrigerante el reactor (en la vasija de presión del reactor) a través de los refrigeradores del moderador. El sistema moderador forma el primer eslabón en la cadena de evacuación del calor residual. Este calor se transmite del sistema moderador al sistema de evacuación de calor residual, y de ahí al sistema de agua de refrigeración de servicio.

Durante la refrigeración de emergencia del núcleo, el moderador

sirve como sistema de re-inundación y refrigeración de alta presión. La disposición de la refrigeración de emergencia del núcleo es similar a la del sistema de evacuación del calor residual, pero además se inyecta agua en los ramales calientes de los lazos del refrigerante del reactor y en la parte superior de la vasija de presión del reactor.

La cadena de evacuación del calor residual, conectada a los refrigeradores del moderador sirve para la refrigeración de emergencia del núcleo, y a la vez para la evacuación de calor residual.

Una de las características esenciales del sistema moderador, - junto con el sistema de evacuación de calor residual, es la de permitir mantener la situación de parada en caliente del reactor durante el tiempo que se requiera, o bien la refrigeración a un gradiente preestablecido así como la refrigeración de emergencia del núcleo sin descargar vapor principal a la atmósfera y, por lo tanto, sin un sumidero adicional de calor. Esto es una ventaja primordial del tipo de vasija de presión de PHWR, especialmente a la luz de las últimas experiencias de servicio, hechas con reactores de agua ligera.

Todos los sistemas de la cadena de evacuación de calor residual tienen el mismo diseño de cuatro lazos. El sistema de evacuación de calor residual actúa como una barrera entre el moderador activo y el agua de refrigeración de servicio, impidiendo el escape de radiactividad al agua de refrigeración de servicio en el caso de que se produzcan fugas en los refrigeradores del moderador.

El requisito de una alta fiabilidad en condiciones de refrigeración de emergencia del núcleo es el factor determinante para el diseño del sistema moderador. El sistema consiste, por tanto en -- cuatro lazos independientes e idénticos; dos lazos son suficientes para una refrigeración eficiente del núcleo, mientras que los otros dos cubren aquellos casos en los que un lazo no esté disponible debido a algún fallo y el otro debido a una inspección o mantenimiento.

La disposición y el diseño del sistema de refrigeración del reactor así como de sus componentes presentan una gran similitud -- con los de un PWR. Se han adoptado ventajas decisivas de la tecnología PNR. Al igual que en los PWR, el número de componentes se ha reducido al mínimo.

De esta manera se han reducido al mínimo las fuentes potenciales de fallos en lo que se refiere a seguridad, disponibilidad, mantenimiento e inspección.

La disposición óptima de componentes acreditados da lugar a una zona de presión primaria de límites reducidos, a un buen blindaje de los componentes contra la radiación y a una accesibilidad adecuada a los mismos para su mantenimiento, inspección y trabajos de reparación. Pueden efectuarse sin ninguna clase de limitaciones las inspecciones durante el servicio, de acuerdo con las normas aceptadas internacionalmente, utilizando métodos y equipos bien probados.

Debido al pequeño número de componentes, el número de uniones resulta correspondientemente bajo. Como todas las uniones están soldadas, no hay problemas de fugas de D₂O.

Todos los sistemas que están en contacto con materia radiactiva, están fabricados de materiales de alta resistencia a la corrosión o revestidos con este tipo de materiales. Junto con una óptima composición química del agua esto da lugar a una tasa de formación de productos de corrosión sumamente baja y, por lo tanto, a una tasa de purificación baja, un reducido consumo de resinas, una baja producción de residuos radiactivos y una baja exposición a las radiaciones para el personal de mantenimiento.

11.6 COLUMNAS DE COMBUSTIBLE Y ELEMENTOS DE CONTROL (fig. 6)

11.6.1 COLUMNA DE COMBUSTIBLE.

La columna de combustible está compuesta por el elemento combustible, situado en su extremo inferior, el cuerpo de llenado y el tapón de cierre del canal de refrigerante. Las columnas de combustible están situadas en los canales de refrigeración, conteniendo cada canal una columna de combustible. Esta se puede sacar del canal de refrigeración durante el funcionamiento del reactor mediante la máquina de recarga de combustible.

Cada elemento combustible consiste en 37 barras de combustible que forman tres círculos concéntricos, la placa soporte de las barras,

los distanciadores para alinear las barras de combustible y los elementos de enlace con un acoplamiento para conexión al cuerpo de llenado.

Cada barra de combustible consiste esencialmente de un tubo de Zircaloy, que contiene el combustible, y de los tapones de cierre superior e inferior, herméticamente soldados al tubo. Como combustible se utiliza uranio natural en forma de pastillas sinterizadas de dióxido de uranio.

Los cuerpos de relleno sirven para reducir el volumen del refrigerante (D_2O) en el sistema de refrigeración del reactor. Cada cuerpo de relleno tiene unos emi-acoplamientos en cada extremo con el fin de conectar el cuerpo de relleno al elemento combustible por uno de sus extremos y al tapón de cierre por el otro extremo.

El tapón de cierre del canal de refrigeración forma el cierre estanco a la presión del canal de refrigeración. La sujeción de la columna de combustible dentro de dicho canal se logra mediante este tapón, junto con la cabeza de cierre del canal que está montada en una posición fija en la parte superior de la tobera del canal de refrigeración, en la cabeza de cierre de la vasija de presión del reactor. El tapón de cierre y abre mediante el dispositivo tensiador de la máquina de carga de combustible.

11.6.2 ELEMENTO DE CONTROL.

Los elementos de control consisten esencialmente en unos tubos absorbedores de neutrones, de acero (elementos de control "grises"), o de hafnio (elementos de control "negros").

Estos se desplazan en el interior de los tubos guía que penetran en el núcleo del reactor en algunas de las vías entre los canales de refrigerante desde la parte superior hasta la inferior, formando unos ángulos entre 18° y 25° con respecto a los citados canales. Los elementos de control se ajustan con precisión a cualquier posición requerida y permanecen en ésta por medio de unos accionamientos electromagnéticos intermitentes, de tipo de fricción, situados en la periferia de la cabeza de cierre de la vasija de presión del reactor.

En caso de interrupción de la energía eléctrica, se produce una parada rápida del reactor, es decir que los elementos de control caen por gravedad dentro del reactor. Debido al diseño optimizado del núcleo, este número tan reducido de elementos de control (18) es suficiente para lograr una característica de funcionamiento excelente para todos los regímenes de servicio previstos.

11.7 VASIJA DE PRESION DEL REACTOR Y ELEMENTOS INTERNOS.

11.7.1 VASIJA DE PRESION DEL REACTOR.

Esta vasija constituye la envolvente de presión del núcleo del reactor y encierra los componentes del núcleo y los elementos internos de la vasija de presión. La vasija de presión consta de la parte inferior, de la cabeza de cierre y de los espárragos y tuercas que unen ambas secciones. La unión queda estanca a las fugas mediante un cierre de labio soldado.

El diseño de la vasija corresponde con el de la del PWR. La fabricación de estas vasijas de presión es una tecnología que se ha acreditado con éxito en la práctica.

La parte inferior de la vasija de presión consiste en una sección de fondo semi-esférica, dos virolas de envolvente y una brida de envolvente, en la que van las toberas de entrada y de salida de refrigerante, así como las patas de apoyo situadas entre éstas. Las toberas de entada y salida de refrigerante están dispuestas en un mismo plano; no hay ninguna clase de penetraciones o conexiones de tubería debajo de este plano. El núcleo del reactor queda por debajo del plano de las toberas de entrada y salida.

La cabeza de cierre consiste en una brida y una placa de cúpula la conectada por soldadura periférica. La cúpula de la cabeza de cierre lleva los toberas para los canales de refrigerante, los tubos del moderador y los accionamientos para los elementos de control, así como para la instrumentación del interior del núcleo. Las toberas están roscadas en unos agujeros de la cúpula de la cabeza de cierre y se sellan por medio de una soldadura superpuesta.

Con el fin de asegurar la máxima calidad posible, ambas partes de la vasija de presión están fabricadas a partir de unos anillos forjados sin costura. El material utilizado es acero 20 MnMoNi 55 de grado fino, que es un material bien conocido por su comportamiento al someterlo a la radiación de neutrones y que tiene características tecnológicas y mecánicas que están bien acreditadas. Todas las superficies interiores están revestidas con dos capas de acero austenítico resistente a la corrosión.

La vasija de presión del reactor lleva un aislamiento compuesto de colchonetas de lana mineral y camisas de chapa de acero inoxidable. El aislamiento de la parte inferior está situado a una cierta distancia de la pared de la vasija de presión de manera que queda un hueco que permite la inspección exterior de la pared de la vasija durante el servicio.

11.7.2 ELEMENTOS INTERNOS DE LA VASIJA DE PRESION DEL REACTOR.

La mayor parte de los elementos internos de la vasija forman la estructura del núcleo del reactor. Las partes esenciales de los elementos internos y sus funciones se describen a continuación.

El tanque de moderador lleva todos los elementos del núcleo, se para el moderador del refrigerante y, en combinación con la vasija de presión del reactor, forma el recinto anular para el refrigerante que entra. El fondo del tanque sirve como nivel inferior para los canales de refrigeración y para los tubos guía de los elementos de control. La envolvente del tanque sirve como apantallamiento térmico.

La tapa de cierre del tanque de moderador forma la parte superior para el refrigerante del reactor que sale de las rendijas de los canales de refrigerante. La cabeza de cierre y el tanque de moderador forman conjuntamente una unidad que mantiene firmemente en posición los canales de refrigeración y los tubos guía para los elementos de control, impidiendo su desplazamiento durante todos los regímenes de servicio, así como durante los accidentes postulados. El tanque y su cabeza de cierre están suspendidos de la brida de la vasija de presión del reactor y se mantienen firmemente en posición

mediante la cabeza de cierre de la vasija de presión.

Los canales de refrigeración consisten en unos tubos dispuestos verticalmente, que contienen las columnas de combustible, dirigen el caudal del refrigerante del reactor y separan este refrigerante del moderador que los rodea.

El refrigerante fluye por los canales en dirección ascendente. Después de pasar por los elementos combustibles, sale del canal de refrigerante a través de unas rendijas y penetra en la parte superior, que está formada por la cabeza de cierre del tanque de moderador.

Los limitadores del caudal de refrigerante, situados en las entradas de los canales, adaptan el caudal del refrigerante a la distribución radial de la densidad del flujo de neutrones.

La transmisión del calor desde el refrigerante, que fluye por el canal de refrigerante, al moderador que rodea este canal, se reduce a un mínimo mediante el aislamiento exterior. Este consiste en dos láminas metálicas dispuestas en la superficie exterior del canal y los huecos que quedan entre las láminas y que están llenos de agua estancada.

Las paredes de los canales pueden ser relativamente delgadas ya que no son envolventes de presión y, por lo tanto, no están expuestas a grandes diferencias de presión. Los canales de refrigeración se pueden sacar con facilidad de la vasija de presión del reactor con ayuda de su funda de apantallamiento.

La cabeza de cierre del canal de refrigeración, junto con el tapón de cierre, forma la cabeza estanca a la presión de dicho canal que puede abrirse con la máquina de recarga de combustible durante el funcionamiento del reactor, con el fin de sustituir la columna de combustible que se encuentra dentro del canal.

La cabeza de cierre está montada en posición fija encima de la tobera del canal de refrigeración de la cabeza de cierre de la vasija de presión. La cabeza de cierre del canal de refrigeración está formada por la camisa y la tuerca de fijación que tensa la camisa con la tobera del canal de refrigeración. El cierre estanco a la presión se consigue mediante un anillo de obturación, que se expande contra la superficie de sellado de la camisa.

El tapón de cierre del canal de refrigeración forma parte de la columna de combustible y se introduce o saca con el elemento -- combustible y el cuerpo de relleno.

La junta del canal de refrigeración constituye uno de los detalles más importantes de la envolvente de presión de los PHWR. Los anillos auto-obturantes, revestidos de plata, que se utilizan en -- los PHWR de KWU, tienen una estanqueidad casi perfecta.

Los tubos guía para los elementos de control están montados en la cabeza de cierre y en el fondo del tanque del moderador. Con -- ellos se logra un guiado exacto de los elementos de control. Los - accionamientos para estos elementos están dispuestos en las toberas de la cabeza de cierre de la vasija de presión, y aseguran el centra do de los tubos guía a su sujeción.

Los tubos guía para la instrumentación del interior del núcleo dan un guiado exacto para las lanzas de instrumentación del interior del núcleo. Estas lanzas llevan unos detectores para medir la densi dad del flujo de neutrones. Los tubos guía están situados entre los canales de refrigeración y en paralelo a estos.

Las tuberías de moderador sirven para el abastecimiento, la dis tribución y la extracción del moderador en el interior del tanque de moderador. Estas tuberías comprenden esencialmente cuatro bajantes, el anillo de distribución en el fondo del tanque y las cajas de as piración con sus toberas en la cabeza de cierre del tanque de mode rador.

El moderador fluye hacia abajo a través de las bajantes, al -- anillo de distribución, donde se distribuye por el fondo del tanque. Después de subir y calentarse en el tanque, el moderador fluye a las cajas de aspiración y sale del tanque a través de dos toberas.

Las piezas de relleno, dispuestas en la vasija de presión del - reactor, sirven para desplazar el agua pesada y reducir de esta ma nera las necesidades de agua pesada. Las piezas de relleno superio res están adaptadas para acoplarse a la cabeza de cierre de la vasi ja de presión. Las inferiores están divididas en varios anillos en cajados unas en otros, y adaptadas para ajustarse a la cabeza inte rior de la vasija de presión.

11.8 COMPONENTES DEL SISTEMA DE REFRIGERACION DEL REACTOR.

Los componentes principales del sistema de refrigeración del reactor son:

- los generadores de vapor
- las bombas de refrigerante del reactor
- las tuberías para el refrigerante del reactor
- el presionador y su sistema de alivio

Todos estos componentes son, o bien idénticos o muy similares a los del PWR: por lo tanto, el diseño, la fabricación, la puesta en marcha y el mantenimiento están optimizados y se han acreditado ampliamente en la práctica.

11.8.1 GENERADOR DE VAPOR (fig. 8)

Los generadores de vapor transmiten el calor desde el refrigerante del reactor en el lado primario, al ciclo agua de alimentación/vapor en el lado secundario. El calor transmitido eleva la temperatura del agua de alimentación y genera el vapor saturado que acciona el turboalternador.

Los generadores de vapor constituyen la barrera entre el refrigerante radiactivo del reactor y el ciclo no radiactivo de agua de alimentación/vapor, impidiendo así la transmisión de materia radiactiva.

El generador de vapor es un intercambiador vertical de calor a base de tubos en U, con circulación natural del agua de alimentación en el lado secundario. El lado primario del generador de vapor consta de la cámara de agua inferior (parte primario) y del haz de tubos de calentamiento. La cámara de agua inferior está subdividida en una cámara de entrada y en otra de salida y está soldada al fondo de tubos situado encima. Los extremos abiertos de los tubos en U están soldados al revestimiento del fondo de tubos. Además están abocardados hacia el fondo de tubos. Por el lado secundario, el agua de alimentación entra a través de una tobera situada en la cúpula y se distribuye por un colector anular de agua de alimentación al recinto anular (zona descendente), formado por la envolven-

te del lado secundario y la envolvente del haz de tubos. El agua de alimentación fluye hacia abajo, hacia el fondo de tubos y penetra en la región del haz de tubos. (Zona ascendente). El agua de alimentación se calienta y, en parte se evapora en esta región alrededor de los tubos en U.

La mezcla vapor-agua así generada sale de la zona ascendente y fluye a través de unos ciclones y secadores de vapor, dispuestos en la cúpula. El vapor seco se descarga a través de la tobera principal de salida, mientras que el agua separada fluye hacia abajo por las bajantes, donde se mezcla con el agua de alimentación entrante.

La cúpula tiene amplias dimensiones, dando un volumen tampón razonable del lado secundario, lo cual da lugar a un comportamiento operacional ventajoso durante los regímenes transitorios.

Para las inspecciones, hay acceso a cada una de las dos mitades de la cámara de agua a través de un agujero de hombre. Con el fin de evitar pérdidas de refrigerante del reactor, las conexiones de las bridas de agujero de hombre llevan unas juntas soldadas. Por el lado secundario, hay un agujero de hombre en la cúpula y varias bocas de inspección en la envolvente, encima del fondo de tubos.

Todas las superficies que están en contacto con el refrigerante del reactor, son de materiales resistentes a la corrosión. La cámara de agua va revestida de acero austenítico, los tubos en U son de material Incoloy 800, que es especialmente resistente a la corrosión. Durante estos últimos años, se han encontrado, en todas las partes del mundo, dificultades en el funcionamiento de los generadores de vapor a base de tubos en U.

En la mayoría de los casos, el problema fue una elevada corrosión de los tubos del generador de vapor. Otros problemas más recientes fueron "denting" y "dinging" superficiales. Todas estas dificultades dieron lugar a una falta de disponibilidad de los generadores de vapor, y en consecuencia, a reparaciones muy costosas.

Por otra parte, los generadores de vapor KWU han presentado un rendimiento operacional excelente. Los 25 generadores de vapor, que en la actualidad están en servicio, han acumulado 140 años de funcionamiento. Con excepción de los generadores de vapor con tubos de Inconel, de la Central Nuclear de Obrigheim, ninguno de los generadores de vapor ha dado lugar a limitaciones de disponibilidad de

de la planta debido a corrosión o a defectos mecánicos de los componentes. Numerosas inspecciones con corrientes parásitas han confirmado el buen estado de los tubos de los generadores de vapor. Los exámenes metalográficos de los tubos que se han extraído de los generadores de vapor de las Centrales de Stade, Borssele y Biblis A, han confirmado los resultados de los ensayos con corrientes parásitas.

11.8.2 BOMBA DEL REFRIGERANTE DEL REACTOR (fig. 9)

Estas bombas hacen circular el refrigerante del reactor en circuitos cerrados a través de la vasija de presión, de los generadores de vapor y de las tuberías de refrigerante del reactor.

La bomba del refrigerante del reactor es una bomba centrífuga de una sola etapa, con rodete montado en voladizo y eje vertical. Cada bomba es accionada por un motor convencional de alta tensión, refrigerado por aire. El motor está soportado por una pieza intermedia que se encuentra sobre la caja de la bomba.

El eje de la bomba está apoyado detrás del rodete sobre un cojinete radial lubricado por agua y, en su extremo superior, por un cojinete radial y axial lubricado por aceite. El aceite proviene de un sistema de alimentación de aceite.

El sellado del eje de la bomba se logra por medio de unos retenes. El retén de alta presión es un retén hidrostático de anillo partido, en el cual tiene lugar una reducción de la presión hasta unos pocos bares. Este retén, sin contacto y por tanto exento de desgaste, tiene una vida útil de varios años. El retén de baja presión, diseñado como retén de fugas controladas, reduce la presión hasta la presión atmosférica.

Si tuviese lugar un defecto en el retén de alta presión, entonces el retén de baja presión asume la función de obturar toda la presión operacional durante la marcha por inercia y la subsiguiente parada de la bomba. Si ambos retenes fallasen simultáneamente, hay otro retén de parada adicional que asume la función de obturar el eje de la bomba.

Como medio obturante se utiliza agua limpia y refrigerada, suministrada por el sistema de alimentación de agua de cierre. El agua se introduce entre el cojinete radial, lubricado por agua, y el retén de alta presión. Parte del agua de cierre pasa a través del cojinete para refrigerarlo y lubricarlo, y fluye al sistema de refrigeración del reactor, mientras que el resto fluye a través del retén de alta presión y retorna al sistema de alimentación de agua de cierre. Si falla el sistema de alimentación, entonces se toma refrigerante del reactor desde la tobera de descarga de la bomba del refrigerante del reactor, se refrigera, se limpia y se suministra como agua de cierre y refrigeración.

Las temperaturas, presiones y fugas en cojinetes y retenes se controlan de forma continua al igual que los datos eléctricos del motor. Todas las partes de la bomba, que lleguen a estar en contacto con refrigerante del reactor, están fabricadas o revestidas de acero resistente a la corrosión.

11.8.3 TUBERIA DE REFRIGERANTE DEL REACTOR.

La tubería del refrigerante del reactor constituye la conexión entre la vasija de presión del reactor y los componentes de los lazos de refrigeración. Las tuberías tienen unas toberas para la conexión de la tubería de compensación de volumen, la tubería de rociado, las tuberías del sistema moderador, el sistema de inyección de seguridad, el sistema de control del volumen y para la medición de presión y temperatura.

Los tubos y codos son piezas forjadas, sin costuras soldadas, y todas las toberas forman parte integrante de estas piezas. La omisión de toda soldadura longitudinal y toda soldadura de tobera incrementa considerablemente la seguridad y reduce al mínimo el número de soldaduras a inspección durante el servicio.

Las tuberías, codos y toberas están fabricados en acero ferrítico de grano fino de fácil soldadura y con un revestimiento austenítico en las caras interiores. El acero ferrítico es también especialmente adecuado para el ensayo por ultrasonidos, lo cual es el mejor método para la inspección durante el servicio.

11.8.4 SISTEMA PRESIONADOR.

El sistema presionador consiste especialmente de la tubería de compensación del volumen que conecta el sistema a uno de los lazos de refrigeración del reactor, del presionador con las varillas de calentamiento eléctricas y los pulverizadores de agua, las tuberías de rociado con sus válvulas, las tuberías de rociado con sus válvulas, las tuberías de descarga y las válvulas de seguridad.

El presionador es una vasija de presión, vertical, que consta de una envolvente cilíndrica con una cabeza inferior y una cabeza superior. La sección inferior del presionador lleva las varillas de calentamiento y la tobera de conexión para la tubería de compensación de volumen. La cabeza superior lleva una tobera central de rociado con una tapa y toberas para las válvulas de seguridad. A través de la tapa de la tobera de rociado central penetran las tuberías de rociado que terminan en unos distribuidores de rociado en el interior del presionador. El diseño de equipo de rociado impide choques térmicos de la envolvente del presionador debidas al agua de rociado del refrigerador. Las varillas de calentamiento constan de unas bobinas de calentamiento, robustas, dispuestas dentro de tubos de acero austenítico. Estos tubos están soldados en la cabeza inferior.

En la envolvente del presionador hay un agujero de hombre para inspecciones. La tapa del agujero de hombre así como las toberas de rociado llevan juntas soldadas.

Como material base se utiliza un acero de grano fino, de buena soldabilidad. Todas las secciones, que lleguen a estar en contacto con el refrigerante del reactor, están fabricadas o revestidas de acero inoxidable.

11.8.5 SISTEMA DE ALIVIO DEL PRESIONADOR.

Este sistema consiste esencialmente del tanque de alivio del presionador. El tanque de alivio es una vasija de presión, vertical, compuesta de una envolvente cilíndrica, una cabeza inferior y una cabeza superior, unos elementos internos y la cúpula de vapor. - -

Aproximadamente dos tercios del tanque están llenos de agua.

El vapor descargado por las válvulas de seguridad penetra en la cúpula de vapor a través de las toberas de entrada, fluye hacia abajo al tanque y se inyecta en el agua fría mediante el tubo de distribución de vapor. La distribución de vapor asegura condensación completa en el agua. La temperatura de servicio del agua contenida en el tanque se mantiene mediante un circuito de refrigeración, integrado en el sistema de control del volumen.

Unos discos de ruptura, situados en la cabeza superior, protegen el tanque contra sobrepresiones.

Una válvula de retención dispuesta entre la cúpula de vapor y el tanque de alivio propiamente dicho, impide la aspiración de agua desde el tanque a la cúpula de vapor, lo cual podría suceder como consecuencia de la aspiración creada en la cúpula de vapor después de la condensación del vapor.

Para el mantenimiento, se han dispuesto un agujero de hombre y una boca de inspección. Sus tapas llevan una junta soldada. Todas las piezas que lleguen a estar en contacto con agua o vapor están fabricadas o revestidas de acero inoxidable.

11.9 COMPONENTES DEL SISTEMA MODERADOR.

Los componentes principales de este sistema son los refrigeradores del moderador, las bombas y las tuberías de conexión, con sus válvulas. Todos estos componentes son idénticos a los de Atucha I, donde han demostrado un rendimiento operacional excelente.

11.9.1 REFRIGERADORES DEL MODERADOR (Fig. 10)

Los refrigeradores transmiten el calor del moderador al agua de alimentación durante el funcionamiento normal y el calor residual al sistema de evacuación del calor residual durante la parada y la refrigeración de emergencia del núcleo.

Los refrigeradores son unos intercambiadores de calor, horizontales, de tubos en U, consistente cada uno en un haz de tubos en U, con fondos de tubos en ambos extremos y una envolvente en forma de U que contiene el haz de tubos. Esta envolvente se compone de dos partes cilíndricas con bridas presoldadas en los extremos, dos pestañas de brida con toberas para la entrada y salida del moderador y un cilindro transversal en la zona de la curva de los tubos en U.

El moderador entra a través de la tobera de entrada pasa por la cabeza del canal de entrada, entre la pestaña de la brida y el fondo de tubos, fluye a través de los tubos mientras va cediendo calor y sale del refrigerador a través de la cabeza del canal de salida y la tobera de salida.

El agua de alimentación entra a través de la tobera de entrada de agua de alimentación dispuesta en la envolvente cilíndrica del ramal de salida del moderador, fluye entre los tubos en U a contracorriente con el moderador y sale del refrigerador a través de la tobera de salida.

La transmisión de calor se mejora por medio de un deflector instalado entre el haz de tubos y la envolvente. El haz de tubos puede inspeccionarse a través de un agujero de hombre, dispuesta en el ramal de entrada, y a través de un agujero de mano y un agujero de hombre previsto en las cabezas elípticas del cilindro transversal así como a través de una tapa en la envolvente.

11.9.2 BOMBA DE MODERADOR (Fig. 11)

La bomba de moderador está diseñada como moto-bomba de tubo hendido, con una barrera térmica intermedia. El moderador pasa axialmente a través de la tobera de entrada hacia el rodete. La tobera de descarga tiene dirección radial. La barrera térmica entre el motor y la bomba impide la transición de calor desde la parte caliente de la bomba al motor frío.

Para evacuar el calor generado en el motor y en los cojinetes, hay un refrigerador de alta presión conectado al motor.

11.9.3 SISTEMA DE TUBERIAS DEL MODERADOR.

El sistema de tuberías del moderador constituye la conexión entre la vasija de presión del reactor, las bombas de moderador, los refrigeradores de moderador y la tubería del refrigerante del reactor.

La disposición de las tuberías tiene en cuenta los requisitos de buena accesibilidad a los componentes del sistema moderador y a las soldaduras para inspección y ensayos, así como un volumen mínimo de D_2O . Las tuberías del moderador con DN 350 son de acero ferrítico revestidas de acero inoxidable; las tuberías de menor diámetro son de acero inoxidable.

11.9.4 VALVULA DE COMPUERTA (Fig. 12)

Las válvulas de compuerta del sistema moderador tienen por objeto aislar partes del sistema moderador, con el fin de establecer la conexión requerida entre los componentes del sistema moderador para los distintos modos de funcionamiento.

Las válvulas de compuerta constan de una compuerta convencional de dos placas paralelas con mando indirecto mediante accionamientos -- por solenoide, así como un indicador de posición inductivo. No hay ninguna conexión con el exterior en forma de penetración y el medio está herméticamente sellado con respecto a la atmósfera.

Las válvulas de este tipo aseguran una estanqueidad de fugas perfecta con respecto a la atmósfera y el grado posible de fiabilidad funcional.

11.10 SISTEMA DE CARGA Y RECARGA DE COMBUSTIBLE (Fig. 13)

El reactor de uranio natural hace posible poder desplazar y colocar los elementos combustibles durante el funcionamiento de la central, con vistas a lograr un alto grado de quemado. El procedimiento de carga y recarga de combustible se efectúa mediante una sola --

máquina. Cada día de servicio a plena potencia requiere la sustitución de 1,8 elementos combustibles. El sistema de transporte de los elementos combustibles está situado en el edificio del reactor y en el edificio de la piscina de combustible. Los elementos principales del sistema de transporte son: la máquina de carga de combustible, el inclinador con su estructura de apoyo, el transferencia de combustible, la piscina de combustible y los correspondientes sistemas auxiliares e instalaciones de mantenimiento. El procedimiento de recarga de combustible es totalmente automático y se vigila desde la sala de mando.

La máquina de carga de combustible se desplaza desde su posición en el recinto de mantenimiento por mando a distancia hasta una posición previamente seleccionada del canal de refrigerante en el pozo del reactor, donde se centra. El retén de asiento se comprime contra el cierre del canal de refrigerante por el peso muerto de la máquina de carga, con el fin de establecer una junta impermeable entre la máquina y el canal del refrigerante. Antes de abrir la válvula de aislamiento de la máquina de carga y de abrir el cierre del canal de refrigeración tiene lugar una compensación de la presión entre la máquina de carga y el reactor. A continuación, se saca la columna de combustible a una posición vacía del recipiente de la máquina de carga. Después se gira el recipiente de forma que una columna de combustible con un elemento combustible parcialmente quemado o con un elemento combustible nuevo se sitúa encima del canal del refrigerante que está abierto. Esta columna de combustible es bajada a la posición del canal del refrigerante y se vuelve a cerrar la tapa de dicho canal. Después de cerrar la válvula de aislamiento de la máquina de carga, se comprueba que el cierre es estanco a las fugas. Entonces, la máquina de carga se retira de la vasija de presión del reactor y se coloca encima del inclinador dispuesto verticalmente. El inclinador tiene las siguientes funciones, que se efectúan en la secuencia indicada:

- recibir la columna de combustible con el elemento combustible agotado.
- evacuar el calor residual por refrigeración con D_2O .
- secar y refrigerar el elemento combustible agotado mediante gas.

- anegar y refrigerar el inclinador con H_2O .
- inclinar a la posición horizontal y conectar con el tubo de transferencia de combustible.
- transferir el elemento combustible al tubo de transferencia de combustible.

Cuando se transporta una columna de combustible nueva desde el edificio de la piscina de combustible al inclinador, a través del tubo de transferencia, y luego desde ahí a la máquina de carga de combustible, el proceso de refrigeración y cambio de medio refrigerante tiene lugar en orden inverso.

El objeto del tubo de transferencia de combustible es el de establecer una conexión entre el inclinador, dentro del edificio del reactor, y el dispositivo inclinador en el edificio de la piscina de combustible mientras ambos componentes están en posición horizontal. El dispositivo inclinador toma la columna de combustible del tubo de transferencia y la lleva desde la posición horizontal a la vertical. Además de los elementos principales arriba mencionados, hay unos sistemas auxiliares importantes, herramientas y equipos de mantenimiento y de servicio, todos dispuestos en el interior del edificio de la piscina de combustible.

El sistema de recarga de combustible es un sistema bien acreditado, que ya se ha instalado en el MFR y en el Central Nuclear Atucha I. La gran ventaja de este sistema es que maneja los elementos combustibles con una sola máquina, y que para cada canal del refrigeración hay solo un anillo de obturación.

Como anillo de obturación se emplea un anillo revestido de plata, con buenas características de fluencia del material con este diseño se logra que las juntas de los canales de refrigeración sean casi perfectamente estancas.

Utilizando el circuito de gas para secar y refrigerar el inclinador, se elimina completamente la humedad del D_2O del inclinador y se recupera después refrigerando y condensando el caudal de gas extraído. Este es uno de los motivos de las escasísimas pérdidas de D_2O en los PHWR de KNU. Con este sistema de transporte del combustible, también es posible transportar elementos combustibles semi-quemados desde el edificio de la piscina de combustible al reactor.

11.11 SISTEMAS AUXILIARES Y SECUNDARIOS DEL REACTOR.
(Fig. 14)

Los sistemas auxiliares están organizados básicamente de la misma manera que los sistemas auxiliares de las plantas PWR. Los sistemas auxiliares trabajan conjuntamente con el sistema de refrigeración del reactor y el sistema moderador para asegurar las condiciones químicas especificadas para el refrigerante y el moderador. Los sistemas que contienen D_2O están estrictamente separados de los que contienen H_2O , con el fin de evitar la degradación del D_2O . Las funciones principales de los sistemas auxiliares son:

- almacenamiento de D_2O
- control del volumen, abastecimiento de agua de cierre
- tratamiento y enriquecimiento del D_2O
- dosificación del ácido bórico y alimentación de productos químicos al circuito primario
- inyección rápida de boro
- refrigeración de los componentes nucleares
- refrigeración de la piscina de combustible
- suministro de fluidos auxiliares a la máquina de carga de combustible
- compensación de fugas
- evacuación del calor residual del núcleo, refrigeración de emergencia del núcleo

Los sistemas auxiliares y secundarios están situados principalmente en el edificio auxiliar y, en parte, en el recinto anular del edificio del reactor. Todos los componentes utilizados en los distintos sistemas están bien acreditados. Basándose en la experiencia operacional y en el concepto del sistema primario, se ha reducido al mínimo el número de sistemas auxiliares en la planta PHWR de KWU.

Este es el resultado de una química sencilla del agua para el sistema primario, de la utilización de la misma calidad y el mismo enriquecimiento del agua pesada en el refrigerante del reactor y en el sistema moderador, y es también una consecuencia lógica del concepto de los materiales del sistema primario y los sistemas auxiliares. Para todos los sistemas que contengan D_2O , se utiliza exclusivamente material austenítico,

En consecuencia, la tasa de purificación necesaria y la cantidad anticipada de residuos es bastante pequeña.

Es más, la baja exposición a las radiaciones del personal durante las actividades de mantenimiento, como consecuencia de una baja cantidad de productos de corrosión en el refrigerante, constituye una enorme ventaja de este concepto.

11.12 INSTRUMENTACION Y CONTROL (Fig. 15)

Los equipos de instrumentación y control (I&C) comprenden los sistemas de medición, protección y vigilancia.

La sala de control está conectada a los accionamientos y transmisores de señales de la planta a través de los equipos de automación y de interfase de planta. Las condiciones de la planta y las situaciones transitorias operacionales se transmiten por medio de transmisores de señales analógicas y binarias, tanto al operador de la sala de control como al equipo automático, por ejemplo control binario, circuito cerrado, equipos de protección y vigilancia. Las señales de mando a los accionamientos de la planta se transmiten a través de la interfase de control, según se precise para mantener el régimen de servicio adecuado.

Las señales procedentes de los valores medidos y de estado de toda la planta se vigilan constantemente mediante un ordenador de procesos. Este ordenador de la información para el seguimiento de tendencia y el análisis de fallos y transmite la información al personal de operación en la sala de mando, por medio de unos terminales de visualización de datos y de unos teleimpresores.

Para reducir al mínimo los errores operacionales y obtener un mayor grado de automación, se han dispuesto unos controles automáticos de grupos funcionales.

Además de los enclavamientos y el equipo de protección de grupo, hay unos sistemas de protección de equipos y de protección del reactor.

11.12.1 SALA DE MANDO PRINCIPAL.

La sala de mando principal de la central nuclear contiene los equipos de operación e información para el control y la vigilancia de los sistemas de la central. Esto significa que desde esta sala se controlan las acciones manuales, los ajustes de los valores requeridos y la vigilancia del reactor, los sistemas auxiliares importantes del reactor, el ciclo de agua de alimentación/vapor, la turbina, el generador y el equipo generador de corriente de emergencia. En la sala de mando principal hay unos paneles indicadores adicionales. Estos comprenden el sistema de alarma de incendios, vigilancia de áreas, vigilancia de ascensores, puertas y esclusas.

La sala de mando principal está situada en la planta superior del edificio eléctrico, encima de las salas de equipos electrónicos. Por razones de seguridad, se puede entrar a ella únicamente a través de unas entradas controladas.

11.12.2 SISTEMA DE PROTECCION POR LIMITACION.

Además del sistema de protección del reactor, KWU dispone un sistema de protección por limitación. Este sistema respalda el sistema normal I & C, relacionada con el proceso, y está construido con la misma calidad que el de protección del reactor (4 redundancias). El sistema de protección por limitación actúa cuando se alcanzan los límites operacionales.

Evita que la central sea parada por el sistema de protección del reactor, incrementando de esta manera en forma substancial la disponibilidad de la central.

11.13 FORMAS DE SERVICIO Y DE REGULACION DE LA CENTRAL.

11.13.1 CONCEPTO BASICO.

El concepto de regulación del PHWR está basado en un régimen de funcionamiento con una presión constante de vapor de 55.9 bares a la salida del generador de vapor, para toda la gama de carga.

Como consecuencia, la temperatura del refrigerante del reactor aumentará al incrementar la carga (como puede verse en la fig. 16; - "Diagrama de carga parcial en régimen permanente").

Esta simple forma de servicio es posible debido al hecho de que el coeficiente de temperatura del refrigerante es relativamente pequeño y, por lo tanto, basta para un incremento de potencia un incremento incluso pequeño de reactividad.

Los cambios del volumen del refrigerante del reactor debido a - las variaciones de temperatura durante los cambios de carga, se compensan mediante el presionador, variando el valor de referencia del nivel del agua en el presionador de acuerdo con la potencia del reactor.

11.13.2 REGULACION DE LA POTENCIA DEL REACTOR.

El nivel de potencia del reactor se regula mediante el flujo de neutrones. Para este fin, el valor de la potencia de referencia se reajusta respecto al regulador de flujo de neutrones, donde se compara con el valor real de la potencia del reactor.

Si ambos valores no coinciden, el regulador del flujo de neutrones extrae o introduce los elementos de control en el núcleo del reactor, modificando así la potencia del reactor. El vapor principal, producido en los generadores de vapor, fluye a la turbina, manteniéndose en un nivel constante la presión de la turbina mediante la acción de las válvulas de vapor principal.

Durante los rechazos de carga se reduce la potencia del reactor a un nivel de potencia mínimo predeterminado, mientras que el exceso de vapor es conducido directamente al condensador a través de la estación de by-pass de vapor principal. En este caso, la presión del vapor principal se mantiene aproximadamente a 57 bares mediante las válvulas de regulación de by-pass. El condensador está diseñado para aceptar el 80% del caudal de vapor principal.

11.13.3 REGULACION DE LA TEMPERATURA DEL MODERADOR.

Como el refrigerante del reactor está separado del moderador, resulta posible regular la temperatura del moderador dentro de ciertos límites con independencia de la temperatura del refrigerante -- del reactor, es decir, de la potencia del reactor. De esta manera, los efectos de reactividad causados por la formación y el quemado -- de xenon se pueden compensar en parte debido al coeficiente de reactividad de temperatura del moderador.

La temperatura media normal del moderador es de 170°C. Puede aumentarse a 220°C abriendo el by-pass de agua de alimentación hacia los refrigeradores del moderador.

11.13.4 VARIACIONES DE CARGA.

El reactor de agua pesada se debe utilizar preferentemente como central de potencia base, dado que sus costes de combustible son relativamente bajos. La flexibilidad de carga depende en gran manera del exceso de reactividad del núcleo que absorben los elementos de control. El posible ciclo de operación se obtiene con ayuda de unos cálculos de optimización que tienen en cuenta los siguientes parámetros:

- grado de quemado del combustible
- reactividad
- condiciones de la red
- coste del ciclo de combustible

La tabla que figura a continuación muestra la regulación entre el grado de quemado y el posible ciclo de carga.

Por ejemplo, el quemado máximo con una flexibilidad de carga -- de 100-80-100 % alcanza 7.500 MWd/MgU y alcanzaría 8000 MWd/MgU para un régimen de carga base constante. Si fuese necesario variar la -- carga solo pocas veces, sería económico mantener solo una pequeña -- cantidad de reactividad adicional disponible en el núcleo; reducir -- la potencia del reactor solo ligeramente y conducir el exceso de vapor principal directamente al condensador. Las variaciones de carga se pueden realizar a razón de $\pm 5\%$ la potencia nominal del generador.

Tabla:

Reactor de agua pesada a presión - 700 MWe

Influencia de las variaciones de carga en el quemado de descarga

Régimen de carga base constante	8000 MWD/MgU
100 - 90 - 100%	7750 MWD/MgU
100 - 80 - 100%	7500 MWD/MgU
100 - 70 - 100%	7200 MWD/MgU
100 - 60 - 100%	6800 MWD/MgU

11.14 FILOSOFIA DE LA SEGURIDAD.

La filosofía de la seguridad en la que se basa el diseño cumple los siguientes requisitos básicos para todas las situaciones concebibles de la central.

- el reactor se puede parar de forma segura, manteniéndose parado durante períodos prolongados
- el calor residual se puede evacuar de forma segura
- cualquier emisión de radiactividad queda dentro de los límites fijados por los reglamentos de protección contra radiaciones.

Con el fin de cumplir estos requisitos, hay unas medidas de seguridad contra daños en el sistema o sus componentes. Las medidas de seguridad se pueden clasificar en tres niveles de seguridad, de acuerdo con las posibles condiciones de la planta:

1. Componentes y sistemas que se necesitan para el funcionamiento normal (incluyendo arranque, servicio con carga parcial y plena carga, variaciones de carga, y parada) que son de un diseño tal que previenen las fallas.

Las medidas de seguridad previstas son:

- un diseño cuidadoso y conservador
- garantía y control de calidad rigurosos
- inspecciones y revisiones periódicas

2. De acuerdo con la experiencia general de ingeniería, ha de considerarse que los sistemas y componentes pueden fallar durante su vida útil a pesar de tener una calidad elevada adecuada.

Se supone que pueden tener lugar incidentes operacionales (por ejemplo, falla de la bomba del refrigerante del reactor o rechazo de carga). Con el fin de anticiparse a los fallos e incidentes operacionales y mitigar sus consecuencias, se han previsto las siguientes medidas de seguridad:

- características operacionales inherentemente seguras
 - avisos de alarma
 - protección del reactor por limitaciones
3. A pesar de las medidas de seguridad de los niveles de seguridad primero y segundo, se formulan unos accidentes hipotéticos. Con el fin de contrarrestar estos accidentes y mitigar sus consecuencias, hay unos sistemas de seguridad activos. El diseño de los sistemas de seguridad está basado en la hipótesis de que algunas partes de estos sistemas (subsistemas) pueden fallar simultáneamente con el accidente. En consecuencia, los sistemas de seguridad son de diseño redundante, habiéndose previsto los siguientes:
- sistemas de protección del reactor
 - dispositivos de seguridad

Con el fin de proteger el medio ambiente contra la emisión de radiactividad, se han previsto las siguientes barreras de radiactividad como medidas pasivas de seguridad:

- la matriz de combustible de las pastillas de UO_2
- los tubos de revestimiento con juntas soldadas, que encierran el combustible
- el sistema de refrigeración del reactor y sistema moderador, cerrados y con juntas soldadas
- el recinto de contención de acero, estanco a los gases y diseñado contra plena presión
- la contención de hormigón

Los componentes de las barreras de radiactividad actúan de acuerdo con sus características mecánicas sin necesidad de ninguna energía auxiliar. En caso de producirse un daño en una de estas barreras actuará la siguiente, reteniendo de esta manera la radiactividad.

Los accidentes considerados al diseñar la central son los accidentes en el interior de la planta y las acciones desde el exterior.

Los accidentes internos son, ante todo, accidentes con pérdida

de refrigerante (LOCA), con todo el espectro de roturas de tuberías inclusive la rotura de la tubería de conexión de mayor dimensión -- que va a los lazos del refrigerante del reactor o al sistema moderador.

Las acciones externas pueden ser:

- terremoto, según el emplazamiento de la central
- caída de un avión (según el emplazamiento)
- onda de presión debida a una explosión
- inundaciones
- tornados
- sabotaje
- otras acciones en dependencia de las condiciones del lugar.

Con el fin de cumplir los requisitos de seguridad incluso durante los citados accidentes internos y externos; se establecieron los siguientes principios de diseño:

- multiplicidad de características de seguridad
- redundancia de los sistemas de seguridad y subsistemas auxiliares (la base de diseño es el criterio de fallas debidas a una misma causa).
- diversidad de las partes importantes del sistema de protección del reactor (la base de diseño es el criterio de fallos debido a una misma causa)
- separación física y/o protección por medio de muros de hormigón, para los subsistemas redundantes.
- protección de los sistemas de seguridad contra acciones desde el exterior.
- comprobación periódica de los sistemas de seguridad.

11.15 SISTEMAS DE SEGURIDAD.

Estos comprenden el sistema de protección del reactor y los dispositivos de seguridad.

El objeto de dichos sistemas es el de prevenir cualquier daño a las barreras de radiactividad durante deficiencias operacionales y durante accidentes, con el fin de cumplir los requisitos de la filosofía de seguridad, es decir, mantener la emisión de radiactividad por debajo de los límites prefijados.

11.15.1 EL SISTEMA DE PROTECCION DEL REACTOR TIENE LAS SIGUIENTES FUNCIONES.

- vigilar las variables de proceso que sean de importancia para la seguridad.
- detectar defectos de funcionamiento y accidentes y procesar e iniciar automáticamente acciones de protección por los dispositivos de seguridad, con el fin de mantener el reactor -- dentro de los límites seguros prefijados.

El sistema de protección del reactor consta de tres partes:

- la sección analógica, que incluye la toma de valores de medición por medio de los sensores hasta los transmisores de las señales límite.
- la sección lógica, que forma señales límite combinaciones lógicas de señales límite para generar y formar señales de excitación.
- la sección de control, que procesa y controla las señales de excitación de la sección lógica para las dispositivos de seguridad.

El sistema de protección del reactor está dividido en cuatro redundancias situadas en cuatro recintos independientes. Los armarios del equipo electrónico del sistema de protección del reactor están alojados en estos recintos y están separados de acuerdo con las redundancias. Los conductos de cables también están colocados de acuerdo con esta división en cuatro grupos. Cada recinto tiene cuatro sistemas de baterías de 24 V que suministran energía a los armarios del equipo electrónica.

11.15.2 LOS DISPOSITIVOS DE SEGURIDAD SON:

- el grupo de elementos de control de parada (para la parada rápida del reactor)
- el sistema de inyección de boro (segundo sistema de parada independiente)
- el sistema moderador
- el sistema de evacuación de calor residual.

- el sistema de agua de refrigeración esencial de servicios
- el sistema de refrigeración de los componentes nucleares
- el sistema de inyección de seguridad y el sistema de inyección del acumulador
- el aislamiento de la contención
- el sistema de extracción de aire del cinto anular del edificio del reactor
- el aislamiento del sistema de refrigeración del reactor y -- del sistema moderador
- el aislamiento de las tuberías de vapor principal y de agua de alimentación
- la estación de descarga de vapor principal
- las bombas de compensación de fugas
- el sistema de suministro de energía de emergencia.

De acuerdo con los principios de diseño del sistema de seguridad, todos los dispositivos de seguridad necesarios para controlar - los accidentes están construidos en forma de cuatro subsistemas idénticos. Dos de estos son suficientes para tener bajo control el accidente. De esta manera se asegura la disponibilidad funcional incluso si se está inspeccionando o reparando un subsistema y si simultáneamente tiene lugar un fallo en otro subsistema. Cada subsistema comprende también la alimentación de energía correspondiente y los equipos auxiliares necesarios.

El diseño de vías múltiples se refleja no solo en la redundancia de los equipos, sino también en la separación física de los subsistemas. Esto asegura que el fallo de un subsistema (fallo fortuito), - postulado además del accidente, permanece restringido a un subsistema y no afecta a los demás.

La disposición general de la central presenta una zona compacta, controlada, con conexiones de tuberías y cables de corta longitud, - separación física de las vías de cables y tuberías redundantes, explotación mínima del personal de operación durante los trabajos de mantenimiento y reparación, disponibilidad de blindaje suficiente y medidas de protección contra las radiaciones.

Estos dispositivos de seguridad están respaldados por un alto - nivel de medidas de garantía de calidad y control de calidad, inspecciones periódicas durante el funcionamiento de la central y programas

de inspección durante el servicio. Por medio de estas medidas se puede asegurar un elevado nivel de seguridad.

11.16. DISPOSICION DE LOS EDIFICIOS.

11.16.1 EDIFICIO DEL REACTOR (Fig. 17,18)

Todos los componentes del sistemas de alimentación de vapor nuclear, sometidos a presión, están dispuestos en el interior del edificio del reactor, que queda encerrado por la esfera de seguridad interior de acero y la contención exterior de hormigón.

La esfera de seguridad está construida como vasija de presión y diseñada para la presión máxima correspondiente al peor acontecimiento que se ha tenido en cuenta. La cantidad de fugas de diseño de la esfera de seguridad es del 0,25 % en volumen/día a la presión de diseño.

Esta cifra tan baja se ha podido conseguir debido a que las penetraciones de tubos y cables, que atraviesan la contención, son de un diseño especial.

Un sistema de ventilación especial para el recinto anular asegura que, incluso durante condiciones de accidente, las pequeñas fugas de radiactividad, procedentes de la esfera de seguridad, queden retenidas mediante filtros de carbón vegetal, impidiendo así cualesquiera riesgos de radiación para el medio ambiente.

La disposición de parte del reactor a un nivel bajo y las sólidas estructuras interiores de hormigón, así como la robusta contención exterior de hormigón ofrecen buena protección contra cargas sísmicas y otras cargas exteriores. El cilindro de protección contra metralla en el interior de la esfera de segunda, junto con los demás elementos estructurales del edificio del reactor, son capaces de absorber todas las fuerzas operacionales y las inducidas por un accidente. Al mismo tiempo subdividen el interior del edificio del reactor en compartimientos operacionales y compartimientos de equipos. Debido a unos sistemas especiales de ventilación, los primeros son accesibles para trabajos de inspección y mantenimiento durante el funcionamiento del reactor, sin ninguna restricción y sin necesi-

dad de medidas de protección especiales. Los compartimientos de equipos del reactor, los generadores de vapor y las bombas tienen tapas desmontables, de manera que todos los componentes pesados a ser atendidos mediante la grúa polar.

Los sistemas necesarios para la recarga de combustible durante el servicio, también están alojados dentro de la estructura de contención.

En la parte inferior del recinto anular, entre la esfera de segunda y la contención de hormigón, se alojan varios sistemas auxiliares secundarios tales como:

- sistemas de evacuación de calor residual
- sistema de inyección de seguridad
- sistema de almacenamiento de D_2O
- sistema de refrigeración de componentes

11.16.2 EDIFICIO DE LAS INSTALACIONES AUXILIARES DEL REACTOR.

Este edificio está situado junto del reactor y rodea aproximadamente 1/3 de aquel, permitiendo así establecer conexiones cortas con los equipos alojados en el recinto anular del edificio del reactor.

En las plantas superiores hay recintos sanitarios activos y no-activos, la lavandería con los recintos auxiliares, los sistemas de ventilación del área de acceso controlado, el laboratorio radioquímico, las zonas de protección contra radiación y el recinto con los aparatos de respiración. Desde esta zona hay acceso a la esfera a través de una esclusa para personas.

En las plantas inferiores hay diversos sistemas auxiliares tales como:

- sistema de control del volumen
- sistema de purificación y desgasificación de D_2O
- sistemas de tratamiento y enriquecimiento de D_2O
- sistema de control de ácido bórico y de los productos químicos
- sistema para el tratamiento de residuos gaseosos, líquidos y sólidos

Se ha tenido gran cuidado para reducir la contaminación y la exposición a las radiaciones del personal de operación y de mantenimiento. Los pasajes de servicio, bandejas de cables y conductos de entrada de aire están dispuestos a lo largo de la pared exterior, mientras que la sección que mira hacia el edificio del reactor encierra las tuberías especiales para medios radiactivos, con el fin de evitar la exposición radiactiva del personal y la necesidad de cruzar conductos de tuberías y cables.

11.16.3 EDIFICIO DE ALMACENAMIENTO DE COMBUSTIBLE. (Fig 19)

Este edificio está conectado con el edificio del reactor mediante el sistema de transporte de combustible.

Es posible el acceso de personas desde el edificio de las instalaciones auxiliares del reactor.

En el interior del edificio hay cuatro piscinas de almacenamiento de combustible, una piscina de manipulado, una piscina pequeña para el contenedor de transporte de combustible agotado, un almacén de combustible nuevo y el equipo auxiliar necesario. Los elementos de combustibles agotados se transportan del reactor a la piscina de almacenamiento, sirviéndose del sistema de transporte que consiste en:

- máquina de carga y de combustible
- inclinador
- tubo de transferencia
- dispositivo inclinador
- puente de manipulación

Los elementos combustibles nuevos se suministran al reactor procediendo de forma inversa.

En el interior del edificio, todas las cargas se manejan mediante una grúa puente.

11.16.4 EDIFICIO ELECTRICO.

El edificio eléctrico tiene nueve plantas. Su utilización es la siguientes:

- conductos para cables

- sótano para cables
- aparellaje de alta tensión
- conductos de cables debajo de los sistemas de corriente continua
- baterías, rectificadores, paneles de distribución de corriente continua
- conductos de cables, instrumentación y control
- armarios de instrumentación y control
- conductos de ventilación, tendido de cables debajo de la sala de mando
- sala de mando principal, sala del ordenador, sistemas de ventilación
- sistema de aire de ventilación

Al edificio eléctrico se tiene acceso desde el edificio de oficinas e instalaciones para el personal a través de un pasillo. El acceso al edificio de las instalaciones auxiliares del reactor está situado en el mismo nivel. El pasillo entre las instalaciones para personal y el edificio de oficinas / casa de máquinas permite el paso entre el edificio eléctrico y la casa de máquinas.

Las dos escaleras exteriores son escaleras de emergencia. Los distintos pisos son accesibles a través de dos escaleras y de los pasillos principales, dispuestos en dirección longitudinal en cada planta. En la caja de escalera, próxima a la sala de mando principal, hay un ascensor para personas. En la segunda caja de escalera hay también un pozo para montaje y servicio.

El transformador de energía exterior está situado frente a la cara longitudinal del edificio, mirando hacia la casa de máquinas.

La ventilación de los distintos pisos se obtiene mediante los sistemas de ventilación, a través de cuatro conductos redundantes de entrada y salida de aire y chimeneas para humo. El suministro del agua fría para los sistemas de ventilación se obtiene a través de cuatro canales redundantes de tuberías.

11.16.5 CASA DE MÁQUINAS.

La casa de máquinas está situada junto al edificio del reactor, con el eje de la turbina en dirección al edificio del reactor. Esto

da; una protección máxima del edificio del reactor contra el acontecimiento altamente improbable de una rotura del rodete de la turbina. El edificio tiene dos naves. Sus dimensiones están rígidas, en gran manera, por las dimensiones del turboalternador y sus elementos auxiliares. En la nave principal está el turbo grupo el equipo de precalentamiento de agua de alimentación.

La nave secundaria, de menor altura, aloja el depósito de agua de alimentación, los desaireadores y las bombas de agua de alimentación así como otros equipos asociados al ciclo de agua/vapor. Todos estos compartimentos están exentos de medios radiactivos.

Las tuberías de vapor principal procedentes del edificio del reactor entran a la casa de máquinas por la vía más corta que conduce a la parte de AP de la carcasa de la turbina, donde el vapor principal fluye a través de los filtros de admisión a la sección de AP. A ambos lados de la carcasa de AP están instalados unos separadores de humedad, verticales.

Los precalentadores de enchufe están instalados en la zona de salida de la sección de BP de la turbina.

El sótano de la casa de máquinas se utiliza principalmente para acomodar tuberías y cables. Los intercambiadores de calor para las purgas de agua de los precalentadores de BP, el sistema de agua de refrigeración en circuito cerrado y las bombas correspondientes también están instalados en este sótano. La planta operacional de la turbina está exenta de toda clase de bombas y tuberías, por lo que hay espacio disponible para dejar los componentes desmontados cuando se abra el turbo alternador para revisiones generales.

También se ha dejado espacio libre para un dispositivo de amarré. El tanque de agua de alimentación con el desaireador está instalado al mismo nivel de la planta de operación de la turbina. Las unidades de bombas de agua de alimentación y las bombas de arranque y de parada están montadas debajo, al nivel \pm 0.00 m.

En la casa de máquinas está instalada una grúa puente para el transporte y el montaje de los componentes de la central. Las barras de salida del alternador se conducen a los transformadores del bloque instalados junto al muro, exteriormente a la casa de máquinas, y a los transformadores de servicio de la subestación de alta tensión.

Las tuberías de agua de circulación entran y salen de la casa de

máquinas por el mismo lado. El fundamento del turboalternador es una construcción de baja frecuencia propia, consistente en un enrejado de vigas de hormigón, que transmite las cargas de operación a los apoyos a través de unos elementos elásticos. Las distorsiones se vigilan mediante equipos de medición y de registro.

11.16.6 EDIFICIO DE COMIENTE DE EMERGENCIA Y SUMINISTRO DE - AGUA FRIA.

Este edificio tiene dos plantas de servicio y está subdividido en cuatro secciones de construcción similar, en las que se alojan - los sistemas y equipos redundantes.

A cada planta se tiene acceso desde las escaleras que hay en - cada sección. En un recinto cerrado situado en el techo, encima de los Diesel, se aloja el sistema de escape de los motores Diesel.

Los depósitos de almacenamiento del combustible para los Diesel, las bombas, los intercambiadores de calor para el sistema intermedio de refrigeración esencial, el sistema de re-circulación de aire y -- los recintos de distribución de cables y tuberías están instalados - en la planta inferior.

Los generadores de corriente de emergencia, con su aparellaje y unidades de refrigeración de agua, están instalados en la planta superior. Los depósitos diarios de combustible, y el sistema de su ministro de aire de arranque para cada uno de los generadores de co miente de emergencia, están instalados en una estructura de galería. En cada una de las cuatro secciones hay grúa puente.

11.17 SISTEMA DE GARANTIA DE CALIDAD DE KWU.

El programa de garantía de calidad de KWU ha sido desarrollado y mejorado constantemente a lo largo de los últimos años. Su efic cia se ha demostrado a través del alto grado de seguridad, fiabi lidad y disponibilidad de las centrales nucleares KWU, reconocidas en todo el mundo.

El sistema de garantía de calidad de KWU está de acuerdo con -

los requisitos internacionales de garantía de calidad, por ejemplo con el "Código de Práctica de Garantía de Calidad para la Seguridad de las Centrales Nucleares" editado por la "Agencia Internacional - de Energía Atómica". de Viena.

Las actividades de organización técnica de KWU y de sus subcontratistas se planifican y aseguran sistemáticamente durante el diseño, la fabricación, el montaje y la puesta en marcha de una central, mediante la aplicación de los procedimientos de garantía de KWU. -

Para los equipos y componentes relacionados con la seguridad, esto comprende todas las fases de trabajo tales como:

- diseño y abastecimiento por KWU
- diseño y fabricación de sistemas, componentes y piezas por parte de proveedores o fabricantes
- transporte, manejo, almacenamiento
- montaje y puesta en marcha en la central

Las medidas de garantía de calidad comprenden:

- control de documentos
- control de diseño
- control de abastecimiento y fabricación
- inspecciones y exámenes
- control de no-conformidad
- control de equipos de medición y verificación
- control de riesgos
- auditorías

La importancia de estas actividades ha sido reconocida hace tiempo por KWU, habiéndose tomado las correspondientes medidas organizativas.

11.17.1 GARANTIA DE CALIDAD DE LOS EQUIPOS MECANICOS, ES DECIR, DEL SISTEMA NUCLEAR DE GENERACION DE VAPOR Y TURBOGRUPO.

La base para el diseño de los sistemas y componentes, que se efectúa por los departamentos especializados de KWU o de los subcontratistas de KWU, está formada por normas técnicas detalladas, especificaciones, requisitos de seguridad, reglamentos, directrices y -

condiciones de contrato. En algunos casos, se realizan ensayos y experimentos sobre prototipos, modelos o sistemas con el fin de confirmar unos criterios de diseño en particular.

Los documentos creados y que forman parte de la fase de diseño, inclusive sus modificaciones, están sometidos a unos procedimientos internos de KWU en cuanto a su revisión y autorización se refiere. La efectividad de las actividades de garantía de calidad se incrementa mediante la clasificación de determinados sistemas y componentes por "niveles de calidad" de acuerdo con su importancia con respecto a la seguridad de la planta en conjunto.

Los fabricantes de componentes han de crear documentos de fabricación detallados. Los pasos de fabricación importantes, tales como la soldadura, han de cualificarse mediante ensayos de cualificación de proceso.

El trabajo que ha de realizarse en el campo para la supervisión, control, inspección, ensayo, examen y aceptación por KWU y sus subcontratistas, es muy amplio.

Han de prepararse documentos detallados de montaje e instrucciones de montaje. Estos incluyen programas de puesta en marcha y planes de procedimiento para la puesta en marcha de los distintos componentes, sistemas y el conjunto de la planta. Estos requisitos se comprueban mediante marchas de prueba que son efectuadas por el personal de obra de KWU.

11.17.2 GARANTIA DE CALIDAD DE LOS EQUIPOS ELECTRICOS, INCLUIDA LA INSTRUMENTACION.

Las bases para el proyecto de los sistemas eléctricos, de instrumentación y de control así como sus componentes y equipos son las directrices VDE y VDI y las Normas DIN así como las directrices y procedimientos de proyecto desarrollados por KWU, con una descripción detallada de los trabajos a realizar.

Las condiciones de suministro especiales dan todos los detalles de especificaciones, ensayos, documentación, etc. Los documentos de abastecimiento se han creado en forma correspondiente.

Como base y criterios para la garantía de calidad en los talleres

res de los fabricantes se utilizan de prototipos.

Los pedidos se hacen exclusivamente a proveedores que hayan - acreditado su calificación de acuerdo con los requisitos de garantía de calidad de KWU. La supervisión de la fabricación la realiza una organización independiente del fabricante. KWU realiza muestreos al azar para cerciorarse de que se cumplen las medidas de garantía de calidad requeridas. El fabricante ha de documentar todos los ensayos e inspecciones importantes.

El montaje se realiza de acuerdo con las instrucciones de montaje y listas y cuadros de disposición de cableado preparados por KWU. Se supervisa por el personal de obra de KWU.

11.17.3 GARANTIA DE CALIDAD DE LA OBRA CIVIL.

Los documentos de construcción tales como:

- planos de disposición general
- planos detallados
- planos de cargas
- detalles de carga
- documentos de oferta
- listas de construcción

se preparan por KWU con el detalle necesario al igual que las directrices generales, normas y especificaciones.

Estos forman la base de los cálculos estáticos y dinámicos que ha de realizar el subcontratista de KWU al diseñar los componentes y elementos estructurales. El contratista ha de facilitar planos de diseño detallados y documentos de construcción, que son revisados por KWU, antes de iniciar la construcción, para comprobar si están completos y conformes con las normas de diseño.

El subcontratista responsable de la obra civil ha de ocuparse de todas las actividades en obra de su sector. Esto comprende los ensayos y la documentación necesaria para demostrar que todas las piezas y materiales utilizados cumplen los requisitos, especialmente en aquellos casos en que es obligatoria una autorización oficial y una supervisión de calidad oficial.

Estas actividades son comprobadas por el personal de obra de

KWU.

11.18 TRUBOGRUPO.

El circuito de vapor y agua de alimentación es en gran parte idéntico al de una central convencional, con excepción de que, debido a la menor presión del vapor principal y a las menores diferencias de entalpía resultantes, es preciso manejar unos volúmenes de vapor substancialmente mayores en componentes de mayor tamaño.

El vapor principal saturado producido en los generadores de vapor por fluye a través de tuberías paralelas a las válvulas combinadas de cierre rápido y regulación de la turbina.

De esta manera, el vapor de cada tuberías atraviesa una estación de válvulas, compuesta de la válvula de vapor principal, la válvula reguladora de alivio y la válvula de seguridad de apertura total y de los sistemas auxiliares de mando. Esta estación está situada en el compartimento de válvulas de vapor principal y de agua de alimentación fuera de la contención de hormigón y, por lo tanto, protegido contra acciones exteriores. Si se rompe una tuberías de vapor principal, aguas abajo de la válvula de vapor principal, se cerrará únicamente esta válvula. En este caso, el generador de vapor por afectado queda protegido contra sobrepresión por medio de la válvula de seguridad, que descarga el vapor a la atmósfera a través de silenciadores.

Después de su expansión en la sección de AP de la turbina, el vapor se seca en unos separadores de humedad antes de pasar a la sección de BP. Esto es necesario con el fin de extraer el exceso de humedad, que en caso contrario podría dar lugar a daños por erosión.

La turbina consta de una carcasa de AP de doble flujo y dos carcasas de BP de doble flujo. El rodete de la sección de AP está apoyado en dos cojinetes; el que está situado en el extremo anterior del árbol es un cojinete combinado, radial y axial, mientras que el cojinete situado detrás del acoplamiento a rodete de la primera sección de BP, es un cojinete radial. El primero y los demás rodetes de la sección de BP tienen cada uno un cojinete radial

Todos los árboles de la turbina están forjados y tienen los semiacoplamientos forjados integrales. Debido al diseño de doble flujo de todas las secciones de la turbina, el empuje axial residual, que ha de absorber el cojinete axial, es mínimo y su función principal es el posicionado axial de los árboles.

El condensador de superficie, del tipo cajón, dispone de un sistema dividido de agua de circulación. El domo de vapor está diseñado de forma que se pueda incorporar un precalentador duplex de BP sin perturbar el flujo del vapor de salida. El domo de vapor de condensación va soldado a la carcasa de salida de la turbina y en consecuencia, cada cilindro de la turbina de BP y su condensador forman una unidad independiente.

Durante el régimen de by-pass, el vapor es conducido directamente al condensador a través de las válvulas combinadas de by-pass.

El sistema de agua de circulación es de flujo simple, la velocidad se mantiene en los del condensador entre aproximadamente 1,5 y 2,0 m/seg. Esto evita, por una parte, que se formen sedimentos y, por otra parte, que haya erosión en el extremo del tubo.

El condensado fluye desde las recipientes colectores de condensado a las bombas verticales, desde donde se bombea, a través de sistemas paralelos de precalentamiento de agua de alimentación de BP al depósito de agua de alimentación. Este depósito sirve para desairear el condensado, evitando así la corrosión del sistema, actuar como calentador, mejorando el grado de rendimiento del ciclo, también como compensador para las cantidades variables de condensado/agua de alimentación que entran y salen. La temperatura en el tanque de agua de alimentación es de 120°C a plena potencia y disminuye al bajar la carga.

Desde el tanque de agua de alimentación, el agua de alimentación fluye a la aspiración de la bomba de agua de alimentación; de ahí se bombea a través de los refrigeradores del moderador y/o sus estaciones de by-pass a los generadores de vapor.

El agua del ciclo de vapor, condensado y agua de alimentación, se mantiene con el grado de pureza necesario mediante la purga de los generadores de vapor.

Con el fin de evitar pérdidas de calor y de condensado, el agua de purga de los generadores de vapor es refrigerada en unos refrigeradores conectados en paralelo al sistema de calentamiento

de agua de alimentación de BP; después de expandirla a la presión del tanque de agua de alimentación, se limpia y se devuelve al ciclo de vapor, condensado y agua de alimentación.

El agua de reposición del sistema se trata en el sistema de desmineralización, se almacena en un tanque de agua desmineralizado y se suministra al ciclo cuando sea preciso.

El alternador síncrono trifásico es del tipo de cuatro polos, con acoplamiento directo a la turbina. Utiliza refrigeración directa por hidrógeno para los devanados del rotor y del estator, inclusive los bornes de conexión y los aisladores de paso. La carcasa del alternador es de construcción resistente a la presión, estanca a los gases, equipada con soportes de cojinete en ambos extremos.

Los refrigeradores de hidrógeno están dispuestos verticalmente en el interior del estator en el lado de la turbina. El alternador está equipado con una excitatriz trifásica con diodos giratorios.

La energía generada es enviada al sistema de alta tensión a través de los transformadores de bloque. Durante el arranque y la parada, la energía auxiliar se obtiene del sistema de alta tensión a través de los transformadores de bloque, estando abierto el selector del alternador.

En el caso improbable de que fallaran simultáneamente el grupo alternador y el sistema de alta tensión, puede obtenerse una alimentación de energía de emergencia de los correspondientes grupos Diesel para permitir la parada correcta de la central. Si falla la tensión auxiliar, transcurre un período de 20 a 30 segundos antes de que los grupos Diesel de emergencia pueden admitir carga.

Sin embargo, hay ciertas cargas, tales como el sistema de protección del reactor, los sistemas de medición y otros sistemas de protección, que han de permanecer siempre en operación. Por este motivo, estos sistemas se alimentan directamente de unas baterías de corriente continua de 220 V ó 24 V o de unos convertidores estáticos alimentados desde los interruptores de 220 V.

11.19.1 INTRODUCCION.

Según la amplitud del programa nuclear previsto que utilice -- reactores de agua pesada (HWR), la compra de D_2O en el mercado mundial o el establecimiento de unas instalaciones de producción de -- D_2O propias, pueden ser el mejor camino para asegurar el suministro requerido de D_2O .

En el caso de un programa nuclear amplio utilizando reactores de agua pesada, ciertamente sería ventajoso para los consumidores - de D_2O el construir y explotar una instalación de producción de D_2O , bien por cuenta propia o en cooperación con otros, con el fin de asegurar el abastecimiento y una fuente independiente de D_2O .

A continuación figura un breve resumen de

- las necesidades de D_2O para un reactor PHWR típico de KWU
- los mercados potenciales de D_2O
- el mejor proceso posible para la producción de D_2O y
- los socios potenciales para la construcción de una planta de producción de D_2O .

11.19.2 NECESIDADES DE D_2O PARA UN REACTOR PHWR DE 700 MWe de KWU.

La cantidad de D_2O necesaria para llenar todos los sistemas de un reactor de PHWR de 700 MWe de KWU asciende a 525 toneladas métricas. Esta cantidad es suficiente para llenar los sistemas primarios, incluyendo el presionador y los sistemas auxiliares. Debe disponerse de otras 30 a 40 toneladas métricas para cubrir necesidades de pararas y fugas, así como para compensar las pérdidas que tengan lugar durante los primeros años de funcionamiento del reactor. Por lo tanto es preciso disponer de aproximadamente 560 toneladas métricas en total para una unidad de reactor. La carga inicial de D_2O se necesita aproximadamente un año antes de la fecha prevista para la entrega de la central.

11.19.3 FUENTES DE SUMINISTRO DE D₂O.

La tabla 19.1 es un resumen de las plantas de producción de D₂O que están en construcción o en funcionamiento en el mundo occidental. Se supone que en la URSS y en la República Popular de China existen instalaciones de producción de D₂O de dimensiones desconocidas.

De todas las naciones productoras de D₂O, solo Canadá, los Estados Unidos y la Unión Soviética están en condiciones de suministrar D₂O a terceros. Sin embargo, la posibilidad de realizar compras de D₂O de estos países depende de la cantidad de D₂O disponible para exportación y del cumplimiento de sus condiciones de exportación, en lo que se refiere a los tratados de no proliferación.

Puede suponerse que la carga inicial de D₂O para un solo PHWR podrá comprarse de uno o varios de los orígenes citados. En el curso de las negociaciones, quizá también sea posible satisfacer requisitos futuros. KWU estaría a disposición para ayudar a estas negociaciones o incluso conducir las por encargo del cliente.

Según la amplitud del programa nuclear previsto, utilizando reactores de D₂O, podrá ser aconsejable que el propietario de estos reactores construya y explote una planta de producción de D₂O, bien de forma independiente o en cooperación con otros. De esta manera se aseguraría un abastecimiento y suministro independiente de D₂O.

11.19.4 PROCESOS DE PRODUCCION DE D₂O.

La tabla 18.2 muestra algunas características técnicas y económicas de los diversos procesos de producción de D₂O que en la actualidad se utilizan o que se están considerando especialmente.

Como puede verse en la tabla 18.1, en la actualidad solamente se emplean dos tipos de procesos de producción de D₂O para enriquecimiento inicial a gran escala, estando basados en el principio de intercambio químico de isótopos:

- el proceso H₂O/H₂S (Proceso GS) y
- el proceso H₂/NH₃

Las plantas de producción de D₂O, basadas en el proceso GS, -

operan de forma independiente utilizando como materia prima directa el agua natural, mientras que las plantas que utilizan el proceso H_2/NH_3 dependen de suministros de hidrógeno, por ejemplo de plantas de amoniaco para la producción de abonos.

El enriquecimiento final del D_2O a la calidad requerida por los reactores, se efectúa principalmente mediante la destilación del agua. De los procesos de producción de D_2O , dependientes del lugar de emplazamiento, solamente se pueden considerar económicamente factibles -- aquellos ya ensayados y basados en el intercambio químico H_2/NH_3 . Con un coeficiente de extracción de deuterio del orden del 40-80% y unas necesidades de energía específica relativamente bajas de aproximadamente 4 a 5 MWh/kg de D_2O , prevalecen unas condiciones bastante favorables en comparación con el proceso GS. Sin embargo, la capacidad de producción de D_2O de una planta de este tipo está limitada -- por la cantidad de caudal de hidrógeno disponible. Por ejemplo, una planta de amoniaco que produzca 1000 toneladas métricas diarias, podría abastecer una producción de D_2O de 60 a 70 toneladas métricas al año. Resulta obvio que una planta de D_2O , según el lugar de emplazamiento, depende de la disponibilidad operacional de las instalaciones del proveedor de amoniaco y probablemente no resulte adecuado para soportar un programa de energía nuclear a gran escala, basado en reactores de D_2O . Por lo tanto, parece ventajoso utilizar un proceso que permita una producción de D_2O , independiente del lugar.

Estos inconvenientes pueden evitarse, haciendo los procesos de intercambio químico H_2/NH_3 independientes del lugar.

Esto se consigue mediante una etapa de transferencia en la que se alimenta agua natural. En la actualidad pueden considerarse técnica y económicamente factibles dos métodos para producción a gran escala: uno fue desarrollado por la Firma Sulzer Hermanos, de Suiza, y el otro por Uhde GmbH, en Alemania. Ambos procesos presentan proporciones de extracción de deuterio inherentemente mejores a partir del agua de alimentación que el proceso GS.

Al mismo tiempo son capaces de evitar, los riesgos y la corrosión del H_2S . Además, no existen límites de dimension, ni superior ni inferior. Ambos procedimientos se describen brevemente a continuación:

En el proceso UHDE, que se muestra esquemáticamente en la figura - 20, se utiliza un sistema de intercambio de isótopos de tres etapas H_2/NH_3 , a dos temperaturas.

El proceso básico H_2/NH_3 se utiliza en la planta de producción de D_2O situada en Talcher, India, que está unida a una planta de -- producción de amoniaco. Con el fin de que el proceso resulte independiente de un emplazamiento, se puede combinar con una columna de intercambio de isótopos, en la cual se transmite deuterio del agua natural al gas hidrógeno, utilizando como catalizador NaOH. El hidrógeno, enriquecido de esta manera con deuterio, se transfiere a - continuación al sistema de enriquecimiento basado en un proceso H_2/NH_3 de dos temperaturas. El sistema de enriquecimiento consiste en tres etapas, de las que se obtiene NH_3 con aproximadamente el 15% molecular de D_2O . Después de oxidación, el D_2O de bajo contenido - se pasa al contenido necesario para el reactor en una columna de des lación de una sola etapa.

El proceso SULZER, que se muestra esquemáticamente en la figura 21, consiste en un intercambio de isótopos H_2/NH_3 a una temperatura. El proceso básico ha demostrado que trabaja satisfactoriamente en -- Francia (Mazingarbe) y en la India (Baroda, Tuticorin). La independencia del emplazamiento de logra mediante una columna de intercambio de isótopos, en la cual el deuterio se transmite del agua de alimen tación al vapor de NH_3 . El NH_3 licuado a continuación es craqueado, y el producto líquido se hace a través de otras etapas de enriquecimiento. No se precisa ninguna etapa final de destilación de agua; se ob tiene D_2O de la final del producto. Los constituyentes craqueados - del NH_3 se reciclan a un circuito de síntesis y el vapor de NH_3 , re-constituido y empobrecido, se vuelve a alimentar a la columna de in tercambio de isótopos NH_3/H_2O .

KWU estaría dispuesta a ayudar a preparar acuerdos contractuales entre las instituciones pertinentes de un cliente potencial y - empresas europeas competentes, en lo que se refiere a la transferencia de tecnología y construcción de una planta de producción de - - D_2O

Tabla 19.2

Resumen de los procesos de producción de D₂O actualmente en uso o bajo consideración especial

Proceso	Usuario	Características	Aplicación técnica	Inconvenientes	Aspectos económicos otras informaciones
Destilación	USAEC, Sulzer	alimentación H ₂ O	Independiente, fiable, operación sencilla	Elevado consumo específico de vapor	Solamente es económico para la concentración final
Destilación NH ₃	CEA	alimentación NH ₃	Fiable, operación sencilla	Dependiente, elevado consumo específico de energía	Solamente para concentración final después del intercambio H ₂ /NH ₃
Destilación H ₂	Linde, Sulzer CEA/Air Liquide	1 temperatura (sumamente baja), alimentación H ₂	Muy fiable, técnicamente maduro, costes de inversión relativamente bajos	Dependiente, elevado consumo específico de energía	Menos económico que los procesos de intercambio químico (debido a los elevados costes específicos de energía)
Intercambio químico H ₂ O/H ₂ S	USAEC, AECL, Lammus, Burns & Roe, Canatom, Pintsch/Bamag, USSR, DAE (Gobierno Indio)	Proceso GS, 2 temperaturas, alimentación H ₂ O	Independiente, acreditado, sin catalizador	Bajo rendimiento de extracción de deuterio, corrosión gran inercia del proceso, consumo relativamente alto de energía térmica específica	Únicamente económico en plantas de alta capacidad (varios cientos de Mg D ₂ O/a)
Intercambio químico H ₂ /NH ₃	Uhde, CEA/Air Liquide/Sulzer, DAE (Gobierno Indio)	1 y 2 temperaturas, alimentación H ₂	Acreditado, elevado rendimiento de extracción de deuterio, consumo específico de energía térmica relativamente bajo.	Dependiente, catalizador	Pueden conseguirse - costes de producción de D ₂ O económicos, - incluso con capacidades de planta de - - aproximadamente 60 - Mg/a.

Tabla 19.1

Plantas de producción de D₂O en funcionamiento y en construcción en el mundo occidental

Tipo de proceso	Emplazamiento de la planta	País	Producción nominal (tm D ₂ O/a)	Proveedor/ explotador	Comienzo de la producción	
H ₂ O/H ₂ S GS ⁺)	Río Savannah	USA	450/180	Lummus/Du Pont	1952	
	Port Hawkesbury	Canadá	400	Lummus/AECL	1970	
	Bruce "A"	Canadá	800	Lummus/Ont. Hydro	1973	
	Glace Bay	Canadá	400	Canatom/AECL	1976	
	Bruce "B"	Canadá	800	Lummus/Ont. Hydro	1978	
	Bruce "D"	Canadá	800	Lummus/Ont. Hydro	1981	
	La Prade	Canadá	800	Lummus/AECL	1981	
	KOTA	India	100	Gobierno Indio	1978	
H ₂ /NH ₃	1 Temp.	India	67	GELPRA++/Gobierno Indio	1976	
	1 Temp.	India	71	GELPRA++/Gobierno Indio	1978	
	2 Temp.	Talcher	India	63	Udde/Gobierno Indio	1979
Electrolisis	Rjukan	Noruega	20/14	Norsk Hydro	1935	
Destilación H ₂ O	Temperatura sumamente baja	Nangal	India	14	Linde /Gobierno Indio	1963

+/- Girdler-Sulphide

+/- Groupement Eau Procede Ammoniac

Proceso	Usuario	Características	Aplicación técnica Ventajas	Inconvenientes	Aspectos económicos otras informaciones
Intercambio químico H_2 /metilamina	Sulzer/AECL	entre 1 y 2 temperaturas, alimentación H_2	Consumo relativamente bajo de energía térmica específica, buen rendimiento de extracción de deuterio, pequeña presión de vapor	Dependiente, catalizador no acreditado	Igual que para intercambio químico H_2/NH_3
Intercambio químico H_2O/H_2	USAEC; AECL, Sulzer Uhde	alimentación H_2O ó H_2	Con alimentación de H_2O se puede utilizar como sistema independiente de transferencia de D a procesos dependientes	Bajo rendimiento de extracción de deuterio, catalizador	En combinación con el proceso H_2/NH_3 , es económico con plantas de mayor capacidad
Intercambio químico H_2O/NH_3 (sistema de transferencia)	Sulzer	alimentación H_2O	Sistema independiente de transferencia de D a proceso dependiente, sencillo acreditado, sin catalizador, proporción relativamente alta de transferencia de deuterio		En combinación con proceso H_2/NH_3 , es económico con plantas de mayor capacidad
Electrólisis separación fotoquímica	Norsk Hydro otros NRC, AECL, Ont. Hydro, otros	alimentación H_2O Láseres infrarrojos y ultravioletas regeneración H_2 de formaldehído	Elevada separación de isótopos	Elevado consumo específico de energía. Dependiente, sin madurar técnicamente, elevado consumo específico de energía, catalizador	No es económico, - salvo quizás concepción final No es posible hacer indicaciones. .../...

11.20 EXPERIENCIA DE EXPLOTACION.

11.20.1 REACTOR DE INVESTIGACION DE APLICACIONES MULTIPLES (MZFR)

La primera planta PHWR desarrollada y construida por Siemens/KWU, el reactor de investigación de aplicaciones múltiples (MZFR) comenzó a trabajar en 1965. Durante los primeros años de funcionamiento, se dió especial énfasis a la obtención de experiencia con los componentes desarrollados para su utilización en instalaciones de agua pesada, en especial en lo referente a su interacción con los sistemas de la planta.

Al final de esta fase de ensayo, la planta mostró un rendimiento operativo bueno, comparable con el de plantas explotadas comercialmente. En este contexto, hay que tener en cuenta el hecho de que las autoridades exigen que la planta sea cerrada cada año para realizar inspecciones de mantenimiento y servicio.

Disponibilidad	%	Pérdida media de D ₂ O
1970	85.5	
1971	66.8	
1972	85.5	1 a 1,5 kg/d
1973	19.8	
1974	73.1	
1975	73.6	
1976	86,9	
1977	66,0	
1978	85,9	1 kg/d
1979 +	97,2	

+/ hasta Julio 1979 inclusive.

Las cifras de menor disponibilidad correspondientes a 1973 y 1977 pueden atribuirse a la realización del primer ensayo hidrostático en servicio en el sistema primario y a la puesta en marcha de mejoras en los sistemas de seguridad.

Otra indicación del elevado nivel de calidad de esta planta es la baja exposición para el personal de operación.

Desde principios de 1978, el MZFR ha estado también suministrando calor a los edificios del Centro de Investigación de Karlsruhe, - siendo de esta manera la primera central nuclear que se utiliza para calefacción urbana.

11.20.2 CENTRAL NUCLEAR ATUCHA I (CNA I)

Esta planta construida en Argentina comenzó a funcionar a mediados de 1974. El período hasta el final de dicho año se ocupó con un funcionamiento a modo de ensayo, incrementando paso a paso la potencia y realizando una pequeña inspección de la planta. El buen rendimiento operativo que la planta mostró posteriormente, se refleja en las siguientes cifras de disponibilidad.

Disponibilidad	%	Pérdidas de D ₂ O
1974	70,8	
1975	88,2	
1976	89,5	4 kg/día en promedio
1977	52,7	
1978	92,8	
1979 +	84,3	

+/ hasta Julio 1979 inclusive.

La baja cifra de disponibilidad correspondiente al año 1977 se debe a la realización de una inspección importante de la totalidad de la planta, en el curso de la cual se reparó el transformador de bloque que había sido alcanzado por un rayo y sufrido graves daños.

Gracias a la buena experiencia operativa y al buen rendimiento de los componentes, resultó posible incrementar la potencia de salida de la unidad de 340 MWe a MWe en mayo de 1977.

11.20.3 LA EXPERIENCIA OPERACIONAL CON EL COMBUSTIBLE.

Durante los últimos 14 años se ha obtenido una amplia experiencia con las dos centrales de reactor de agua pesada a presión, MZFR y CN Atucha I. Se han irradiado más de 3000 elementos combustibles y más de 110.000 barras combustibles, con un grado de quemado medio de 5.000 MWd/MgU (uranio natural) y 11.500 MWd/MgU (0,85% enriquecimiento) en el MZFR, y de 5700 a 6000 MWd/MgU (quemado medio) en la Central Atucha I. En casos aislados, se ha alcanzado un grado de quemado punta de hasta 14.000 MWd/MgU, lo que corresponde aproximadamente a 17.000 MWd/MgU de quemado punta local sin problemas en el rendimiento del combustible.

El diseño del combustible para el reactor de agua pesada a presión tiene diversas características exclusivas que han dado éxito en la práctica. Los elementos combustibles de Atucha, con una longitud superior a 6 m, contiene las barras combustibles más largas del mundo; se eligieron barras de longitud total para evitar discontinuidades y crestas en el flujo de neutrones y ahorrar tiempo de recarga de combustible. Se logra una seguridad eficaz contra vibraciones por medio de unas zapatas deslizantes en la periferia de las rejas distanciadoras y unas zapatas deslizantes apoyadas sobre muelles en la barra de tracción.

Se evita el desgaste por rozamiento de las barras combustibles contra los distanciadores mediante zapatas de apoyo soldadas a las barras combustibles en la zona de los puntos de contacto. Por razones de economía de neutrones, todas las partes estructurales del conjunto (con excepción de las zapatas deslizantes elásticas) son de Zircaloy.

El diseño de la barra combustible del PHWR se basa en la experiencia obtenida con los PWR y es el único diseño de reactor de agua pesada que utilizan barras combustibles pre-presurizadas para mejorar el comportamiento térmico y mecánico, en especial durante las rampas de potencia debidas a la recarga de combustible.

Los diferentes resultados operacionales obtenidos con estos conjuntos de combustible confirman la filosofía del diseño de combustible de KWU, en la línea de los PHWR.

No se encontraron problemas genéricos con fallos de mecanismos, tal como se ha observado con otros diseños de combustible para reactores, por ejemplo, hidratado, PCI, densificación del combustible, flexión de barras o desgaste por rozamiento.

11.21 CARACTERÍSTICAS TÉCNICAS.

11.21.1 CONJUNTO DE LA CENTRAL.

Tipo de Reactor		de uranio natural, moderado y refrigerado por agua pesada
Potencia de salida en bornes del alternador	aprox.	745 MW
Potencia de salida neta de la central	aprox.	692 MW
Rendimiento neto	aprox.	32 %

11.21.2 SISTEMA DE REFRIGERACION DEL REACTOR Y SISTEMA MODERADOR.

(Todos los datos se refieren al valor requerido durante el servicio normal a plena carga).

Refrigerante y moderador		D ₂ O
Potencia térmica total transmitida al ciclo de agua de alimentación/vapor principal		2173,5 MW
Potencia térmica total transmitida a los generadores de vapor		1953,5 MW
Potencia térmica total transmitida a los refrigeradores de moderador		220,0 MW
Número de circuitos de refrigerante		2
Número de circuitos moderadores		4
Caudal total de circulación de refrigerante		10500 kg/s
Caudal total de moderador		889 kg/s
Presión en la salida de la vasija de presión del reactor	P_a	115 bar
Temperatura del refrigerante a la salida de la vasija de presión del reactor		312,3 °C

Elevación de temperatura del refrigerante a través del núcleo	34,4 °C
Temperatura media del moderador, normal/máxima	170/220 °C
Cantidad de agua pesada	525 Mg
Presión del vapor en la salida del generador de vapor	55,9 bar
Temperatura del vapor	271 °C
Caudal total de vapor	957 kg/s

11.21.3 NUCLEO DEL REACTOR.

Potencia térmica total	2160 MW
Número de canales de refrigeración o de elementos combustibles	451
Longitud activa del núcleo	5300 mm
Tipo de combustible	pastillas de dióxido de uranio natural sinterizado
Cantidad total de uranio	85,1 Mg
Recarga de combustible	durante el servicio
Grado de quemado del combustible en el punto de equilibrio	7500 MWd/MgU
Forma del elemento combustible	haces de 37 barras
Diámetro exterior de la vaina	12,9 mm
Número y material de los elementos de control	9/ de hafnio 9/ de acero

11.21.4 VASIJA DE PRESION DEL REACTOR.

Diámetro interior	7368 mm
Espesor y revestimiento de la envolvente cilíndrica	280+6 mm
Altura total exterior	aprox. 14240 mm
Peso de la parte inferior	670 Mg
Peso de la tapa de cierre	295 Mg
Material base	20 MnNi 65
Material de revestimiento	acero austenítico estabilizado

11.21.5 GENERADORES DE VAPOR.

Cantidad	2
Tipo	intercambiador de calor con tubos en U
Altura	21200 mm
Diámetro (domo de vapor/fondo de tubos)	4570/3647 mm
Espesor del fondo de tubos más revestimiento	650 + 6 mm
Dimensiones de los tubos	18 x 1 mm
Material de los tubos	Incoloy 800
Material de la vasija	20 MnMoNi 55

11.21.6 BOMBAS DE REFRIGERANTE DEL REACTOR.

Cantidad	2
Tipo	centrifuga de una etapa, con retén de alta presión sin contacto
Altura de impulsión	135 m
Caudal nominal	5150 kg/s
Potencia de motor necesaria para refrigerante caliente del reactor	9100 kW ₁
Velocidad	24,7 s

11.21.7 REFRIGERADORES DEL MODERADOR.

Cantidad	4
Tipo	intercambiador de calor con tubos en U
Calor transferido por refrigerador	55 MW
Longitud	9950 mm
Dimensiones de los tubos	12 x 1 mm

11.21.8 BOMBAS DE MODERADOR.

Cantidad	4
Tipo	bomba con motor de tubo-hendido
Caudal nominal	222,2 kg/s
Potencia nominal para moderador frío	250 kW
Velocidad	24,7 s ⁻¹

11.21.9 ESFERA DE CONTENSIÓN DE ACERO.

Diámetro	56	m
Espesor de pared	30	mm
Presión de diseño	5,3	bar
Proporción de fugas de diseño	0,25	% volumen/d

11.21.10 TURBOALTERNADOR.

Caudal de vapor principal	957	kg/s
Presión del vapor principal en la salida del generador de vapor	55,9	bar
Humedad del vapor principal	0,25	%
Presión en el condensador	0,048	bar
Temperatura del agua de circulación	20	°C
Caudal de agua de circulación, con nivel medio de agua	38400	kg/s
Diseño de la turbina	de 3 cilindros, de un árbol, con condensador, con una carcasa de AP de doble flujo y dos carcasas de BP de doble flujo.	
Velocidad del turbo-alternador, según necesidad	25/30	s ⁻¹

11.21.11 ALTERNADOR.

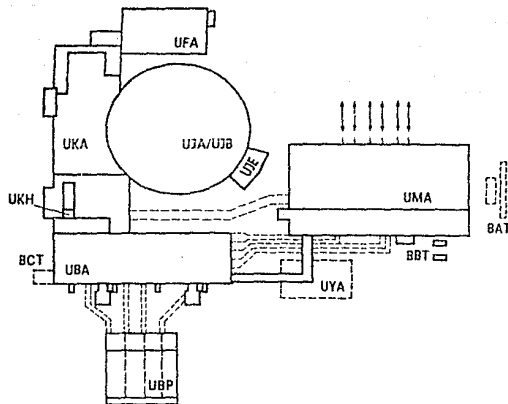
Potencia activa	745	MW
Potencia aparente	838	MVA
Factor de potencia	0,89	
Tensión	21	kV
Gama de regulación de tensión	± 5	%
Refrigeración	H ₂	

11.21.12 TRANSFORMADOR DEL BLOQUE.

Potencia nominal	800	MVA
Relación de transformación	55 kV \pm 10%	21 kV
Los datos específicos del lugar están sujetos a modificación.		

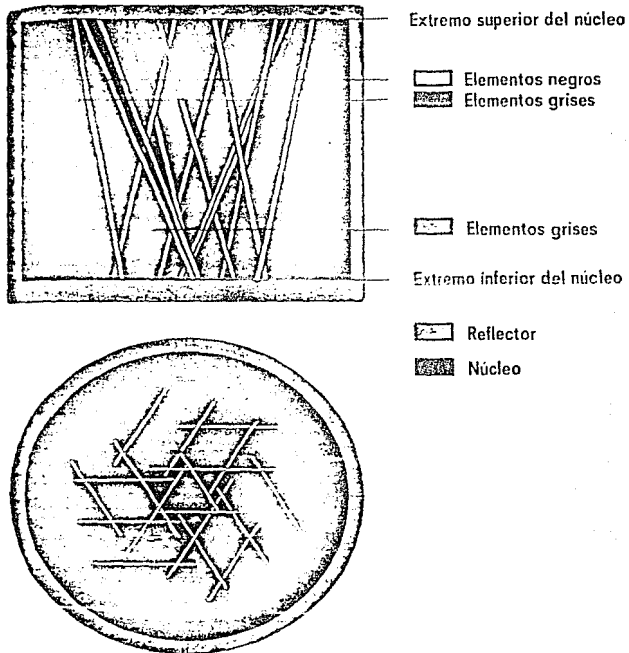
11.21.13 CARACTERISTICAS PRINCIPALES DE LA PLANTA DE REFERENCIA ATUCHA I (ARGENTINA).

Potencia en los bornes del alternador	367	MW
Potencia térmica del reactor	1179	MW
Cantidad total de uranio natural	38,6	Mg
Número de elementos combustibles	253	
Comienzo de la construcción	junio de 1968	
Funcionamiento comercial	junio de 1974	



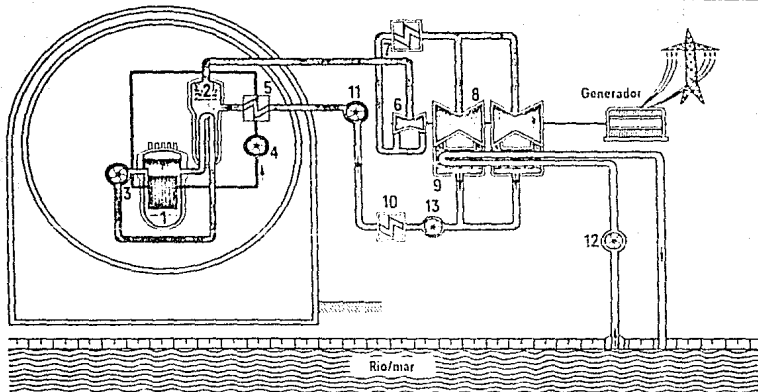
- | | |
|-----|--|
| BAT | Transformador de bloque |
| BBT | Transformador de consumo propio de alta tensión |
| BCT | Transformador de red exterior |
| UBA | Edificio eléctrico |
| UBP | Edificio de corriente de emergencia y suministro de agua fría |
| UFA | Edificio de almacenamiento de combustible |
| UJA | Recinto esférico interior |
| UJB | Recinto anular del edificio del reactor |
| UJE | Compartimento de válvulas de vapor principal y de agua de alimentación |
| UKA | Edificio auxiliares del reactor |
| UKH | Chimenea de ventilación |
| UMA | Edificio de la turbina |
| UYA | Edificio de oficinas e instalaciones para el personal. |

Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada.
Plano de Emplazamiento

Kraftwerk Union






Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Disposición de los Elementos de Control

E 73901015



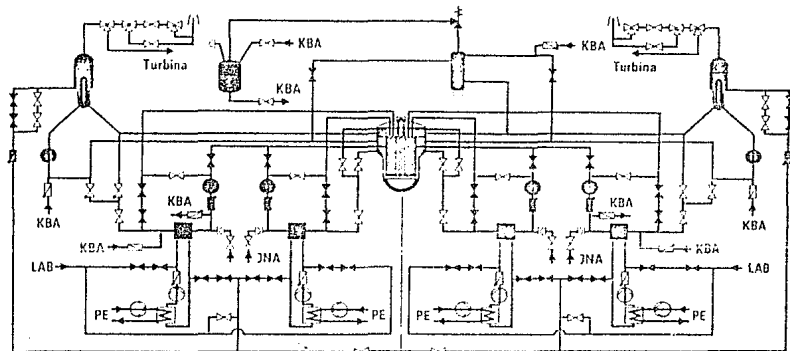
- 1 Reactor
- 2 Generador de vapor
- 3 Bomba del refrigerante del reactor
- 4 Bomba de moderador
- 5 Refrigerador del moderador
- 6 Turbina de alta presión


- 7 Separador de humedad
- 8 Turbina de baja presión
- 9 Condensador
- 10 Precalentador
- 11 Bomba de agua de alimentación
- 12 Bomba principal de agua de refrigeración
- 13 Bomba principal de condensado


-  Refrigerante del reactor
-  Moderador
-  Vapor principal
-  Condensado/ agua de alimentación
-  Agua de refrigeración principal


Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Diagrama Simplificado del Flujo.


JNA Sistema de evacuación del calor residual KBA Sistema de control del volumen LAB Sistema de agua de alimentación PE Sistema de agua de refrigeración esencial de servicio




 Sistema de refrigeración del reactor

 Sistema moderador

 Sistema presurizador

 Sistema de agua de alimentación

 Sistema de vapor principal

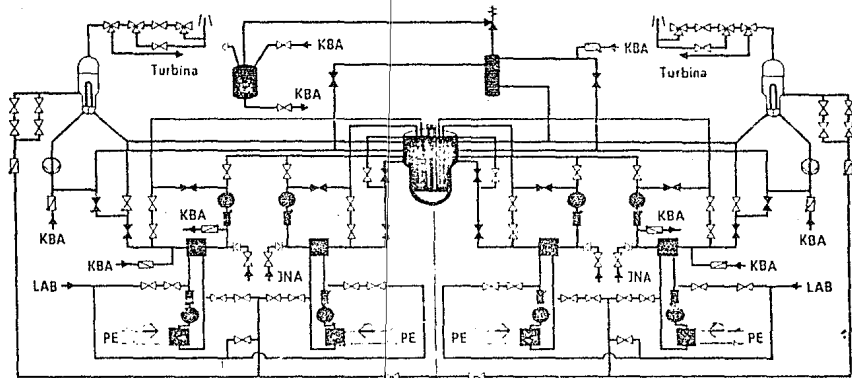
Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Sistemas primarios — Operación Normal

JNA Sistema de evacuación del calor residual

KBA Sistema de control del volumen

LAB Sistema de agua d alimentación

PE Sistema de agua de refrigeración esencial de servicio



Sistema moderador, conectado al sistema de refrigeración del reactor

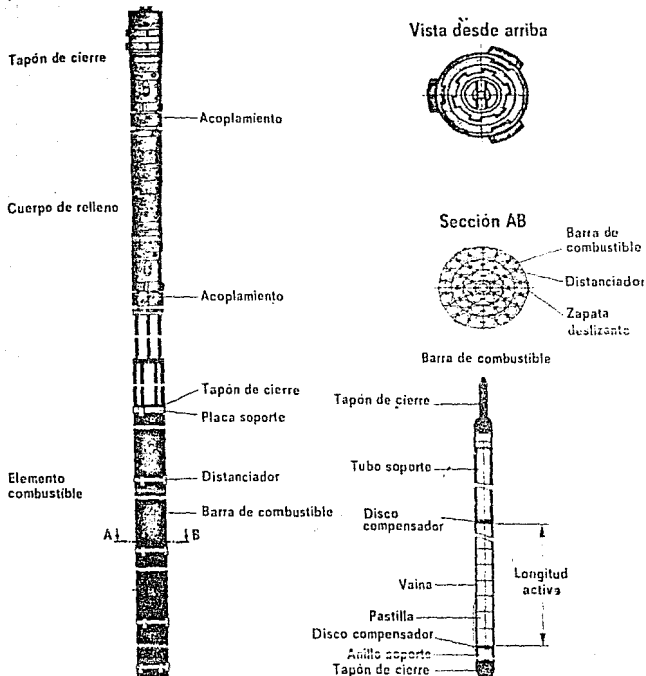
Sistema presurizador

Sistema de evacuación del calor residual

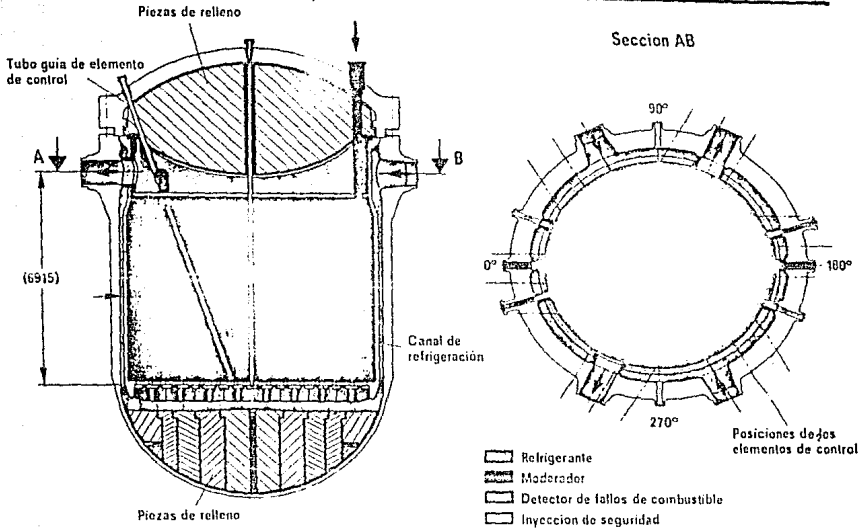
Sistema de agua de refrigeración esencial de servicio

Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Sistemas Primarios — Estado después de una Parada

Fig. 5

Kraftwerk Union

Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Columna de Combustible

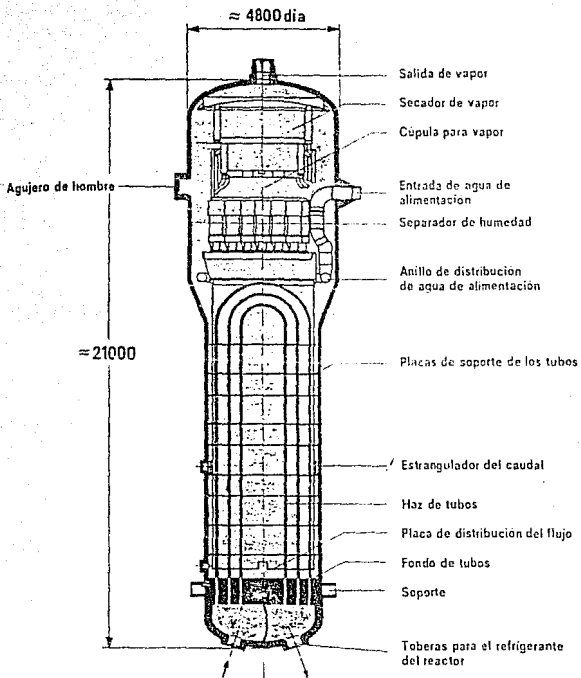


557

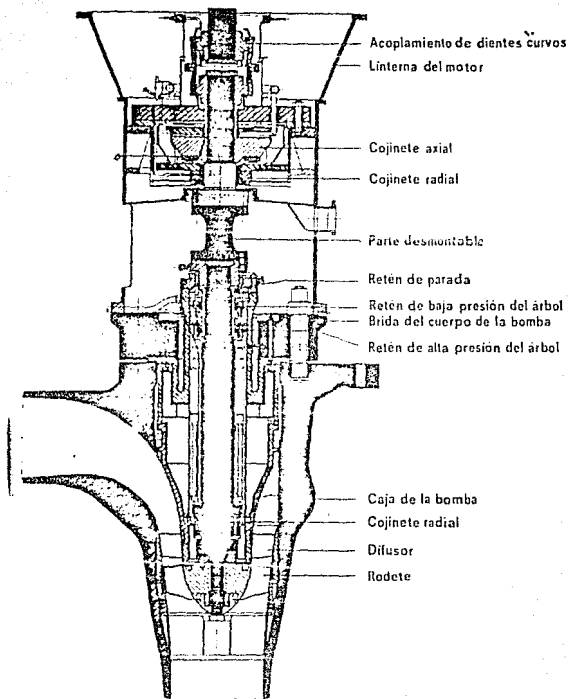
Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
 Vasija de Presión del Reactor con Partes Internas

13079066.3

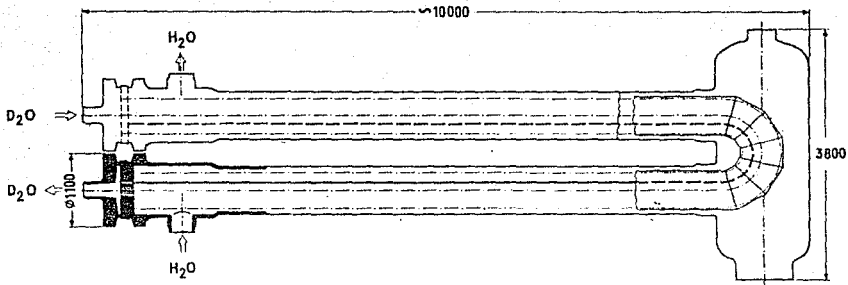
Fig. 7



Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
 Generador de Vapor Estandarizado



**Bomba del Refrigerante del Reactor
Tipo ANDRITZ**



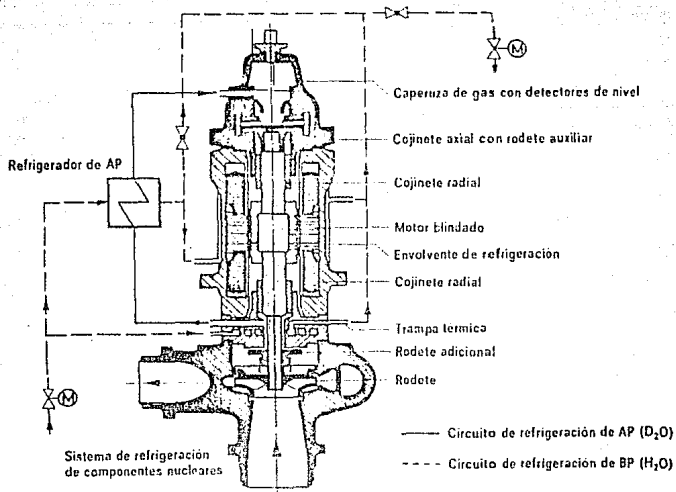
660

August 78

Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Refrigerador del Moderador.

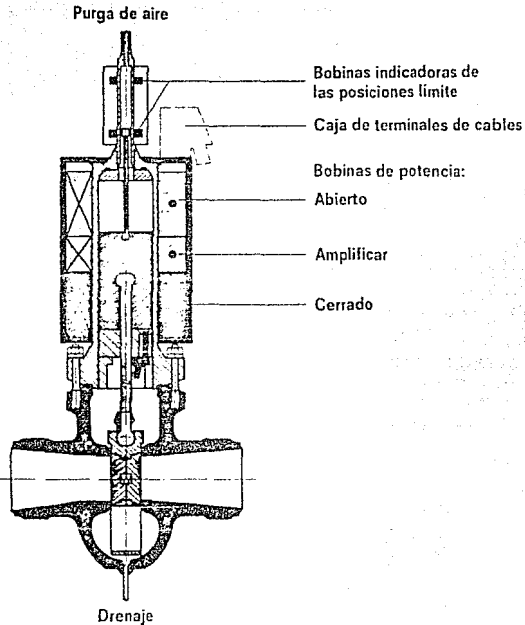
E 76125C3

Fig. 10



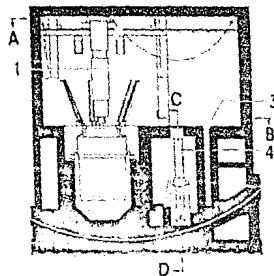
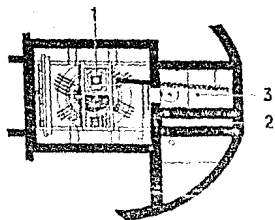
Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Bomba del Moderador.

Kraftwerk Union

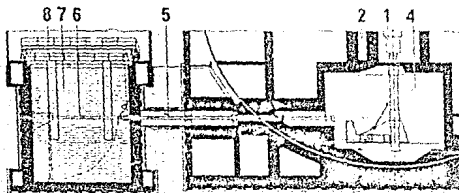


Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Válvula del Moderador

Sección AB

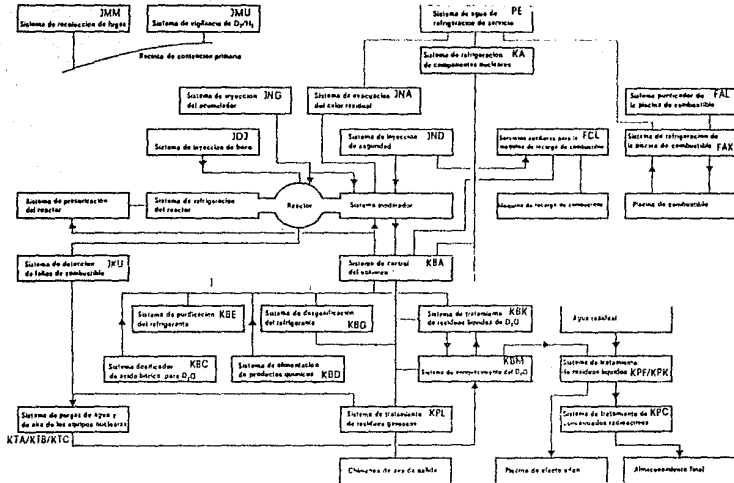


Sección CD

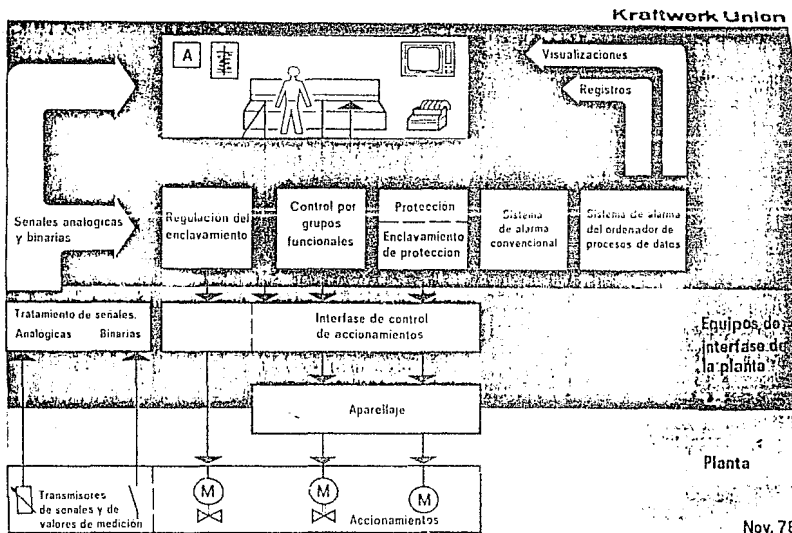


- 1 Máquina de carga de combustible
- 2 Piscina de depósito
- 3 Posición de prueba
- 4 Inclinador
- 5 Tubo de transferencia
- 6 Dispositivo de inclinación
- 7 Piscina de combustible
- 8 Puente de manipulación

Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Sistema de Transporte de Combustible.



Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Sistemas Auxiliares del Reactor – Conjunto General



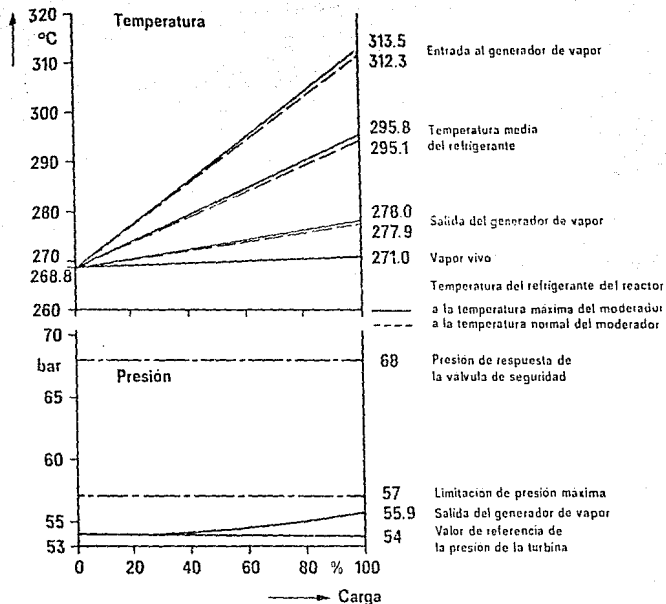
655

Nov. 78

Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Concepto de Instrumentación y Control

E-TRINISTICA

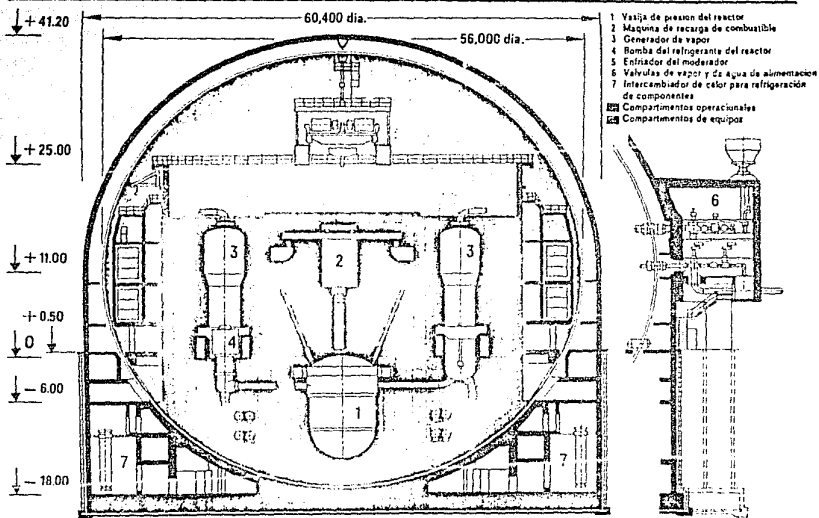
Fig. 15



Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Diagrama de Carga Parcial en Régimen Continuo

E 791055C1

Kraftwerk Union

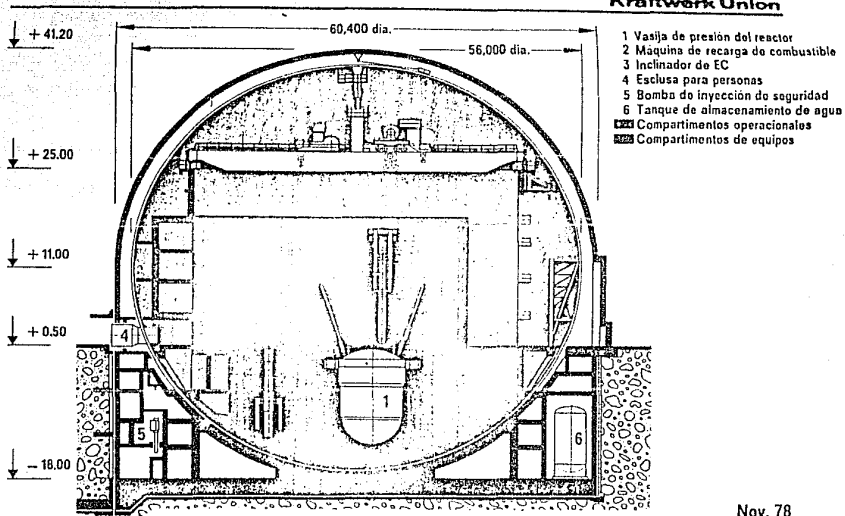


Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Edificio del Reactor

E 79283C1

Fig. 17

Kraftwerk Union



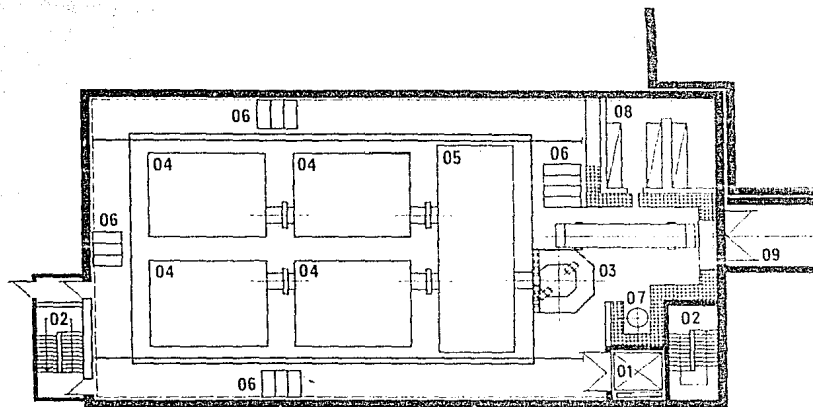
899

Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
Edificio del Reactor

Nov. 78

E 77251C

Fig. 18



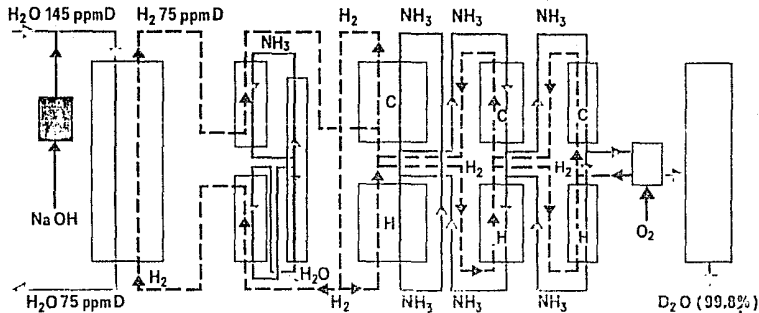
01 Montacargas
 02 Caja de escalera
 03 Piscina para recipientes
 de transporte

04 Piscina de almacenamiento
 de combustible agotado
 05 Piscina de manipulación
 06 Abertura de montaje

07 Recinto de descontaminación
 08 Zona de almacenamiento
 de combustible nuevo
 09 Esclusa

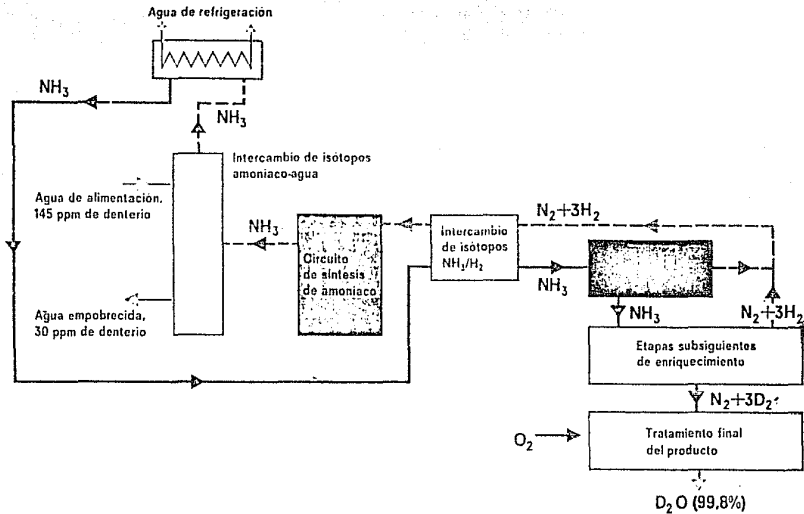
Central Nuclear con Reactor de Agua Pesada
 Edificio de Almacenamiento de Combustible.

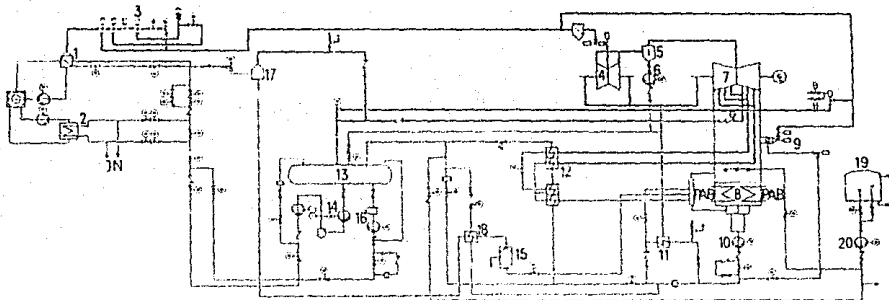
H = Columna caliente
C = Columna fría



Columna de transferencia del deuterio Unidad de absorción de NH₃-H₂O Sistema de enriquecimiento Unidad de enriquecimiento final (destilación de agua)

Sistema de dos Temperaturas para la Producción de D₂O (Uhd)

Sistema Monotérmico para la Producción de D_2O (Suizer)



- 1 Generador de vapor JEA
- 2 Entrador del moderador
- 3 Estación de válvulas de vapor principal LBA
- 4 Turbina de alta presión MAA
- 5 Separador de humedad
- 6 Bomba de drenaje del separador LCR
- 7 Turbina de baja presión MAC
- 8 Condensador MAG
- 9 Sistema de by-pass de vapor principal MAN
- 10 Bombas de condensado principal LCB

- 11 Condensador de vapor de cierre
- 12 Calentadores de agua de alimentación de baja presión LCR
- 13 Tanque de agua de alimentación LAA
- 14 Bombas de agua de alimentación LAC
- 15 Sistema desmineralización de purgas GD
- 16 Bombas de arranque y parada LAH
- 17 Separador de agua de purga LCO
- 18 Entrador de agua de purga LCO
- 19 Tanque de agua desmineralizada GHC
- 20 Bomba de agua desmineralizada GHC

- JN Sistema de evacuación del calor residual
- PAB Sistema principal de agua de refrigeración

June 78

Central Nuclear con Reactor de Agua Pesado Ciclo de Vapor y de Agua de Alimentación

Fig.22

CAPITULO XII

REACTORES RAPIDOS DE CRIA

12.0 REACTORES RAPIDOS DE CRIA.

La necesidad de crear grandes cantidades adicionales de potencia eléctrica al mismo tiempo que se proteja el ambiente, es uno de los mayores problemas sociales y tecnológicos que nuestra sociedad deberá resolver en las décadas siguientes inmediatas. En los E.U. La Comisión Federal de Energía ha estimado que durante los próximos 30 años la Industria Energética Americana tendrá que suministrar 1600 millones de kw de capacidad de generación eléctrica adicionales a los 300 millones de kw actuales. Para el ambiente, la magnitud de la preocupación pública referente al mejoramiento de la calidad del aire, agua y el paisaje apenas necesita elaboración, excepto para un punto que es a menudo pasado por alto; esto requerirá grandes cantidades de energía eléctrica para mover los equipos de las plantas de purificación que serán necesarias para la limpieza del aire, el agua y para reciclar desperdicios.

Un problema relacionado de igual magnitud es la utilización racional de las reservas finitas de las naciones de carbón, petróleo y gas. A largo plazo, ellas serán mucho más preciosas como fuentes de moléculas orgánicas, que como fuentes de calor. Además, cualquier reducción en el consumo de combustibles orgánicos trae aparejada una reducción proporcional de la polución del aire procedente de los subproductos de la combustión.

Los reactores nucleares del tipo de cría, son la gran promesa para la solución de estos problemas, produciendo más combustible nuclear del que consumen, ellos utilizarían fácilmente grandes cantidades de U y Th de minerales de baja ley dispersados en las rocas de la Tierra, como una fuente de energía de bajo costo durante miles de años. En adición estos reactores podrían operar sin emitir productos de combustión nocivos. Es a la luz de estas consideraciones que la Comisión Atómica de Energía de E.U. la industria nuclear y las empresas de la electricidad, hacen esfuerzos a gran escala para desarrollar la tecnología por medio de la cual será posible tener un reactor de cría generando electricidad a escala comercial en 1984.

La cría nuclear es llevada a cabo con los neutrones liberados por la fisión nuclear. La fisión de cada átomo de combustible nuclear, tal como el U-235, libera un promedio de más de dos neutrones rápidos. Uno de los neutrones debe provocar otra fisión para mantener la reacción en cadena, algunos de los neutrones se pierden improductivamente, y los restantes quedan disponibles para crear nuevos átomos físi les, que son transformados de isótopos fértiles de elementos pesados a físi les precisamente. Los materiales "cru dos" fértiles para las reacciones de cría son el Th-232, el cual se transmuta a U-233, y el U-238, el cual se transmuta a Pu-239.

Nosotros hemos mencionado que el proceso de cría ocurre cuando es producido más material físi l que el consumido. Una medida cuantitativa de esta condición es el "tiempo doble", el tiempo requerido para producir una cantidad neta adicional de material físi l de la originalmente presente en el reactor. Al final del tiempo doble, el reactor ha producido suficiente material físi l para reacondicionarse de combustible y acondicionar otro reactor idéntico. Un reactor de cría eficiente alcanzará un tiempo doble en un rango de 7 a 10 años.

Hay dos diferentes sistemas de cría involucrados, dependiendo de si la cantidad de sustancia de trabajo haya sido transmutada de una manera o de otra. Los reactores térmicos de cría, emplean neutrones lentos, operando óptimamente con el ciclo Th-232-U-233 (usualmente llamado ciclo del torio). Los reactores rápidos de cría, emplean neutrones más energéticos, operando óptimamente con el ciclo U-238-Pu-239 (ciclo del U). La absorción improductiva de neutrones en los reactores rápidos es menor que en los reactores térmicos de cría, resultando un decremento en el tiempo doble en aquellos. El concepto de reactor de cría es casi tan viejo como la idea de la reacción nuclear en cadena. En las etapas tempranas, algo después de la II Guerra Mundial fueron visualizados muchos tipos de reactores de cría. En algunos casos térmicos, en otros rápidos. Otra importante diferenciación, involucra el tipo de refrigerante empleado para la disponibilidad del calor de fisión y el uso de éste en el sistema de generación de potencia. Entre los re

frigerantes usados podemos encontrar al agua, gases inertes tales como el Helio, o metales líquidos como el Sodio; los gases y el agua comunmente usados en los reactores térmicos y el Sodio en los rápidos.

En los E.U. y en algunos otros países donde las decisiones fueron tomadas tempranamente se propuso como la idea óptima el uso de metales líquidos como refrigerantes. Este concepto es conocido en el ámbito de la energía nuclear como LMFBR (liquid-metal-cooled-fast breeder reactor, reactores rápidos de cría refrigerante por metales líquidos). Como gran parte de los reactores de cría desarrollados hasta ahora proceden de la base de este concepto trataremos en esta parte este tipo de reactores. No obstante una alternativa sería -- que se plantean las compañías del ramo, es el desarrollo de la tecnología de reactores rápidos enfriados por gas, usando Helio presurizado como refrigerante. Concretamente en E.U. han sido desarrollados dos reactores de cría térmicos el reactor de cría de agua ligera en Bettis Atomic Power Laboratory y el reactor sal-fundida de Oak Ridge National Laboratory.

En el diseño de un reactor rápido de cría refrigerado por un metal líquido son notables algunas características. El núcleo de un reactor rápido debe ser pequeño relativamente. Por razones económicas el reactor debe ser operado a una densidad de potencia mucho más alta de lo que lo son los reactores ordinarios de fisión. El volumen activo del núcleo es por lo tanto tan solo unos pocos -- de metros cúbicos y es aproximadamente proporcional a la potencia disponible. La densidad de potencia es de alrededor de 4 Mw por -- libro.

Con el fin de evacuar el calor disponible manteniendo una temperatura razonable en el combustible el sodio debe fluir a través del núcleo a razón de decenas de miles de metros cúbicos por hora. Con el fin de proporcionar canales para el flujo del sodio el combustible es dividido en miles de delgadas barras verticales, las cuales son usualmente denominadas alfileres. Cada alfiler está -- sellado con acero inoxidable o alguna otra aleación de alta tempe-

ratura. El combustible esta perfectamente en forma de óxido o carburo, puesto que en el estado cerámico es estable durante largas exposiciones al calor y la radiación, además tiene un alto punto de fusión y es relativamente inerte en el metal líquido. El componente ffsil del combustible puede ser un enriquecimiento en U-235, Pu-239 o una mezcla de los dos. Típicamente el combustible está diluido en U-238 de modo que parte de la cría se lleva a cabo dentro del núcleo. El U-238 también presta una función de seguridad en el núcleo, la cual será explicada en detalle más adelante. Para máxima economía y funcionamiento el combustible deberá aceptar radiación neutrónica en cantidades mucho mayores a la presentes comunmente en los reactores a escala comercial. Además, el consumo de combustible en la etapa de reprocesamiento es cerca de dos veces menor que en los reactores térmicos. El desarrollo de un combustible que conjunte estos estrictos criterios requiere la prueba de numerosas combinaciones de combustibles en los reactores e información para una mejor instrumentación del desarrollo de los programas de reactores de cría.

Una segunda característica de mayor importancia de los reactores rápidos de cría es la "capa fértil" (blanket) que rodea el núcleo. Gran parte de la cría se lleva a cabo aquí, y así la capa fértil consiste en U-238 en tubos de acero inoxidable (este puede ser uranio agotado en el isótopo 235 como resultado del enriquecimiento de otra fracción de uranio, que se tiene disponible en grandes cantidades). Como hay una cierta cantidad de fisiones en la capa fértil, este debe ser enfriado por un flujo de sodio. La capa fértil también tiene una importante función nuclear. No todos los neutrones que entran en la capa fértil son capturados; una porción bastante grande es reflejada hacia dentro del núcleo del reactor, realizando así la economía de neutrones.

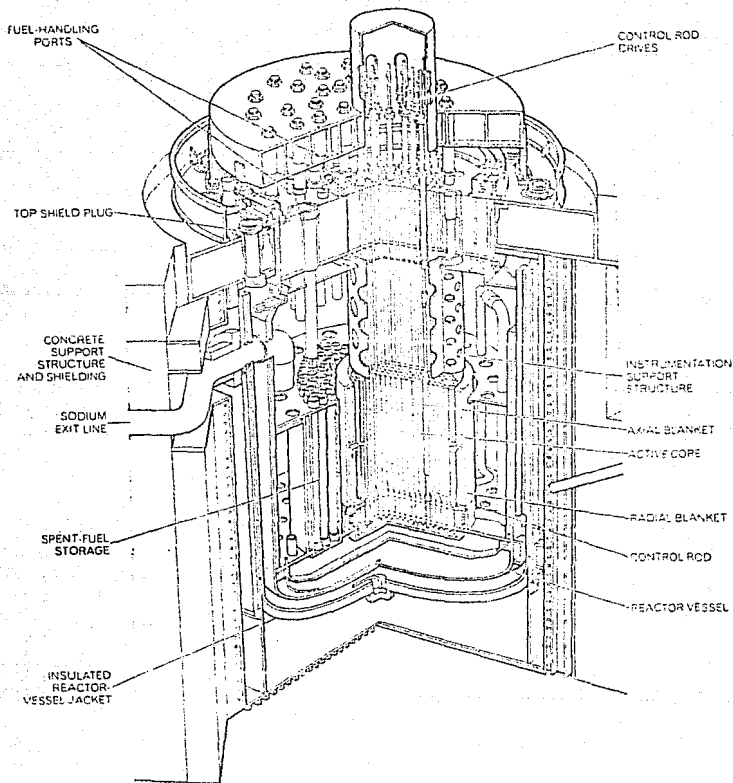
El sodio como refrigerante posee excelentes características para la transferencia de calor. Además, puede ser usado a presiones bastante bajas aún cuando este emerja del reactor a temperaturas (cerca de 500 °C) a las que el agua necesitaría grandes presiones.

Verdaderamente, la presión del sodio proviene solamente de la fuerza requerida para mantener la alta razón de flujo a través de la masa de tubos en el núcleo y en la capa fértil. Comparado con refrigerantes tales como el agua y el gas, el sodio requiere baja potencia de bombeo. Además es particularmente no corrosivo.

El sodio, sin embargo, tiene ciertas desventajas que influyen marcadamente en el diseño del reactor. Como el sodio es opaco, deben ser tomadas provisiones para el mantenimiento y cambio de combustible ya que no se cuenta con el beneficio de la observación visual. El sodio es por supuesto altamente reactivo químicamente, y se vuelve intensamente radiactivo cuando es expuesto a los neutrones, aún cuando su "sección eficaz", o capacidad de absorción de neutrones, es relativamente baja. De tal manera el sodio debe ser privado de ponerse en contacto con aire o agua, y deben ser usados blindajes de radiación para proteger a los trabajadores cuando el sodio ha sido pasado a través del núcleo y la capa fértil de un reactor en operación.

Intermezcladas a través del núcleo han numerosas barras con funciones de seguridad y control. Ellas mantienen la potencia disponible a el nivel deseado y proporcionan la manera para el arranque y paro del reactor. Las barras están llenas con material absorbedor de neutrones tal como el carburo de boro o boro metálico.

Todos los materiales tienen probabilidades marcadamente bajas de absorción de neutrones del rango rápido comparadas con las de neutrones del rango térmico. Las bajas secciones eficaces reducen la efectividad de las barras de control en los reactores rápidos comparativamente con las de los reactores térmicos. Por otro lado, en el núcleo de los reactores térmicos está presente una gran cantidad de exceso de combustible para compensar el combustible que será consumido por fisión y contrarrestar el efecto de envenenamiento de los productos de fisión. Con combustible extra debe haber controles extras. Los reactores rápidos de cría requieren pocas barras de control debido a su gran efectividad para convertir U-238 en Pu-239 fisible compensando el agotamiento de la carga inicial y porque



LIQUID-METAL REACTOR of the fast-breeder type is depicted on the basis of a design for a demonstration plant that would produce some 500 megawatts of electricity. A full-scale commercial plant, scheduled for operation by 1985, would be of 1,000-mega-

watt capacity. This design is of the loop type, meaning that the reactor proper, which is contained in a large tank of liquid sodium, is separated from the primary heat exchanger, and the associated pumps by loops of piping through which sodium coolant flows.

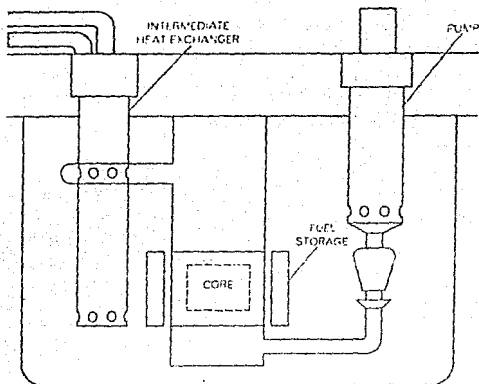
los neutrones rápidos no son absorbidos por los productos de fisión como lo son los neutrones térmicos.

Durante una reacción de fisión no todos los neutrones son liberados en el preciso instante en el que el núcleo se desintegra. Una pequeña proporción de población neutrónica es creada por el decaimiento de los productos de fisión. De esta manera distinguimos a los neutrones retardados de los neutrones pronto emitidos directamente por el núcleo fisionante. Esto es los neutrones retardados que mantienen la reacción en cadena penetrando en la propagación esencialmente instantánea de una generación a la siguiente.

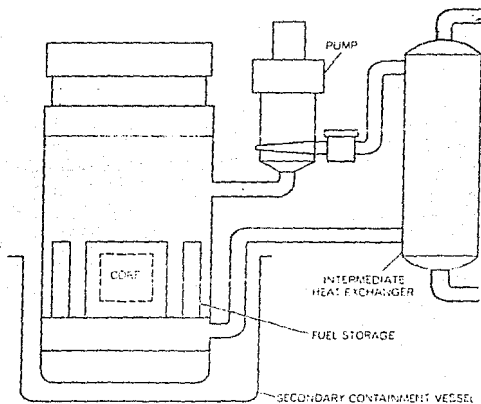
La fracción de neutrones retardados depende apreciablemente de que el núcleo es fisionado. La mayoría de los reactores térmicos utilizan U-235 como combustible, mientras que los reactores rápidos de crfa utilizan Pu-239. La fracción de neutrones retardados producida por la fisión de U-235 es de cerca de 0.0065 y para el Pu-239 de cerca de 0.003. La pequeña fracción de neutrones retardados presenta en los reactores rápidos no tienen una gran repercusión en la operación normal. Esto incrementa la sensibilidad del reactor al ajuste de las barras de control y de otros parámetros que afectan la reactividad, tales como la variación de temperatura en el núcleo.

Se consideran dos diferentes diseños de contenedores para el núcleo y la capa fértil y el sistema primario de transferencia de calor que son; el tipo olla y el tipo circuito cerrado (pot system, y loop system, ver fig.). En el tipo olla un gran tanque lleno de sodio encierra (1) la vasija del reactor, (2) las bombas que toman el sodio de la piscina y lo mueven a través del núcleo y la capa fértil y (3) el intercambiador de calor intermedio que transfiere el calor de el sodio radiactivo a otro flujo de sodio. En el tipo circuito cerrado solamente la vasija del reactor está llena de sodio; el metal líquido es circulado por medio de bombas al intercambiador de calor montado fuera del contenedor del reactor. El tipo olla tiene la ventaja de una mucho más grande capacidad de almacenamiento de calor en el evento de falla de bombas, pero también requiere una gran cantidad de sodio.

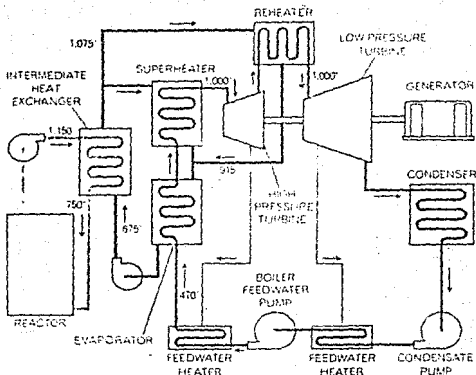
Ambos tipos de reactores emplean un arreglo complicado para la transferencia de calor para aislar el sodio que fluye a través del núcleo del equipo de generación de vapor. Este es el papel del intercambiador de calor intermedio. Este transfiere el calor del sodio radiactivo a sodio no radiactivo, el cual fluye a través del generador de vapor.



POT SYSTEM is one of two designs for containing the core-and-blanket assembly of the reactor and the primary heat-transfer system. The pot is a tank that is filled with sodium and also contains the reactor, pumps that take sodium from the pool and move it through the reactor, and intermediate heat exchanger where heat is transferred to nonradioactive sodium.



LOOP SYSTEM has most of its heat-exchange apparatus outside the reactor. Only the reactor vessel is filled with sodium, which is circulated by pumps through heat-exchange loops mounted outside the reactor vessel. In the present state of breeder-reactor technology both of the designs in the schematic illustrations on this page are being pursued.



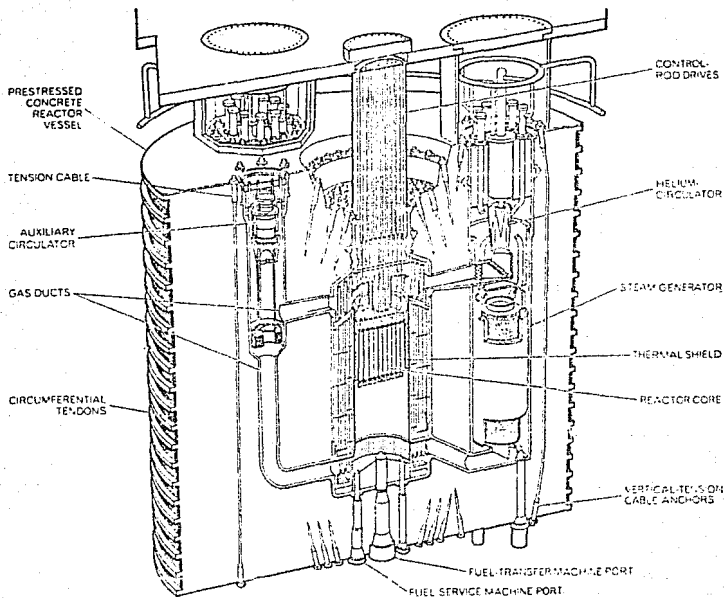
FLOW PLAN for a liquid-metal fast breeder reactor entails pumping the sodium coolant (color) through the reactor, where it becomes radioactive, and then to an intermediate heat exchanger, where heat is transferred to a separate stream of sodium (dark grey) that is not radioactive. The heat of that stream is put into a water and steam cycle (light grey) that is employed to generate electricity. The numerals give temperatures in degrees Fahrenheit.

Subsidiariamente son requeridas corrientes de sodio para sobrecalentar el vapor y para recalentarlo de tiempo en su paso por la turbina.

Ambos diseños requieren sellos herméticos de la parte de la estructura que está en contacto directo con el núcleo y la capa fértil radiactivos. En la operación de rutina no debería ser liberada radiación al ambiente. Por la inherentemente baja presión del refrigerante sodio, la vasija del reactor y su tubería asociada necesitan ser diseñadas para resistir solo esfuerzos moderados de operación, - en marcada distinción con la vasija presurizada y otros componentes primarios de un reactor de agua a presión, un BWR o un GCR.

En el presente el diseño de olla parece ser el que tiene mayor interés. Este es inherentemente menos complicado que el diseño de circuitos cerrado. Sin embargo este presenta ciertos problemas, los más notables son el acceso al reactor para mantenimiento.

Los reactores rápidos de cría refrigerados por gas están reci--



GAS-COOLED REACTOR is depicted in the form it might take for a demonstration breeder plant with a capacity of 300 megawatts of electric power. The chief difference between such a reactor and a

liquid metal one is that the coolant here is helium at high pressure instead of liquid sodium at low pressure. Because of the pressure the reactor is contained within a prestressed-concrete vessel.

biendo atención (comparativamente más modesta) como un paralelo y complementario concepto de los LMFBR. Los reactores refrigerados por gas se hayan totalmente en operación comercial, y los reactores rápidos refrigerados por gas podrían representar un corto paso en términos de esta tecnología de refrigerante. El diseño y la prueba del combustible para un reactor rápido enfriado por gas tiene mucho en común con el trabajo sobre el combustible para un LMFBR.

La diferencia esencial entre los dos reactores rápidos es que uno utiliza helio a una presión de 70 a 100 atmósferas en vez de sodio para transportar el calor que se produce en el núcleo hasta los generadores de vapor. Como el gas no se vuelve radiactivo y no puede reaccionar químicamente con el agua en el generador de vapor, no hay necesidad de un intercambiador de calor intermedio. El resultado es una simplificación del sistema que es una ayuda en la necesidad de un diseño para alta presión del sistema de gas.

El uso de helio como refrigerante tiene otras ventajas especiales para un reactor rápido de cría. El helio no interactúa con los neutrones rápidos en el núcleo del reactor, resultando consecuencias simplificaciones en el control del reactor y el realce de la cría de nuevo combustible fisible del material fértil. En adición el helio es transparente y químicamente inerte, proporcionando visibilidad durante las operaciones de cambio de combustible y mantenimiento, un simple diseño ingenieril y liberación de los problemas de corrosión.

En un reactor rápido refrigerado por gas el núcleo, los canales de circulación del helio y los generadores de vapor están todos contenidos en una vasija presurizada de concreto. Esta mayoría de componentes y sus arreglos son la mayoría de las veces similares a los de un reactor térmico refrigerado por gas.

CAPITULO XIII

ELEMENTOS TEORICOS DE LA FUSION
TERMONUCLEAR

13.1 INTRODUCCION.

En esta segunda parte trataremos de una manera elemental la promesa más grande de la energía nuclear, la Fusión Termonuclear Controlada; el tratamiento que haremos de ello no es tan profundo como en el caso de la fisión, sin embargo no es tampoco muy elemental y dará las bases necesarias para un conocimiento científico satisfactorio; por otro lado, dejaremos para la tercera parte de este trabajo los comentarios respecto a su importancia en el campo de los energéticos y sus desarrollos proyectados y esperados.

Como ya hemos apuntado en las reacciones de fisión, un núcleo pesado se fracciona en dos más ligeros, a la vez que se liberan dos o tres neutrones de alta energía cinética. En las reacciones de fusión, dos núcleos ligeros reaccionan para formar uno más pesado y otro ligero con alta energía cinética. Esta energía cinética, puede, en ambos casos (fisión y fusión), ser recuperada para generar electricidad.

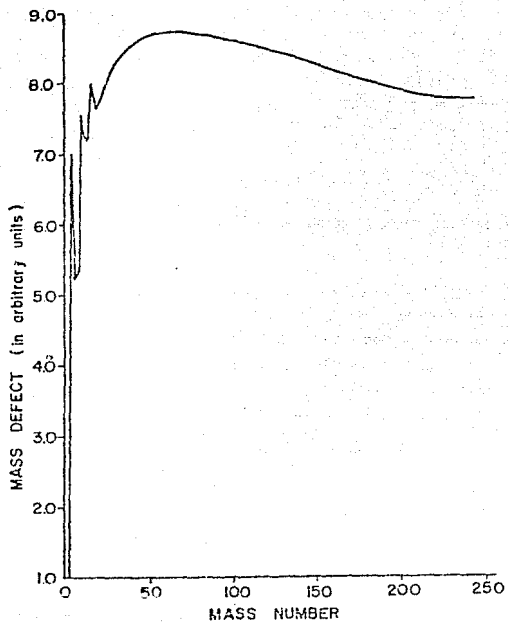
La fisión nuclear es la base de todas las plantas actuales generadoras de potencia a neutrones lentos o rápidos. Nosotros discutiremos, por otro lado, algunos de los principios del diseño de reactores nucleares de fusión. Aunque hay aún muchos problemas técnicos que deben ser superados para poder realizar el diseño y la construcción de un reactor de este tipo, el interés en producir energía eléctrica por medio de la fusión termonuclear controlada tiene un constante aumento. Este interés, se refleja en las numerosas publicaciones al respecto.

13.2 FISION, FUSION, DEFECTO DE MASA, Y ENERGÍA LIBERADA.

Principiaremos nuestras consideraciones con el tratamiento de las energías liberadas en los procesos de fisión y fusión recordando que los átomos están constituidos básicamente por protones y neutrones y que la masa de un protón libre es de 1.007825 uma y la de un

neutrón es de 1.008665 uma. Si nosotros formáramos un núcleo a partir de protones y neutrones libres y determináramos su masa después de la formación, nos encontraríamos con que su masa es ligeramente menor a la suma de las masas de sus constituyentes (protones y neutrones libres). Por ejemplo un núcleo de He-4 consta de dos neutrones y dos protones y tiene una masa de 4.00260 uma, siendo que la masa de los neutrones y protones libres sumada da un total de 4.03298 uma. A esta diferencia de masas se le conoce con el nombre de "defecto de masa". La siguiente gráfica nos muestra el defecto de masa por nucleón contra el número de masa. El defecto de masa por nucleón es simplemente el defecto de masa del núcleo particular del que se trate dividido por el número de masa del mismo. Nótese (como ya fue señalado para el caso de la fisión) que el máximo defecto de masa ocurre para números de masa iguales a 60. Así, nosotros podemos incrementar el defecto de masa por nucleón fusionando elementos ligeros o bien fusionando núcleos pesados.

Esto explica de la siguiente manera, nosotros sabemos por la ley de equivalencia de masa y energía que si la masa desaparece, ésta debe aparecer como energía. De esta manera, en ambos procesos el promedio de masa por nucleón se decrementa (esto es, se incrementa el defecto de masa), y se libera energía almacenada anteriormente en el núcleo. La energía liberada aparece principalmente en forma de energía cinética de los productos de la reacción.



Mass Defect versus Mass Number.

13.3 LA BARRERA DE CULOMB.

Un problema fundamental en la fusión de dos núcleos es que se repelen mutuamente debido a que ambos poseen cargas positivas. Sin embargo sabemos que en el núcleo se hayan cargas positivas íntimamente ligadas; esto se debe a la acción de las "fuerzas nucleares de corto alcance" que vencen la repulsión de Coulomb. Las fuerzas atractivas nucleares comienzan a dominar cuando los núcleos se "tocan". El término "tocan" es una expresión figurativa solamente ya que los núcleos son partículas cuánticas que no tienen una frontera claramente definida. No obstante, el radio del núcleo R , es -- aproximadamente dado por la expresión

$$R = 1.5 \times 10^{-15} A^{1/3} \text{ (metros)}$$

donde A es el número de masa del núcleo. Así, cuando un núcleo -- con número atómico Z_1 y radio R_1 se toca justamente con un núcleo con número atómico Z_2 y radio R_2 , la energía potencial de repulsión de Coulomb es

$$U_{\max} = \frac{(Z_1 e) (Z_2 e)}{4\pi \epsilon_0 (R_1 + R_2)}$$

Para los isótopos del hidrógeno $Z_1 = Z_2$ y $R = 2 \times 10^{-15}$ m. Por tanto

$$U_{\max} = 360 \text{ KeV.}$$

Nótese que elementos con números atómicos pequeños tienen energías de repulsión pequeñas. Es claro también, de la fig. anterior, que núcleos con poca masa liberan más energía por nucleón en una reacción de fusión que los núcleos con mayor masa. Así, ambos factores favorecen a los núcleos ligeros en relación con la fusión.

13.4 REACCIONES DE FUSION POSIBLES DE INTERES.

Algunas de las reacciones de interés en la fusión termonuclear controlada son:

- 1.- $D + D \rightarrow He-3 + n + 3.27 \text{ MeV}$
- 2.- $D + D \rightarrow T + H + 4.05 \text{ MeV}$
- 3.- $D + T \rightarrow He-4 + n + 17.58 \text{ MeV}$
- 4.- $D + He-3 \rightarrow He-4 + H + 18.34 \text{ MeV}$
- 5.- $H + Li-6 \rightarrow He-4 + He-3 + 4 \text{ MeV}$
- 6.- $H + B-11 \rightarrow 3He-4 + 8.7 \text{ MeV}$

<u>T(KeV)</u>	<u>T(millones de °K)</u>
1.- 35	400
2.- 35	400
3.- 4	45
4.- 300	3500
5.- Reacción de Cria	
6.- 160	1800

donde D (deuterio) es el isótopo del hidrógeno con número de masa - 2 (un protón y un neutrón en el núcleo) y t (tritio) es el isótopo del hidrógeno con número de masa atómico de 3. Un galón de agua de mar contiene deuterio capaz de liberar la energía equivalente de aproximadamente 300 galoes de gasolina. Como el costo de la separación del deuterio es muy bajo, el costo del combustible de un reactor D-D podría ser insignificante. El deuterio se encuentra en la naturaleza a razón de 1/6500 en relación a la abundancia de hidrógeno. El tritio, por otro lado, es radiactivo, con una vida media de 12.4 años por lo que se encuentra en cantidades insignificantes en la naturaleza, por lo que cualquier combustible de tritio debe ser fabricado por el hombre.

13.5 FUSION EN HACES COLICIONANTES DE PARTICULAS.

Por definición, un electron-volt (eV) es la cantidad de energía de una partícula con carga eléctrica, igual a la que un electrón ganaría estando sometido a una diferencia de potencial de un volt. Así, un núcleo podría ser acelerado a una energía que excediera a la requerida para vencer la barrera de Coulomb (~ 360 keV) por un acelerador de partículas común - Los aceleradores Van de Graaff pueden acelerar las partículas a más de 3 MeV, por ejemplo. Así, podemos obtener la fusión bombardeando partículas aceleradas a varios MeV. Desafortunadamente, la probabilidad de que las partículas se dispersen fuera del haz es varios miles de veces mayor a la probabilidad de que dos núcleos se fusionen. Como las partículas dispersadas fuera del haz representan una pérdida de energía, es imposible recobrar más energía de la fusión de la que se necesita para acelerar las partículas a energías tales que vensan la barrera de Coulomb.

13.6 FUSION DE PARTICULAS CON MOVIMIENTO TERMICO FORTUITO.

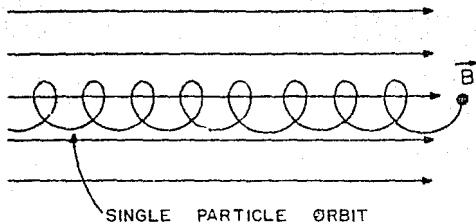
La técnica propuesta más comunmente para vencer las dificultades de la gran probabilidad de dispersión Coulombiana es la de confinar una colección de partículas y calentarlas a altas temperaturas. De esta manera, una partícula sufre un rápido movimiento térmico aleatorio, un grupo de estas partículas térmicas tiene muchas más probabilidades de colisionar y fusionarse que las partículas con un movimiento lineal de la misma energía en un haz. Esta técnica es llamada fusión termonuclear.

Dado un grupo de partículas con temperatura T , la energía térmica promedio por partícula es $3/2 kT$ donde T es la temperatura en $^{\circ}K$ y k es la constante de Boltzmann. Nosotros esperaríamos ciertamente obtener un gran número de reacciones de fusión si la energía promedio de las partículas fuera de 360 keV o más. Esto correspon-

de a una temperatura de cerca de 4×10^9 °k. Actualmente son adecuadas temperaturas algo más bajas porque, aún a temperaturas reducidas, muchas partículas en el grupo tienen energías suficientes para vencer la barrera de Coulomb. Debido al hecho de que la energía liberada por cada reacción de fusión es relativamente grande, solo una pequeña fracción de partículas necesita fusionar para liberar una cantidad substancial de energía. Es claro, sin embargo, que los materiales de las paredes del contenedor no podría soportar aún la temperatura reducida, ya que la mayoría de los materiales se funden a temperaturas mayores de los 3500 °K. Actualmente el hecho de mayor importancia es que los materiales de las paredes enfrían rápidamente los núcleos a temperaturas por debajo de la necesaria para la fusión. Por lo tanto deben usarse métodos diferentes al confinamiento material para confinar las partículas. En la siguiente sección discutiremos el método de confinamiento magnético. El confinamiento inercial, es de primera importancia en los esquemas de fusión laser, y será tratado más adelante.

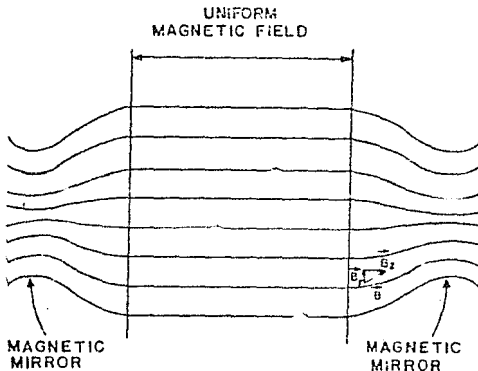
13.7 CONFINAMIENTO MAGNETICO DE UNA SOLA PARTICULA CARGADA

Una sola partícula cargada moviéndose en un campo magnético constante y uniforme, describe una órbita helicoidal alrededor de las líneas del campo magnético, como se ve en la siguiente fig. Consecuentemente, la partícula cargada no puede moverse transversalmente al campo magnético y es así confinada en la dirección perpendicular al campo. La partícula es libre de moverse a lo largo



Single Particle Orbit in a Uniform Magnetic Field.

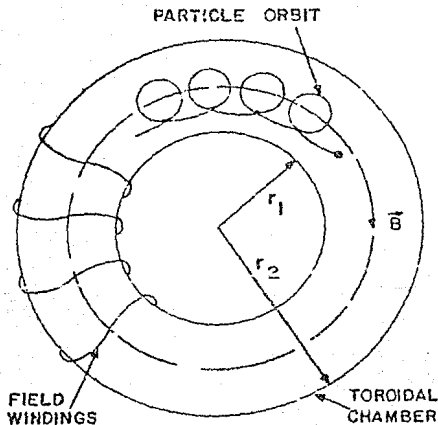
del campo, sin embargo, de tal modo que no está confinada en esta dirección. El confinamiento de una partícula a lo largo de un campo magnético puede ser llevado a cabo de dos modos. Primero, al final de la región de campo magnético constante y uniforme, la intensidad de campo puede ser incrementada de manera que las líneas de campo se cierran entre sí, como se ven en la siguiente fig., formando lo que se llama una botella magnética. De la fuerza de Lorentz $F = qv \times B$ (q = carga de la partícula, v = velocidad de la partícula) sobre la partícula, es fácil ver que una partícula moviéndose dentro de una región de campo magnético incrementado expe



Magnetic Mirror Field Configuration.

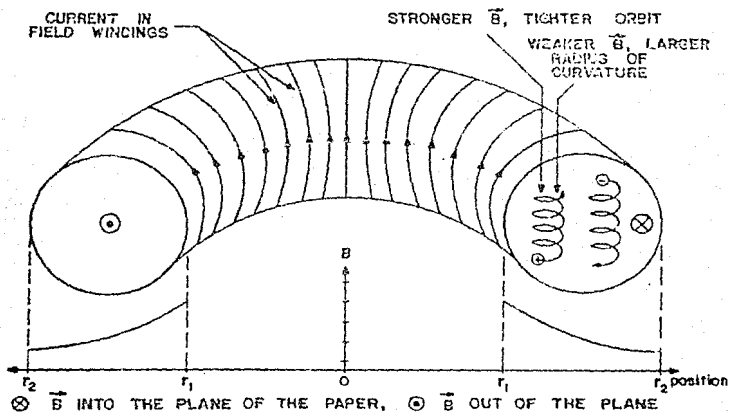
rimenta una fuerza de desaceleración directamente a lo largo del eje de su velocidad orbital y de la componente radial del campo magnético, B_r . Así, si la partícula no posee una excesiva energía cinética dirigida a lo largo del campo magnético, podrá ser reflejada de la región de campo magnético intenso hacia la región de campo magnético uniforme. Por esta razón, las regiones de campo magnético intenso son llamadas "reflectores magnéticos". Sin embargo los reflectores no son perfectamente reflectantes (ya que una partícula puede penetrarlos si posee energía cinética suficiente dirigida a lo largo de las líneas de campo), ellos pueden substancialmente proporcionar el confinamiento a lo largo del campo magnético.

La segunda manera de llevar a cabo el confinamiento de una sola partícula cargada a lo largo de un campo magnético es hacer que las líneas de campo formen círculos, como se muestra en la siguiente fig. En esta configuración no hay fronteras a lo largo de las



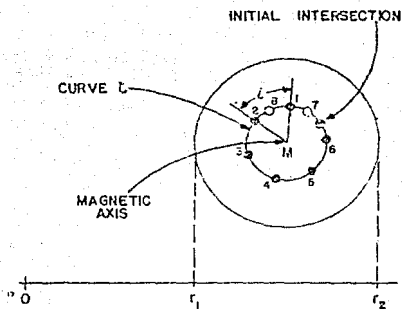
Simple Toroidal Magnetic Field Configuration.

líneas de campo. y por lo tanto no se requieren reflectores. El confinamiento en esta configuración toroidal no es perfecto, sin embargo, el hacer que las líneas magnéticas formen círculos provoca que el campo sea mayor cerca de r_1 que de r_2 (dentro y fuera, respectivamente ver sección 13.10. Este gradiente en el campo magnético provoca un movimiento vertical a la partícula (perpendicular a B) transversalmente a las líneas de campo magnético, y eventualmente una pérdida, como se ve en la siguiente fig.



Drift of Particles across a Simple Toroidal Confining Magnetic Field.

Este movimiento transversal puede hacerse cero en promedio para la mayoría de las partículas por medio de un campo magnético de líneas espirales alrededor del toroide formado hélices torcidas. En la siguiente fig. se muestra un corte a $x=1$ del toroide, que permite ver los puntos de intersección de una de las líneas heli-



ζ ROTATIONAL TRANSFORM

\odot INTERSECTION OF A GIVEN
 HELICAL FIELD LINE WITH
 THE PLANE OF A RIGHT
 SECTION OF THE TORUS.
 OPEN CIRCLES SIGNIFY
 INTERSECTIONS AFTER THE
 FIELD LINES HAVE MADE A
 2π ROTATION.

Rotational Transform Introduced by Spiraling Magnetic Field Lines.

coïdales del campo magnético con el plano de la figura después de una, dos, . . . , ocho recorridos alrededor del toroide. El desplazamiento angular i (iota) de la línea después de cada recorrido alrededor del toroide es constante y es llamado transformada rotacional. A menos que $i = 2\pi/n$, siendo n un número rotacional, los puntos de intersección forman una curva cerrada. Como una partícula tiende a seguir las líneas magnéticas de fuerza, esta tiende a moverse a lo largo de la curva C (en la misma Fig) como esta viaja alrededor del toroide; se mueve alternativamente hacia la parte superior e inferior del toroide. Consecuentemente, el movimiento transversal de la partícula la fuerza alternativamente, hacia y lejos del eje magnético M cerca del centro de la región de campo magnético. Si la partícula se mueve alrededor del toroide bastante rápidamente y la transformada rotacional i es bastante grande, entonces los movimientos hacia y lejos del eje magnético se cancelan, en promedio, y la partícula es confinada por el campo toroidal. Sin embargo, una sola partícula que se mueva muy despacio a lo largo de las líneas de campo magnético se perderá.

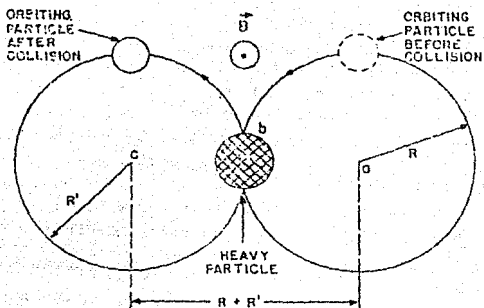
Es interesante notar que partículas con demasiada energía cinética a lo largo de las líneas de campo se pierden por el campo magnético reflector y partículas con muy poca energía cinética a lo largo de las líneas de campo se pierden por el campo toroidal. De esta manera, ambas configuraciones, reflector magnético y campo magnético toroidal pueden confinar partículas efectivamente, el confinamiento no es perfecto en este caso.

13.8 CONFINAMIENTO MAGNETICO DE UN PLASMA.

Hasta aquí, nosotros hemos considerado confinada una sola partícula en un campo magnético. Cuando nosotros pensamos en el confinamiento de un grupo de partículas, el caso de interés para la fusión nuclear, aparecen complicaciones adicionales las cuales re-

ducen el confinamiento en comparación con el de una sola partícula. Por decir algo, si nosotros intentamos poner algunos núcleos positivos dentro de una botella magnética, la repulsión coulombiana trabaja, empujando las partículas hacia afuera. Este repulsión puede ser reducida adicionando electrones para neutralizar las cargas positivas de los neutrones. El efecto es minimizado cuando han sido adicionados bastantes electrones como para hacer neutral la colección de partículas cargadas. Esta circunstancia es afortunada ya que nosotros podemos crear la mezcla apropiada de núcleos (iones) y electrones simplemente ionizando las partículas en un gas neutro. Tal colección de iones y electrones forman un plasma.

Una segunda complicación resulta de las colisiones entre las partículas en el plasma. Las condiciones facilitan que las partículas se mueven transversalmente a las líneas de campo magnético hacia el fil de la región de campo y se pierdan. De esta manera las colisiones permiten la difusión de las partículas cargadas -- transversalmente a las líneas de campo magnético. Considerando, por ejemplo, una partícula orbitando cerca de un punto a con un radio orbital R , la cual colisiona con una partícula pesada en el punto b como se muestra en la siguiente fig.. La partícula rebota desde el punto de la colisión y viene a orbitar cerca del punto c con algún nuevo radio orbital R' . Así, a causa de la colisión, la partícula se ha movido una distancia $R + R'$ transversalmente al campo magnético. Cálculos simples muestran que el número de partículas por unidad de área por seg. pérdidas transversalmente al confinamiento de las líneas de campo magnético debidas a las colisiones podría ser proporcional a $1/R^2$. Así, conforme el campo magnético de confinamiento es incrementado, las pérdidas de partículas causadas por las colisiones decrecerían bastante rápidamente. Este resultado es, en parte, debido al hecho de que como B es incrementado, las órbitas de las partículas son más pequeñas, de manera que la distancia que una partícula se mueve transversalmente al campo magnético como resultado de una colisión es correspondientemente reducida (ver fig.)



Effect of a Particle Collision.

Una más seria complicación que aparece cuando nosotros intentamos confinar un grupo de partículas en un campo magnético son -- las partículas debidas a las oscilaciones del plasma de partículas, inestabilidades de plasma, como son llamadas. La energía necesaria para inducir algunas inestabilidades proviene de las fuerzas aplicadas al plasma para ser confinado. El estado energético más bajo -- para un plasma de una temperatura dada ocurre cuando el plasma está uniformemente distribuido a través del espacio. Claro que, un plasma de dimensiones finitas, confinado por medio de fuerzas externas, no se encuentra en este estado energético mínimo, de modo que tiene alguna energía interna adicional. Generalmente, el plasma trata de alcanzar el estado mínimo de energía usando la energía interna extra para inducir las inestabilidades que permitirán al plasma moverse transversalmente al campo magnético (como discutiremos más adelante) y dispersarse más uniformemente. En cierto sentido, un plasma confinado "quiere" dispersarse (para obtener una distribución más uniforme) en gran parte de manera análoga a como un gas confi-

nado en una botella "quiere" reventar la botella y dispersarse. Las inestabilidades proporcionan al plasma un mecanismo "producir hoyos" ("punch holes") en la botella magnética y escapar.

Del mismo modo que en todas las oscilaciones, son requeridos dos elementos para las inestabilidades del plasma. Primero, alguna clase de fuerza restauradora debe estar disponible. En los osciladores mecánicos, la fuerza de restauramiento es proporcionada por un resorte. En un plasma, la fuerza de restauramiento puede ser proporcionada ya sea por el campo magnético de confinamiento o por las fuerzas coulombianas entre las partículas cargadas. Segundo, alguna clase de inercia debe estar presente. En un oscilador mecánico, la inercia es proporcionada por la masa en la punta del resorte. En un plasma, esta involucrada la inercia de los iones y los electrones.

Aunque hay gran cantidad de diferentes inestabilidades en un plasma, la mayor parte de ellas pueden ser clasificadas ya sea como MHD (magnetohidrodinámicas) o como microinestabilidades. Hablando a groso modo, las inestabilidades MHD provocan que los iones y electrones se muevan juntos y el plasma se comporte como un fluido conductor. Estas inestabilidades, también conocidas como macroinestabilidades, resultan en un movimiento total del plasma y pueden ser la causa de que el plasma choque contra las paredes de la vasija de vacío en la cual el plasma ha sido creado. El contacto con la pared enfría el plasma y por lo tanto destruye sus características termonucleares (En un reactor de gran escala, el plasma podría también fundir la pared haciendo un hoyo). Las inestabilidades MHD pueden ser eliminadas diseñando el campo magnético de confinamiento de manera tal que éste tenga un mínimo en algún punto en el espacio (donde el plasma está localizado) y se incremente conforme uno se mueva alejándose de este punto en cualquier dirección. Tal campo magnético de confinamiento es conocido como una configuración B-mínimo. Como un plasma es generalmente diamagnético y los materiales diamagnéticos son atraídos hacia las regiones de bajo campo magnético el plasma está dentro de un buen potencial (magnético) y un estado estable de equilibrio. Un plasma situado en un campo de con

finamiento B-mínimo es por lo tanto estable en contraposición a un MHD.

Las microinestabilidades, como mencionamos, involucran un movimiento relativo entre los iones y electrones. Como los iones y electrones están separados, es generado un campo eléctrico local. Si la amplitud de estas inestabilidades se vuelve bastante grande, los efectos no lineales producen una cierta cantidad de turbulencia y con las separaciones bastante grande ión-electrón son generados campos eléctricos locales muy altos. Estas regiones localizadas de campos eléctricos muy altos dan a una partícula cargada un "punta-pié" muy parecido al que experimenta cuando coliciona con otra partícula cargada. De hecho, una partícula cargada, "ve" a otra partícula cargada, de manera muy semejante a una región localizada de alto campo eléctrico. De manera que, no es de sorprendernos que las regiones de alto campo eléctrico producidas por las microinestabilidades puedan lanzar a las partículas cargadas transversalmente al campo magnético de confinamiento y de este modo permitir la pérdida de la partícula. Este realce de la pérdida de partículas debido a las microinestabilidades es a menudo llamado difusión anómala o de Bohm. Empíricamente, ha sido calculado que el número de partículas por unidad de área por seg. pérdidas transversalmente a las líneas de campo magnético de confinamiento debidas a la difusión de Bohm son proporcionales a $1/B$. Recordando que las pérdidas clásicas de partículas debidas a las colisiones son proporcionales a $1/B^2$. Por lo tanto, la difusión de Bohm es mucho más difícil de reducir aumentando la fuerza de campo de confinamiento que la difusión de partículas debida a las colisiones. De hecho, debe decirse que la difusión de Bohm no puede ser reducida considerablemente incrementando B sin que el proceso de producción de potencia a partir de la fusión termonuclear se vuelve insoportable. La única alternativa es tratar de prevenir las microinestabilidades que causan la difusión de Bohm. Teorías grandemente desarrolladas durante la década de los 60's indican que muchas de estas inestabilidades pueden ser prevenidas introduciendo un "perfilado" (shear) dentro del campo magnético de confinamiento. Por perfilado, nosotros entendemos que el punto extremo de las líneas helicoidales de campo varía conforme -

nos movemos radialmente hacia afuera desde el centro de la columna de plasma. Así, la "dirección del campo magnético cambia conforme nos movemos lejos de un punto en el plasma. La mayoría de las - - inestabilidades tienen una orientación preferente con respecto a - las líneas de campo magnético. Cuando el campo magnético de confinamiento tiene un perfilado las líneas de campo no son paralelas de todo lo largo y no se extienden en una sola dirección. De este modo, las inestabilidades no pueden orientarse propiamente ellas mismas respecto a un campo magnético perfilado y son consecuentemente suprimidas. Así, las microinestabilidades de corta longitud de onda (y por lo tanto alta frecuencia) son las más difíciles de prevenir. Este es por tanto importante para encontrar configuraciones - plasma-magnéticas que minimicen la energía disponible para inducir tales inestabilidades de tal manera que si no son estabilizadas, - sus amplitudes sean limitadas a pequeños valores.

Nosotros apuntamos pasajeramente que algunas inestabilidades - en el plasma habfa sido también suprimidas usando la estabilización dinámica y la retroalimentación negativa. La estabilización dinámica ca está basada en el hecho de que un sistema en un estado de equilibrio inestable puede, bajo ciertas condiciones, ser hecho estable - aplicando una fuerza oscilatoria apropiada para "sacudir" el sistema. Por ejemplo, puede hacerse un péndulo invertido parándolo verticalmente sacudiendo verticalmente su pivote a una frecuencia adecuada. Con la retroalimentación negativa, por otro lado, son medidos algunos signos relacionados con la inestabilidad, amplificados e invertidos, y aplicados entonces como un signo correctivo (tal vez como un correctivo del campo magnético) al plasma.

13.9 PERDIDAS POR RADIACION DE UN PLASMA

Nosotros hemos visto como colisiones e inestabilidades pueden permitir la pérdida de partículas de un plasma. Esta pérdidas de partículas reducen la potencia termonuclear producida en el plasma debido al escape del plasma antes de la fusión. En contraste, las

pérdidas por radiación discutidas en esta sección reducen la potencia termonuclear liberada por enfriamiento del plasma de manera que pocas partículas tienen suficiente energía para vencer la barrera de Coulomb y fusionar. Es bien conocido de la teoría clásica de los campos electromagnéticos que una partícula cargada ordinariamente radia siempre que es acelerada. Generalmente, cuanto más es acelerada, más radia. En un plasma, los iones y electrones son acelerados cuando menos por dos mecanismos. Primero, las fuerzas ejercidas sobre una partícula cargada cuando ésta se encuentra con otra partícula cargada en el plasma producen una aceleración en ella. La radiación producida por estos mecanismos es llamada "bremsstrahlung", donde "brems" significa desaceleración el Alemán y "strahlung" significa radiación. Segundo, los iones y electrones sienten una fuerza radial que los hace orbitar alrededor de las líneas de campo magnético y esta fuerza da origen a una aceleración. La radiación producida por estos mecanismos es llamada radiación sincrotrónica.

Es fácil de ver que los electrones en un plasma de hidrógeno son los que más radian, siendo la contribución de los iones muy pequeña. La fuerza de Lorentz sobre los iones y electrones es $F = q(E + v \times B)$. La magnitud de la aceleración, por la ley de Newton (segunda), $a = F/m$, donde m es la masa de la partícula. Como m es mucho más pequeña y v es típicamente mucho mayor para los electrones que para los iones, claramente, los electrones son mucho más acelerados y, por lo tanto, son la fuente dominante de radiación. Olvidaremos por lo tanto la radiación debida los iones comparada con la de los electrones.

La mayor parte de las pérdidas por radiación en un plasma termonuclear de fusión son prácticamente las bremsstrahlung (radiación por frenado). La potencia radiante bremsstrahlung por unidad de volumen está dada por:

$$P_{br} = 1.5 \times 10^{-38} Z^2 n_i n_e T_e^{1/2} \quad \text{Mw/m}^3$$

donde

Z	es el número atómico de los iones
n_i	es el número de iones por m^3
n_e	es el número de electrones por m^3
T_e	es la temperatura de los electrones en eV

Nótese que la densidad de potencia bremsstrahlung es proporcional a Z^2 . De este modo, aparece otro factor el cual favorece a los elementos de bajo número atómico como combustible para la fusión nuclear.

Típicamente los plasmas termonucleares de fusión emiten la mayor parte de la bremsstrahlung en la porción de los rayos-x blandos del espectro electromagnético. Como la mayoría de las veces el plasma es transparente a tal radiación, la mayor parte de la energía bremsstrahlung pasará a través del plasma y deberá ser absorbida y colectada externamente, si ésta no es considerada desecho.

La potencia de radiación sincrotrónica puede ser también apreciable. Para un plasma de iones de hidrógeno, la potencia radiada por unidad de volumen esta dada aproximadamente por:

$$P_{sinc.} = 10^{-19} n_e B^2 T_e \quad \text{W/m}^3$$

n_e	en (m^{-3})
B	en (tesla)
T_e	en (eV)

donde B es la densidad de flujo magnético de confinamiento. Nótese que la radiación sincrotrónica se incrementa mucho más rápidamente con la temperatura que la bremsstrahlung. A las densidades y temperaturas de un plasma termonuclear, la radiación sincrotrónica puede ser aún mayor que la bremsstrahlung. Afortunadamente, la ra-

radiación sincrotrónica es emitida en las porciones infrarrojas y de microondas del espectro electromagnético. En esta región, el plasma es algunas veces opaco de modo que éste absorbe algo de la radiación. En adición, podrían ser emplazados reflectores en las paredes de la vasija de vacío de tal manera que se logrará una absorción más completa de la radiación sincrotrónica por el plasma. Por esta razón, las pérdidas por radiación sincrotrónica de un plasma son bastante menos importantes que las pérdidas bremsstrahlung en lo que respecta al enfriamiento del plasma. De aquí en adelante, por lo tanto, despreciaremos las pérdidas por radiación sincrotrónica en relación a las bremsstrahlung.

CAPITULO XIV

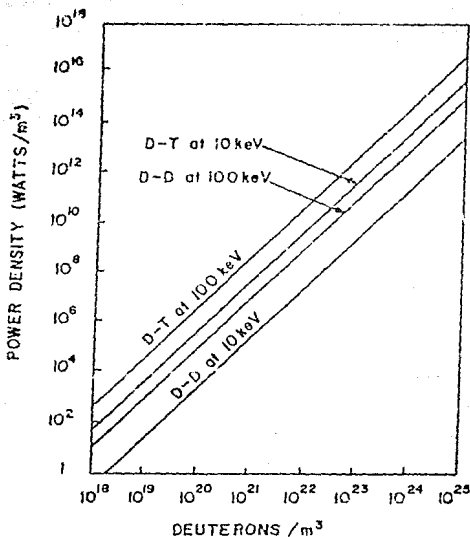
REACTORES DE FUSION CONTROLADA

14.1 PARAMETROS DEL PLASMA PARA UN REACTOR TERMONUCLEAR

Estudiaremos ahora los rangos de densidad, temperatura y campo magnético para los plasmas en un reactor termonuclear.

14.1.1 DENSIDAD DE POTENCIA Y DENSIDAD DE PARTICULAS EN UN REACTOR TERMONUCLEAR.

La densidad de potencia para las reacciones termonucleares D-T y D-D (reacciones de fusión deuterio-tritio y deuterio-deuterio) como una función de la densidad de deuterio se muestran en la siguiente fig. para temperaturas de 10 keV y 100 keV.



Thermonuclear Power Density versus Particle Density for D-T and D-D Reactions.

Estas temperaturas son un poco más bajas en algunos cientos de keV que las mencionadas anteriormente como energía aproximadamente necesaria para vencer la barrera de Coulomb porque estas últimas -- son innecesarias para que todos los iones vensan la barrera antes de que puedan ser liberadas grandes cantidades de energía de fusión. (Este es una fortuna porque las altas temperaturas incrementan las pérdidas por radiación y requieren alto campo magnético mucho más caro para el confinamiento). Nótese, sin embargo, que las curvas de la figura no son muy sensitivas a la temperatura. De este modo, nosotros podemos determinar un rango adecuado de densidades más o menos independiente de la temperatura para considerar la densidad de potencia termonuclear producida en el plasma.

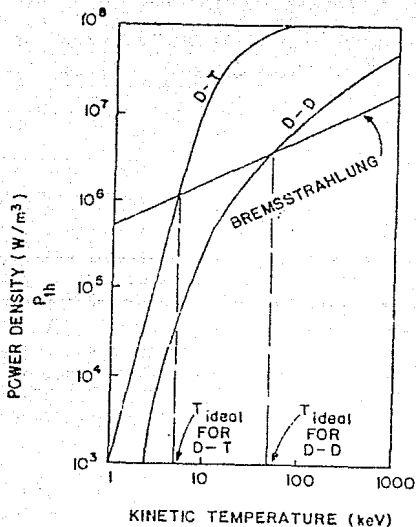
Si la densidad de potencia es escogida muy baja, un gran volumen de plasma, y por lo tanto un campo magnético especialmente grande, podrían ser requeridos para producir una potencia disponible razonable. El costo de capital de la planta podría entonces ser excesivo. Por ejemplo, una densidad deuterónica de 10^{18} m^{-3} produce menos de 1 kw/m^3 . Como una planta de potencia típica produce más de 10^8 w , podría ser requerido un volumen de plasma de 10^5 m^3 . Este volumen de plasma corresponde a una dimensión lineal de cerca de cincuenta metros. El costo para producir un campo magnético lo suficientemente fuerte para confinar un plasma a 10-keV con una densidad de 10^{18} m^{-3} y un volumen de 10^5 m^3 es en sí mismo lo bastante alto como para hacer inestable la producción de potencia. Si por otro lado, la densidad de potencia es escogida muy alta, los problemas materiales causados por el intenso flujo neutrónico en el reactor son imposibles de solucionar. Por ejemplo, una densidad deuterónica de 10^{25} m^{-3} produce 10^{15} w/m^3 . Así, tan solo 10^{-7} m^3 (0.1 cm^3) de plasma con una densidad deuterónica de 10^{25} m^{-3} podría producir mucho más potencia que una planta convencional de vapor. Tal densidad de potencia obviamente causaría problemas materiales imposibles de solucionar.

En los reactores nucleares de fisión, el valor designado de la densidad de potencia en el núcleo es típicamente $20\text{-}60 \text{ Mw/m}^3$. Aunque este valor es escogido considerando problemas materiales poco -

diferentes a los de un reactor nuclear de fusión, 40 Mw/m^3 no es un valor que pudieramos considerar muy diferente del valor de un diseño peligroso para un reactor de fusión. Por decir algo, el volumen requerido para producir 10^9 w es 25 m^3 . Correspondiente a una dimensión lineal de cerca de 3 m. Magnéticamente confinado a 10-keV un plasma de este volumen no es económicamente prohibitivo. Refiriéndonos a la figura, nosotros podemos esperar por lo tanto una densidad de plasma en un reactor de fusión en el rango de 10^{20} - 10^{21} m^{-3} si la densidad de potencia es de cerca de 40 Mw/m^3 . Estas densidades son solamente pequeñas fracciones (10^{-5}) de la densidad de un gas a la temperatura y presión ambiente (27°C y 1 atmósfera, respectivamente). La región del plasma en un reactor de fusión es así esencialmente un vacío.

14.1.2 TEMPERATURA IDEAL MINIMA DE ROMPIMIENTO.

La temperatura mínima de operación para un reactor termonuclear auto-sostenido es aquella a la cual la energía liberada por la fusión nuclear excede justamente aquella pérdida por el plasma como resultado de las pérdidas por radiación, principalmente bremsstrahlung. Esta temperatura, a la cual nosotros llamamos "temperatura ideal mínima de rompimiento", es ideal en aquel confinamiento en el que se asumen perfecto, de manera que no hay pérdida energía por escape de partículas. En la siguiente fig. vemos la densidad de potencia de fusión liberada y las pérdidas bremsstrahlung como funciones de la temperatura para las reacciones D-D y D-T para una densidad iónica de 10^{21} m^{-3}



· Ideal Break-Even Conditions for D-D and D-T Fusion Reactions.

De esta figura, nosotros vemos que las temperaturas ideales mínimas de rompimiento para las reacciones D-T y D-D, son de cerca de 4 keV y 40 keV respectivamente. La relativamente baja T_{IMR} de la reacción D-T es una muy deseable propiedad por las siguientes dos razones. Primero, la más baja temperatura significa que un plasma D-T podría ser fácilmente calentado hasta el punto en el cual es liberada una significativa cantidad de energía por fusión. Segundo, la más baja temperatura significa una presión cinética más baja en el plasma ($n_e kT_e + n_i kT_i = 2n kT$ en el caso de que las densidades y temperaturas iónicas y electrónicas sean aproximadamente iguales) y por lo tanto más bajo campo magnético para confinarlo. Nótese que una reacción D-T con una densidad iónica de 10^{21} m^{-3} podría ser

operada a temperaturas de cerca de 20 keV. logrando una densidad de potencia en el rango de 40 Mw/m^3 .

14.1.3 EL CRITERIO DE LAWSON.

Nosotros hemos visto justamente que si el confinamiento de un plasma fuera perfecto en un reactor de manera que la radiación fuera la única forma en la que se pierde energía, entonces nosotros alcanzaríamos la energía mínima de rompimiento en el reactor simplemente calentando el plasma hasta alguna temperatura crítica. Nosotros consideramos ahora el caso más realista en el cual el plasma es confinado solo por algún tiempo finito τ de manera que la energía es perdida tanto por escape de partículas como por radiación. Nosotros esperamos, por supuesto, que la temperatura requerida para que el reactor sea autosostenido aumentará conforme el confinamiento sea menos eficiente.

Considérese un reactor pulsante en el cual el combustible es calentado rápidamente hasta una temperatura T y entonces confinado y mantenido a esta temperatura τ mientras que las reacciones term nucleares ocurren. Entonces, supóngase que el plasma es enfriado y el reactor es recargado antes del siguiente pulso. Si la densidad del gas neutro de átomos de hidrógeno (combustible) es n , entonces la densidad de las partículas cargadas del plasma del isótopo de hidrógeno completamente ionizado es $2n$ (mitad electrones, mitad iones). Asumiendo que ambos, los iones y los electrones, tienen una temperatura T , la energía promedio por partícula es $3/2 kT$. De este modo, la densidad energética requerida para calentar el combustible a la temperatura T es de cerca de $3 nkT$, debido a que la temperatura inicial del gas es muy pequeña comparada con la temperatura T del plasma de fusión, y el potencial de ionización de los átomos de hidrógeno es pequeño comparado con $3/2 nkT$.

Permítase que P_{th} sea la densidad de potencia termonuclear de fusión y P_{br} la densidad de potencia bremsstrahlung en el plasma. Si la bremsstrahlung es colectada y absorbida fuera del plasma, como se ha sugerido antes, entonces la energía total disponible después de la reacción termonuclear pulsar en un plasma de volumen V es:

$$E_{dis} = (\tau P_{th} + P_{br} + 3nKT)V$$

debido a que por hipótesis nosotros mantenemos la temperatura a un valor T desde el principio hasta el final del pulso. Supóngase que la eficiencia total con que esta energía es usada para calentar el plasma es $1/3$. Entonces la condición mínima para la operación auto sostenida del reactor es que la energía disponible, $1/3(\tau P_{th} + \tau P_{br} + 3nKT)V$ sea mayor que la energía consumida, $(3nKT + \tau P_{br})V$. La energía consumida por el plasma va en relación a la creación de plasma a una temperatura T , nosotros debemos suministrar una energía de $(3nKT)V$, y para mantener el plasma a una temperatura T nosotros debemos reponer la energía $(\tau P_{br})V$ perdida del plasma por bremsstrahlung. Así, para obtener más energía de la que usamos para hechar a andar el reactor, nosotros requerimos que:

$$1/3(\tau P_{th} + \tau P_{br} + 3nKT)V > (\tau P_{br} + 3nKT)V$$

Rearreglando esta desigualdad, nosotros tenemos:

$$\frac{P_{th}/(3n^2kT)}{P_{br}/(3n^2kT) + \frac{1}{n\tau}} > 2$$

Según la ecuación que define P_{br} ésta se incrementa con n^2 , y de la penúltima fig. vemos que P_{th} es también proporcional a n^2 . De este modo, la parte izquierda de la desigualdad realmente depende solo de las cantidades T y $n\tau$. Para la reacción D-T, el valor mínimo de $n\tau$ que satisface la desigualdad es $n\tau = 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{-seg}$, el cual ocurre para $T = 15 \text{ keV}$. El valor mínimo para $n\tau$ que satisface la -

desigualdad es relativamente independiente de la temperatura, sin embargo, $10 \text{ keV} < T < 15 \text{ keV}$ para que esto se siga cumpliendo. Para la reacción D-D, el $n\tau$ mínimo es $\sim 10^{22} \text{ m}^{-3}\text{-seg.}$ a una temperatura $T = 100 \text{ keV}$. Estos valores mínimos dependen, por supuesto, de la eficiencia con la cual la energía disponible pueda ser convertida en potencia utilizable. Si esta eficiencia excede a 1/3 (el valor usado arriba). Sin embargo, cálculos más sofisticados, que permiten plasmas no uniformes dan valores de $n\tau$ altos.

Un rasgo sobresaliente de estos resultados es el substancialmente bajo (dos órdenes de magnitud) valor de $n\tau$ requerido para las reacciones D-T en comparación con las D-D. Para una densidad de plasma dada, esto significa que un reactor pulsar D-T necesita ser operado solo al 1 % mientras que un reactor D-D alcanzará el punto mínimo de rompimiento energético. Como, durante un pulso largo, el plasma puede moverse transversalmente a las líneas de campo magnético (debido a colisiones o inestabilidades) y perderse, la reacción D-T con su pequeña longitud de pulso requerida es claramente preferible en este aspecto. La reacción D-T tiene también una baja temperatura de ignición, otra característica atractiva. La reacción D-T, sin embargo, tiene dos grandes desventajas: (1) el tritio es radiativo (vida media 12.4 años) y por lo tanto no está presente en la naturaleza (debe ser generado), y (2) cerca del 80% de la energía proveniente de esta reacción recae sobre los neutrones. Como discutiremos más adelante, la energía cinética de los neutrones puede no ser la peor manera en que la energía podría aparecer, pero ésta no es la mejor manera posible. Ambos factores hacen el diseño de un reactor termonuclear de fusión extremadamente difícil desde el punto de vista ingenieril.

A través de esta discusión hemos considerado solo reactores pulsaes, similares resultados deben ser también aplicados a un reactor funcionando en estado estacionario. En este caso, τ podría representar algún tiempo promedio de confinamiento de los núcleos reaccionantes en lugar de la longitud del pulso.

14.1.4 INTENSIDAD DE CAMPO MAGNETICO

Nosotros hemos visto como un campo magnético confina un plasma retardando el movimiento de las partículas cargadas transversalmente al campo magnético. Si nosotros consideramos que esta fuerza de confinamiento es producida por una presión magnética efectiva, entonces su magnitud deberá ser $(B_0^2 - B^2)/2\mu_0$, donde B_0 y B son las densidades de flujo magnético fuera y dentro del plasma, respectivamente, y μ_0 es la permeabilidad magnética del espacio vacío. Para un confinamiento apropiado del plasma, la presión (confinamiento) magnética debe ser al menos tan grande como la presión cinética, $2nkT$, producida por el plasma. Si el campo magnético no penetrara el plasma de tal modo que no hubiera campo magnético dentro de él, entonces la presión magnética sería $B_0^2/2\mu_0$. En este caso, nosotros podemos encontrar que el campo mínimo requerido para el confinamiento es:

$$B_{\min} = \sqrt{4\mu_0 nkT}$$

Nosotros decidimos por consideraciones de densidad energética que $10^{20} \text{ m}^{-3} < n < 10^{21} \text{ m}^{-3}$ para la reacción D-T, y encontramos que la temperatura mínima de rompimiento de Lawson es $T_{\text{ideal}} = 10 \text{ keV}$. Con $T = 10 \text{ keV}$, nosotros obtenemos una densidad de potencia de cerca de 40 Mw/m^3 con $n = 5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Entonces $B_{\min} = 2.0 \text{ T}$. En la práctica, algo del campo magnético penetra al plasma después de un corto tiempo debido a que el plasma no es perfectamente conductor. De este modo, $B \neq 0$ y por lo tanto nosotros debemos tener $B_0 > B_{\min}$. Cálculos más detallados requieren típicamente que B_0 sea por lo menos tres o cuatro veces mayor que B_{\min} para obtener un confinamiento adecuado. Esto es $B_0 = 7 \text{ T}$. Este valor es afortunadamente bastante menor a 10 T , algunas veces mencionado como el límite tecnológico para producir campos magnéticos en grandes volúmenes por medio de magnetos super conductores.

Para las reacciones D-D, la T_{ideal} es cerca de diez veces mayor que la correspondiente a la reacción D-T. De este modo, nosotros -

podríamos esperar que B_{\min} se incrementara en un factor de $\sqrt{10} = 3.2$ en este caso. Si nosotros suponemos que B se incrementa en un factor similar, nosotros encontramos que $B = 22$ T para la reacción D-D. El gran valor requerido para el campo magnético es una importante desventaja de las reacciones D-D en comparación con las reacciones D-T.

14.1.5 SUMARIO DE PARAMETROS DE PLASMA.

Un sumario de los resultados de esta sección son dados en la siguiente tabla. Nótese que son requeridos tiempos de confinamiento τ en el rango de 0.1 - 1.0 seg. Los valores experimentalmente alcanzados para un plasma de $n\tau = 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{-seg.}$ y de 10 keV para la temperatura mínima de rompimiento, de los cuales tanto hemos hablado, representan los criterios de "factibilidad científica" en los mejores laboratorios de investigación del mundo. Así mismo nosotros hemos mencionado que los valores óptimos de $n\tau$ hasta hoy (1976) son de cerca de $10^{19} \text{ m}^{-3}\text{-seg.}$ a una temperatura de $T = 1$ keV.

Summary of the Requirements for Controlled Fusion

D-T	D-D	Why necessary?
$10^{20} \text{ m}^{-3} \leq n \leq 10^{21} \text{ m}^{-3}$	$10^{20} \text{ m}^{-3} \leq n \leq 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Obtain suitable power density
$n\tau \geq 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{-sec}$	$n\tau \geq 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{-sec}$	Reach energy break-even point
$T > 10 \text{ keV}$	$T > 100 \text{ keV}$	
$B \geq 7 \text{ T}$	$B \geq 22 \text{ T}$	Achieve adequate confinement time

14.2

CONSIDERACIONES DE DISEÑO PARA UN REACTOR
TERMONUCLEAR DE FUSION D-T.

La reacción D-T será probablemente usada en el primer reactor comercial de fusión debido a su baja temperatura de ignición y su bajo valor mínimo de $n\tau$. Desafortunadamente la reacción D-T presenta ciertas características inconvenientes cuando pretendemos diseñar un reactor para convertir la energía de fusión en potencia útil. En particular, un reactor D-T debe convertir la energía cinética de los neutrones en energía útil y generar tritio para ser que usado como combustible en el reactor. Por supuesto, cualquier tipo de reactor de fusión debe calentar el combustible hasta la temperatura de fusión y confinar el plasma lo suficiente para recobrar cantidades de energía económicamente interesantes. Llevar a cabo estas tareas en un reactor en funcionamiento presenta formidables problemas ingenieriles.

14.2.1

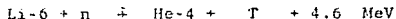
CAPA FERTIL (BLANKET)

La mayor parte de la energía (14.1 MeV de 17.6 MeV) proveniente de una reacción D-T aparece como energía cinética de los neutrones. La energía cinética de los neutrones no es la más conveniente y flexible forma en que puede presentarse la energía. De hecho, casi lo único que podemos hacer con la energía cinética de los neutrones es convertirla en calor y usarla en un ciclo térmico para convertir el calor en energía eléctrica. Pero usar un ciclo térmico significa que la eficiencia de conversión está limitada por la eficiencia de Carnot, y en la práctica esto representa un máximo absoluto de cerca del 60% (40% es un valor típico en las plantas actuales) por la carencia de materiales adecuados para altas temperaturas. Si la mayor parte de la energía proveniente de la reacción de fusión se presentara en formas de partículas cargadas en vez de partículas neutras, nosotros podríamos usar probablemente algún esquema de conversión directa de energía y producir potencia eléctrica con eficiencias mucho mayores al 60%. Esta es una razón del interés en la re-

acción D-He³ en la cual todos los productos de reacción son iones de tal manera que podría ser posible la conversión directa de energía (Otra de las reacciones que se encuentran en el mismo caso es la H-B¹¹ -hidrógeno-boro-; éste tema es del mayor interés, más adelante se tratarán los principios para la conversión directa como -tema especial).

Los neutrones altamente energéticos causan problemas adicionales por irradiación de los materiales estructurales del reactor. La irradiación hace a estos materiales radiactivos y puede también causar daños estructurales en ellos. Los efectos de la irradiación de los materiales con altos flujos de neutrones de 14 MeV son actualmente desconocidos, pero, basados en la experiencia con neutrones de baja energía en los reactores de fisión, no puede esperarse que ellos sean buenos. Hay en el presente fuentes neutrónicas no de 14 MeV pero sí con flujos bastante altos ($> 10^{13} \text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}$) disponibles para llevar a cabo pruebas de materiales bajo condiciones similares a las de un reactor. La consecuente carencia de información a cerca de --cuales materiales serán utilizados en un reactor es tal vez la mayor dificultad en el diseño de un reactor D-T. Con otras reacciones diferentes a la D-T, el problema de la irradiación neutrónica se reduce enormemente.

La generación de tritio en el reactor (para combustible) es necesaria porque el tritio, como hemos mencionado previamente, tiene una vida media de solo 12.4 años. La generación de tritio puede ser conseguida moderando los neutrones de 14 MeV fuera del plasma y bombardeando con ellos Li-6 en la capa fértil obteniendo la siguiente reacción:



Nótese que esta reacción proporciona una energía adicional y requiere Li-6 como combustible. Debido a que ambas, la quema y generación de tritio se llevan a cabo en el reactor uno puede arguir que el tritio no es del todo combustible pero sí una clase de catalizador para quemar el D y el Li-6. De cualquier manera, nosotros notaríamos que -

ésta puede no ser una manera completamente trivial de extraer T a partir del Li-6 y disponerlo para ser quemado.

14.2.2 INYECCION Y CALENTAMIENTO DEL COMBUSTIBLE

Hay cierta preocupación respecto a que el combustible inyectado dentro de un reactor en funcionamiento no pueda alcanzar el centro del plasma, porque será ionizado cerca del borde extremo del plasma caliente y *CONFINADA* ahí por el campo magnético. Los defensores de los reactores pulsantes (opositores del estado estacionario) - apuntan que este problema puede ser evitado en los reactores pulsantes simplemente recargando el combustible entre pulsos cuando no hay plasma presente. Nosotros debemos notar, sin embargo, que los reactores pulsantes no está exentor de ciertos problemas. Por ejemplo, este tipo de reactores usan ordinariamente campos magnéticos pulsantes. Estos a su vez son producidos por corrientes pulsantes fluyendo en conductores convencionales (en oposición a los superconductores). Surgen dos problemas. Primero las pérdidas ohmicas de energía pueden ser apreciables. Estas no son el único desecho de energía, pero hacen también más difícil el enfriamiento de las paredes. Segundo, la energía almacenada en la helicoidal durante el pulso debe ser almacenada en algún otro lugar entre pulsos. Almacenar pequeñas pérdidas de energía es costoso y difícil de llevar a cabo. Nosotros no podemos simplemente tirar la energía entre pulsos en vez de almacenarla ya que las pérdidas de potencia resultantes podrían ser mayores a la potencia generada.

Calentar el combustible hasta la temperatura de fusión es claramente requerido independientemente del uso de la reacción. Sencillamente, el problema es menos severo para la reacción D-T que para otras debido a su baja temperatura mínima de rompimiento. Por otro lado, cuando menos una parte de la energía de fusión transportada por las partículas alfa (núcleos de He-4) es sedida como calor al plasma debido a que las partículas alfa están cargadas y por lo tanto confinadas por el campo magnético. Las partículas alfa se mueven

inicialmente a altas velocidades, pero son eventualmente frenadas, vía colisiones en su movimiento a través del plasma, dando su energía de esta manera. Esta energía adicionada al plasma puede ser usada para calentar el combustible frío que va siendo agregado y para ayudar a compensar las pérdidas por radiación. En un reactor continuo, sin embargo, podemos tener dos opciones: precalentar el combustible antes de ser inyectado o bien calentar el plasma directamente después de que el combustible frío ha sido adicionado. Si el reactor es operado de tal manera que el sólo calor generado por las partículas alfa sea suficiente para calentar el nuevo combustible y compensar las pérdidas por radiación la reacción puede llamarse "inflamada" (de ignición). Si es requerido un calentamiento suplementario, nosotros hablamos de la ganancia de potencia del reactor como la razón de la potencia disponible a la potencia suplementaria de calentamiento requerida.

Con otras reacciones, tales como la D-He³, toda la energía es transportada por las partículas cargadas. Esta energía es depositada en el plasma ya que las partículas cargadas (productos de la reacción) son confinadas por el campo magnético. El calentamiento del combustible o plasma con fuentes auxiliares puede ser por lo tanto innecesario para estos ciclos de combustible (la ignición puede ser posible), pero otros problemas relacionados con las inestabilidades pueden llegar a ser más severos (La liberación de partículas cargadas de alta energía tiende a distorcionar la distribución energética de todas las partículas cargadas lejos de la función de distribución de Maxwell-Boltzmann).

En los reactores continuos, el calentamiento del plasma se hará probablemente por medio del calentamiento óhmico, o el calentamiento por radio frecuencia junto con inyección neutral. El calentamiento óhmico consiste en pasar una gran corriente a través del plasma de tal manera que éste sea calentado por la disipación I²R. La temperatura del plasma se incrementa con el calor liberado, sin embargo, su resistividad decrece a tal grado (mucho menor que la del cobre) que el calentamiento óhmico viene a ser inefectivo. Estimaciones típicas de la máxima temperatura del plasma que puede ser alcanzada con solo

el calentamiento ohmico muestran que está abajo del rango del kilovolt. De este modo, si es usado el calentamiento ohmico, debe también ser empleada alguna otra forma de calentamiento. Se ha propuesto incrementar la resistividad del plasma a altas temperaturas induciendo turbulencias en él. Como hemos discutido, la turbulencia puede incrementar el número efectivo de colisiones que una partícula experimenta y por lo tanto incrementa la resistividad del plasma. Desafortunadamente, la turbulencia puede también destruir el confinamiento, como hemos discutido también. Ciertos experimentos muestran que pueden ser admitidas determinadas cantidades de turbulencia sin que se incrementen las pérdidas de partículas. Mientras tales experimentos son perfeccionados, sin embargo, los esquemas favorecidos de calentamiento para reactores continuos, en adición al calentamiento ohmico, parecen ser la inyección neutral y el calentamiento por radio frecuencia.

En la inyección neutral, un haz de alta energía de deuterio y tritio neutros es inyectado en el plasma. Como el haz entra al plasma, las partículas neutras son ionizadas y su movimiento se vuelve asarso por efecto de las colisiones con las partículas del plasma. Puede parecer, por lo tanto, que la inyección neutra podría ser usada para recargar combustible en el reactor y calentar el plasma simultáneamente. De hecho, sin embargo, la energía de inyección óptima (para la penetración) para las partículas neutras usadas para calentar el plasma es bastante alta de manera que solo un relativamente tenue haz proporcionaría suficiente energía para calentar el plasma. El resultado es que el haz neutro de calentamiento usualmente no proporciona suficiente hidrógeno para recargar de combustible el reactor.

En el calentamiento por radiofrecuencia, ciertas ondas de radio frecuencia serían dirigidas al plasma y la energía de las ondas - - absorbida por éste como una manera de calentamiento. Comparado con la inyección neutra, el calentamiento por radiofrecuencia tiene la ventaja de que viene a estar basado en tecnología corrientemente disponible. Este tiene la desventaja de que el paso de las ondas a través de la capa fértil dificulta el acoplamiento con el plasma si la longitud de onda comprometida es muy larga para la transmisión -

radiodirigida.

La compresión del plasma por medio del incremento de la magnitud del campo magnético de confinamiento es una técnica de calentamiento comunmente propuesta para los reactores pulsantes pero tal técnica puede también ser usada en el calentamiento inicial de los reactores cuasicontínuos. Otra técnica de calentamiento mencionada para usarse en los reactores pulsantes incluye calentamiento con ondas de choque dirigidas al plasma y calentamiento con laser o haces de electrones.

Independientemente de la técnica particular usada, una consideración primaria es que el proceso de calentamiento no induzca inestabilidades en el plasma por distorsión de la función de velocidades lejos de la distribución Maxwelliana.

14.2.3 REMOCION DE LOS PRODUCTOS DE FUSION.

El problema complementario a la inyección de nuevo combustible a la región de reacción es la remoción de los productos de la reacción de esta misma región. No puede permitirse el acumulamiento de "cenizas" porque ellas causan pérdidas bremsstrahlung (debido a su alto Z). En un reactor pulsante, la extracción de los productos de reacción puede efectuarse entre pulsos por el remplazo del combustible quemado para su purificación lejos de la región de reacción. En los reactores contínuos, las cenizas deben ser removidas derivándolas y colectándolas cerca de las paredes debido a que ellas se difunden al exterior del centro del plasma. La extracción de las cenizas es por lo tanto más difícil en los reactores contínuos debido a que la separación debe hacerse cerca de la región de reacción en presencia de altos flujos neutrónicos y altas temperaturas. La separación de cenizas puede ser llevada a cabo, en principio, con algún sofisticado arreglo de campo magnético llamado "divertor". El divertor fragmenta la capa exterior del plasma y la dirige, por medio de las líneas de campo magnético, fuera de la región principal

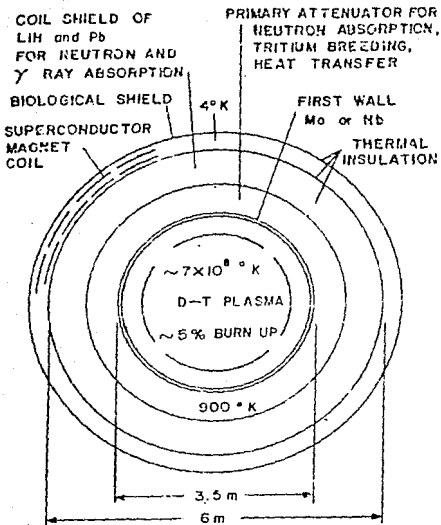
de reacción, donde esta es neutralizada, colectada, y purificada para reusarse como combustible.

14.3 DISEÑO CONCEPTUAL DE UN REACTOR D-T

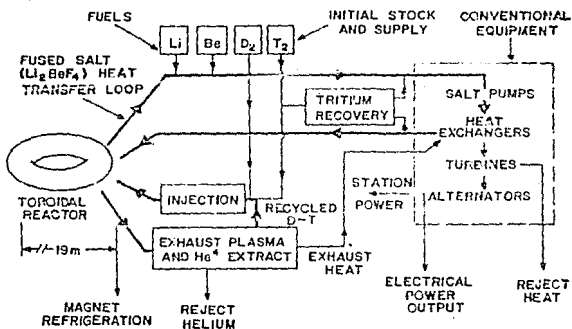
14.3.1 INTRODUCCION

Consideraremos ahora el diseño de un reactor de fusión de estado estacionario, geometría toroidal y cargado con una mezcla 50/50 de deuterio y tritio como combustible. En el diseño, para determinar aproximadamente las dimensiones y características generales del reactor es necesario conocer ciertos detalles a cerca del plasma. De hecho, las consideraciones de diseño para un reactor D-T son denominadas por el comportamiento de los materiales del reactor que están sujetos a un alto flujo neutrónico de 14 MeV. El diseño de un reactor que opera con una reacción (tal como la $D-He^{3+}$) en la cual la energía aparece como energía cinética de partículas cargadas en lugar de partículas neutras sería por lo tanto considerablemente diferente.

El diseño considerado aquí sigue, en gran parte, al de Carruthers, Davenport, y Mitchell, aunque nosotros hemos escogido materiales para las paredes y niveles de potencia más de acuerdo con el pensamiento actual. Su diseño conceptual se muestra en las dos figuras siguientes.



Cross Section of a D-T Fusion Reactor (after Ref. [8]).



Conceptual Fusion Reactor System (after Ref. [7]).

La configuración de la capa fértil mostrada en la primera fig. es típica de los diseños de capas fértiles para reactores de estado estacionario ya sean lineales o toroidales.

El campo magnético para el confinamiento es generado por superconductores espirales dispuestos en el exterior de la capa fértil tan lejos como sea posible del calor y los neutrones generados por el plasma. Disponiendo los enrollamientos helicoidales en el exterior de manera que el campo magnético deba ser mantenido en un gran volumen. Los campos magnéticos en grandes volúmenes son de alto costo, pero la alternativa de mantener un enrollamiento helicoidal magnético ($T < 20^\circ\text{K}$) cerca del plasma ($T > 10^8^\circ\text{K}$ + flujo neutrónico) parece imposible desgraciadamente.

Un blindaje para proteger los magnetos superconductores de los neutrones y los rayos-X es colocado justamente dentro del enrollamiento helicoidal. El blindaje es el atenuador primario para la moderación y absorción (convirtiendo su energía cinética en calor) de neutrones, generando tritio para ser usado como combustible, y transfiriendo el calor a algún fluido de trabajo para ser usado en un ciclo térmico. En este diseño particular es usada una sal fundida, Li_2BeF_4 (algunas veces llamada FLIBE), tanto como atenuador primario como fluido transmisor de calor. Otro diseño, más reciente, ha usado el litio como metal líquido en lugar de la FLIBE. En cualquier caso, el calor es removido del reactor por la circulación de un refrigerante líquido (absorbedor neutrónico) a través de la capa fértil y llevado a un intercambiador de calor. La cría de tritio, como se ha mencionado, es realizada por reacciones de neutrones lentos con el litio.

La pared de niobio (primera pared) es usada para separar el líquido absorbedor de la cámara de vacío para el plasma. El niobio es relativamente transparente a los neutrones de 14 MeV y debido a esto puede esperarse que sufra relativamente ligeros daños estructurales. De hecho, como hemos mencionado antes, no sabemos justamente que pasará con el niobio (o cualesquier otro) cuando éste esté sujeto a un gran flujo neutrónico de 14 MeV. Otros materiales sugeri

dos para ser usados como primera pared incluyen al molibdeno, vanadio, acero inoxidable y grafito. En adición a las consideraciones de la resistencia al daño estructural cuando se escoge un material para la primera pared, es también importante escoger un material - cuyos átomos (1) no sean desalojados fácilmente de la pared y tomados como impurezas por el plasma, y/o (2) tenga un Z (número atómico) bajo tal que la radiación sea minimizada si ellos consiguen introducirse al plasma.

Un serio inconveniente es que toda la energía extraída del reactor para ser usada en un ciclo térmico debe pasar a través de esta pared como neutrones de 14 MeV. Además, la primera pared está sujeta a la radiación bremsstrahlung y la sincrotrónica del plasma así como a los rayos gama producidos por la irradiación neutrónica de los materiales estructurales (Mo, Nb, V, etc.) de la capa fértil. No es difícil ver que la primera pared de un reactor D-T presenta el problema de materiales más crítico de todo el diseño del reactor. De nuevo nosotros decimos que si las reacciones usadas no liberaran la mayor parte de su energía como neutrones altamente energéticos, entonces los problemas de los materiales de la primera pared serían claramente reducidos. Desafortunadamente, será muy difícil alcanzar las altas temperaturas de plasma necesarias para estas otras reacciones y conseguir el período de confinamiento necesario para conseguir las condiciones de rompimiento.

Nosotros procederemos ahora a estimar las dimensiones físicas y la potencia eléctrica disponible en un reactor D-T. Como hemos mencionado antes, estas cantidades para un reactor D-T están determinadas primordialmente por las propiedades de los materiales de la capa fértil así como por las propiedades del plasma.

14.3.2 CARGA TÉRMICA DE PARED.

Nosotros definimos como carga térmica de pared P_w como la potencia térmica disponible del reactor dividida por el área de la -

pared de revestimiento del plasma (la primera pared). La máxima carga térmica es limitada por el calentamiento de la pared. El calentamiento es causado por la absorción de los neutrones de 14 MeV que pasan a través de la pared, por los neutrones procedentes de la reacción que generan el T en la capa fértil, por las radiaciones - - bremsstrahlung y sincrotrónica procedentes del plasma, y por los rayos gama causados por la activación de los materiales estructurales de la capa fértil debida a su vez a los neutrones de 14 MeV. Ocu- rre que el mecanismo dominante de calentamiento es debido a la absor- ción de los rayos gama. Este calentamiento se reduce conforme la - pared se hace más delgada. Por otro lado, la pared se vuelve es- tructuralmente más débil cuanto más delgada se hace. Nosotros asumi- mos un espesor de pared de 0.25 cm. y una carga térmica para el niobio de cerca de 4 Mw/m², valores típicamente "corrientes".

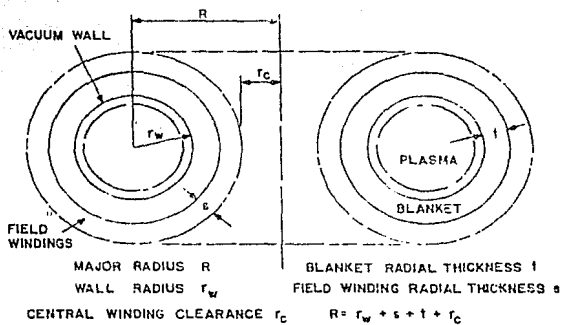
La razón a la cual la energía es depositada en la pared en es- ta carga térmica es de cerca de 1/8 Mw/m² debida al flujo neutróni- co y de cerca de 1 Mw/m² debida a la radiación y al bombardeo de - - partículas cargadas.

14.3.3 RADIO DE LA PARED.

Usando la notación de la siguiente fig., nosotros vemos que la potencia por unidad de volumen de el reactor, P_D, está dada por la potencia producida en el tramo λ del toroide, $2 \pi r_w \lambda P_w$, dividido por el volumen del tramo de toroide, $\pi (r_w + t + s)^2$

$$P_D = \frac{(2 \pi r_w \lambda P_w)}{\pi (r_w + t + s)^2}$$

El valor de t+s puede ser considerado como independiente de r_w, el - radio de la primera pared, donde t, el espesor de la capa fértil, - es primeramente determinado por el espesor que debe tener para - - absorber los neutrones, s, el espesor de la capa de enrollamiento



Toroidal Reactor Cross Section (after Ref. [7]).

helicoidal magnético, es principalmente determinado por la magnitud del aislamiento térmico requerido para aislar los anchos superconductores del calor de la capa fértil.

Si $t + s$ es un número fijo (determinado por las propiedades de los materiales) entonces la densidad de potencia P_D puede ser maximizada respecto a r_w . La maximización de P_D (para una carga térmica fija P_w) reduce el volumen del campo magnético requerido para una potencia disponible dada y por lo tanto reduce el costo de capital del sistema magnético, partida considerable. Maximizando $dP_D/dr_w = 0$, nosotros encontramos que el máximo de P_D ocurre para $r_w = t + s$. Siguiendo el criterio de Caruthers tomamos $t = 1.25$ m y $s = 0.50$ m. De modo que el valor óptimo de r_w es $t + s = 1.75$ m, independiente de P_w .

14.3.4 DENSIDAD DE POTENCIA.

Usando los valores de r_w , s , t y P_w determinados arriba, la densidad de potencia promedio en nuestro reactor de fusión es:

$$P_D = \frac{2 \pi r_w}{\pi (r_w + t + s)^2} P_w = 1.1 \text{ Mw/m}^3$$

Comparada esta con una densidad de potencia de $2-2.5 \text{ Mw/m}^3$ para diseños avanzados de reactores rápidos de cría. De este modo, nuestra densidad de potencia no parece ser irrazonable. La densidad de potencia promedio calculada usando solo el volumen interior a la primera pared en vez del volumen total del toroide es de 4.5 Mw/m^3 . Para un valor parcial del radio del plasma, la densidad de potencia en el plasma (potencia térmica entregada/volumen del plasma) es de cerca de 9 Mw/m^3 . Este valor no es muy diferente del valor de 40 Mw/m^3 del que hablamos anteriormente y al cual consideramos un tan to elevado para un reactor continuo.

14.3.5 POTENCIA DISPONIBLE

El área de la primera pared en nuestro reactor está dada aproximadamente por $(2 r_w)(2 R)$. De manera que, la potencia térmica disponible para una carga térmica P_w es:

$$P_T = 4 r_w^2 R P_w$$

Refiriéndonos a la fig. anterior, nosotros vemos que P_T tienen un mínimo cuando $r_c = 0$ de manera que R es mínima. Sin embargo, esto es prácticamente imposible para un diseño satisfactorio del sistema magnético.

Nosotros suponemos un valor mínimo práctico de r_c igual a 4.0 m adecuado para permitir el espacio necesario para varios puertos de inyección de combustible, puertos de vacío, bombas de refrigerante y equipos auxiliares. Usando este valor, nosotros vemos que $P_T \approx 2100$ Mw (potencia térmica). Asumiendo una eficiencia típica de conversión térmica de aproximadamente 40 %, la potencia eléctrica disponible es cerca de 840 Mw(e), bastante razonable para los estándares presentes o de un futuro cercano.

14.3.6 SUMARIO DE LOS PARAMETROS DEL REACTOR Y EL PLASMA

En los párrafos precedentes nosotros hemos usado argumentos bastante simples para estimar varios parámetros del reactor y el plasma para un reactor D-T. Estos parámetros están resumidos en la siguiente tabla. Estos parámetros pueden ser comparados con los de un Tokamak presentados más adelante.

Summary of Anticipated Reactor Parameters

	Parameters from Previous Discussion	Range of Parameter Values from Ref. [11]	Median Parameter Values from Ref. [11]
r_w	1.75 m	1.0-2.0 m	1.75 m
$r_a + s$	3.5 m	2.1-3.9 m	3.5 m
R	7.5 m	3.5-12.7 m	5.0 m
$P(t_h)$	2100 MW	2750-6000 MW	5350 MW
$P(e)$	820 MW	1170-2300 MW	2150 MW
n	$10^{18} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$	$3 - 4.9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$	$4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
T	10 keV	10-20 keV	20 keV
B	7 T	4-17 T	6.5 T
nt	$> 10^{20} \text{ m}^{-2}$	$(1.7-14) \times 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ sec}$	$4.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ sec}$
$\eta = P(e)/P(t_h)$	40%	29.2-46.8%	40%
$\beta = 2nAT / (B^2 / 2\mu_0)$	0.06-0.11	0.043-0.4	0.12
Power density	4.6 MW/m ³	18.6-87 MW/m ³	29.4 MW/m ³

14.4

FUSION LASER Y CONFINAMIENTO INERCIAL DE UN PLASMA

Conceptualmente, tal vez el modo más simple de producir la fusión termonuclear controlada comienza con una baja temperatura, una pelotilla de combustible sólido y el calentamiento de ésta hasta la temperatura de fusión de modo tan rápido que un gran número de núcleos colisionen, fusionen, y liberen energía antes de que el plasma generado en la pelotilla tenga tiempo de expandirse apreciablemente. Con este procedimiento, los núcleos son "confinados" por su misma inercia de tal modo que se fusionan. Como una consecuencia, no son requeridos los costosos campos magnéticos de confinamiento. Como nosotros podemos imaginar, su tiempo inercial de confinamiento es pequeño. Consecuentemente, las grandes descargas de energía

dentro de la pelotilla para calentarla a las temperaturas de fusión durante el tiempo de confinamiento τ son muy difíciles de lograr. En la bomba de hidrógeno, la cual utiliza el confinamiento inercial, el calentamiento es proporcionado por la compresión precedente de la detonación de una bomba de fisión. Respecto a los esquemas de confinamiento inercial para la fusión termonuclear controlada, un pulso, un laser de alta potencia, o un haz de electrones, es el que proporciona el calentamiento.

Otra dificultad que resulta del pequeño valor de τ para el confinamiento inercial es el que se satisfaga la condición.

$$n\tau > (n\tau)_{\text{de rompimiento}}$$

donde n es el valor para un sólido. Como resultado, la idea de comprimir la pelotilla a una densidad super alta, tal vez algunos miles de veces la densidad normal de un sólido, se vuelve atractiva. En la fusión laser esta compresión sería alcanzada por una especie de acción de cohete (reacción) por acción de "golpeo" de las partículas sobre la superficie de la pelotilla, como lo hacen algunos haces de lasers incidiendo en ella desde todos lados (tal vez algo así como 16-20) (irradiación simétrica supercrítica). La compresión requerida puede ser realizada con lasers de tamaño razonable solo si la forma del pulso es cuidadosamente diseñada y las variaciones radiales en la composición de la pelotilla son introducidas en el cáculo. Bajo estas condiciones favorables, se ve que un sistema laser (múltiples haces) que pueda entregar al menos 10^4 J de energía, en alrededor, o menos de 10^{-5} miliseg. será requerido para demostrar la "factibilidad científica" de este tipo de fusión. En el presente, los sistemas laser de CO_2 que pueden descargar cerca de 10^5 J en 10^{-5} miliseg incorporados en "Los Alamos Scientific Laboratory" y sistemas de lasers de cristal que pueden descargar 10 kJ en menos de 10^{-5} miliseg. comienzan a ser incorporados (el laser SHIVA construido en el Lawrence Livermore Laboratory). Hemos visto antes, que la brevedad de los pulsos de fusión ayuda a prevenir las inestabilidades que afectan al confinamiento iónico. Inestabilidad entre los electrones ligeros, sin embargo, juegan un importante pa-

pel en la transferencia de la energía laser a los iones para su calentamiento.

Tal vez la cuestión mayormente entendida acerca de la fusión - laser concierne en todo caso al "auto-blindaje" del plasma para provenir la transferencia de energía suficientemente rápida para calentar el plasma; en todo caso las inestabilidades del plasma transtornarán la compresión y confinamiento de la pelletilla de plasma; el costo, eficiencia, y rentabilidad de los lasers requeridos; y el problema del diseño de reactores para resistir las explosiones de las "microbombas" largos periodos de tiempo, son problemas que se irán resolviendo poco a poco.

14.5 FUSION CON HACES DE ELECTRONES RELATIVISTICOS.

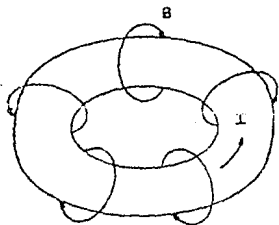
Se ha propuesto también el uso de haces de electrones relativistas en lugar de lasers para calentar las pelletillas sólidas a las temperaturas de fusión. Este sistema actualmente usa una combinación de compresión y confinamiento inercial y confinamiento magnético es producido por el extremadamente fuerte campo magnético derivado por el uso de electrones relativísticos mismo. Las ventajas de los haces de electrones relativistas, en comparación con los lasers, incluye su alta eficiencia (40%) y el hecho de que han sido perfectamente manufacturados los cañones de electrones con una energía disponible mayor que la requerida teóricamente para alcanzar el punto de rompimiento. La dificultad básica en el presente es enfocar un haz suficientemente fino en un lugar para obtener las altas densidades energéticas requeridas para alcanzar el umbral del punto de rompimiento.

CAPITULO XV

TOKAMAKS

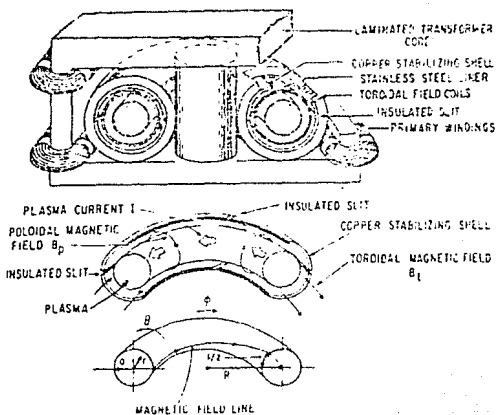
15.1 INTRODUCCION.

Nosotros hemos visto perfectamente que la configuraciones de campos toroidales ofrecen la ventaja en el confinamiento de un plasma de no tener "fronteras" a través de las cuales el plasma pueda escapar. Además, nosotros dijimos que si las líneas de campo magnético describen una espiral alrededor del toroide, el movimiento de las partículas a través del campo magnético, en promedio, es cero. Dicho brevemente, un campo magnético cuyas líneas son hélices toroidales parece ser un buen candidato para confinar un plasma. ¿Cómo podemos nosotros, en la práctica, realizar tal configuración de campo? Como se muestra en la cuarta figura del Capítulo XIII, las líneas de campo no espirales pueden ser producidas por el simple paso de corriente a través de un serpentina dispuesto en forma toroidal. La artimaña está en conseguir estas líneas de campo en espiral pasando a través del toroide. Un camino (pero no el único) a seguir para hacer esto es justamente es pasar una corriente a través del plasma (un excelente conductor) localizada dentro del enrollamiento toroidal. El campo producido por la corriente en el plasma solamente es mostrada en la siguiente fig.



Field Lines Produced by Toroidal Current.

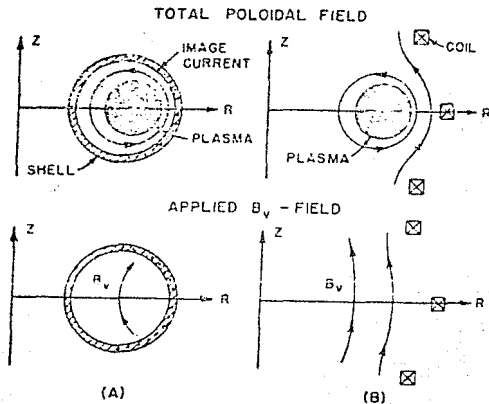
Este campo, cuando es superpuesto al campo producido por el enrollamiento toroidal, da un campo magnético cuyas líneas son hélices toroidales, la configuración de campo deseada. En términos de un sistema toroidal coordinado el enrollamiento toroidal produce un campo magnético B_t en (ϕ) la dirección toroidal, donde el plasma produce un campo B_p en la dirección poloidal (Θ). Un dispositivo de confinamiento toroidal tal como el descrito en el cual la componente toroidal del campo magnético es producida por corrientes poloidales en enrollamientos externos y donde el campo poloidal es producido por una corriente toroidal en el plasma es llamado Tokamak. Las bases de una máquina Tokamak se presentan en la siguiente fig.



Aparatos básicos de un Tokamak: un confinador toroidal de plasma dentro de un campo magnético creado por la superposición de un fuerte campo toroidal generado externamente y un campo poloidal generado por la co--

riente en el plasma. La corriente en el plasma es producida por una acción de transformador.

Actualmente, los campos toroidal y poloidal solos, no son suficientes para confinar el plasma en un Tokamak. La corriente de plasma interactúa con el campo poloidal (producido por la corriente de plasma), el cual es más debilitado fuera del toroide que dentro de éste, de tal manera que produce una fuerza neta $J \times B$ hacia afuera a lo largo del radio mayor del toroide. El resultado es que el plasma simplemente escapa al incrementar dicho radio. De esta manera el equilibrio puede ser establecido en un Tokamak solamente por la aplicación de una fuerza restaurada que inhiba esta tendencia del plasma de expandirse hacia afuera y golpear la pared. La fuerza restauradora puede ser aplicada de dos maneras, como se muestra en la siguiente figura.



Equilibrio del plasma en el radio mayor. Este puede ser proporcionado con un caparasón de cobre (A) o por enrollamientos externos tan sólo (B). En ambos casos, la fuerza hacia dentro requerida (a lo largo de R) es debida a la fuerza de Lorentz procedente de la corriente de plasma fluyendo transversalmente al "campo vertical" B_v . En el caso (A), el campo B_v es producido por las corrientes imagen en el caparasón de cobre; en el caso (B) el campo B_v es aplicado externamente. En la parte superior se muestra el efecto total y en la inferior solo el B_v .

Primero, un campo magnético "vertical" B_v puede ser aplicado al plasma en una dirección paralela al eje mayor del toroide (fig. b). Este campo magnético interactúa con la corriente de plasma toroidal para producir una fuerza $J \times B$ dirigida hacia el interior, la cual detiene la expansión hacia afuera del plasma. La corriente toroidal de plasma es tan fuerte de tal manera que solo es requerido un pequeño B_v para alcanzar el equilibrio. De hecho, puede ser producido un campo B_v suficientemente fuerte sobre una base transitoria por corrientes de remolino inducidas en el caparasón "estabilizador" de cobre colocado alrededor del plasma. Como el plasma tiende a expandirse hacia afuera a lo largo de su radio mayor R las líneas poloidales "cortan" el caparasón de cobre e inducen una corriente toroidal en su borde exterior. Esta corriente produce entonces un campo vertical primario en la región del plasma (ver fig. anterior (a)). La técnica del caparasón de cobre fue utilizada exclusivamente en los primeros experimentos, donde en los experimentos posteriores, han sido usados los campos verticales aplicados por los enrollamientos externos de tal manera que la posición radial del plasma en equilibrio puede ser controlada ajustando la medida de B_v .

La capa de acero inoxidable mostrada en la segunda fig. (stainless steel iner) sirve como una cámara de vacío de relativamente baja conductividad eléctrica que los campos magnéticos pueden penetrar

fácilmente. El núcleo laminado del transformador en la misma fig. tiene al plasma como secundario de tal manera que la corriente toroidal requerida para producir el campo poloidal puede ser inducida en el plasma aplicando un voltaje en el devanado del primario. Como una pequeña bonificación, el plasma es ohmicamente calentado -- por la corriente toroidal. Desafortunadamente, la resistencia del plasma, y por lo tanto la razón de calentamiento, decrecen conforme el plasma se calienta. La razón de calentamiento ohmico (la cual decrece con T) desciende típicamente con la razón de pérdida de calor del plasma (la cual se incrementa con la temperatura debido a la radiación, conducción, etc.) a una temperatura mucho menor de la que se necesita en el reactor. De este modo el calentamiento ohmico por si solo no es suficiente en un reactor Tokamak.

Una característica importante de los Tokamaks es que su configuración de campo magnético tiene incorporada la hoja de tijera y es, en promedio, una configuración B mínima (ver capítulo XIII "Confinamiento magnético de un plasma"). La hoja de tijera porque la corriente de plasma produce un campo poloidal el cual es pequeño -- cerca del eje menor del toroide y se incrementa hasta un máximo cerca del borde del plasma donde el campo toroidal varía transversalmente a la sección transversal. El resultado neto es un cambio en la pendiente de las líneas helicoidales de campo conforme nos movemos lejos del eje menor del toroide esto es el campo magnético es así llamado.

La propiedad de ser mínimo B promedio, también se debe al hecho de que el campo poloidal es pequeño cerca del eje menor y se incrementa cerca del borde del plasma de tal manera que la intensidad de campo magnético, $B = (B_t^2 + B_p^2)^{1/2}$ tiene un mínimo cerca del eje menor. Porciones de cada línea de campo, sin embargo, pasan a través de regiones que no están en la fuente magnética cerca del eje menor. Conforme ellas se mueven alrededor del toroide, las partículas, las cuales tienden a seguir las líneas de campo, por lo tanto pasan una parte de su tiempo dentro de la fuente magnética y una parte fuera de ella. Se desprende que en la configuración de campo del Tokamak, ellas pasan más tiempo dentro de la fuente, en promedio, que fuera. El Tokamak es por lo tanto llamado un dispositivo mínimo-B promedio. Esta propiedad, junto con la de cisallamiento, hacen el Tokamak --

mucho más estable a las MHD o inestabilidades macroscópicas en regímenes normales de operación.

Otra importante característica de los Tokamaks es su relativa simplicidad de construcción. Más específicamente, la relativamente complicada configuración de campo magnético requerida para el confinamiento toroidal es producida usando un muy simple sistema elíptico para producir el campo toroidal y usando un transformador para inducir al plasma una corriente toroidal la cual no solamente produce la "Jlegadura" (hard-to-come) por la componente poloidal del campo magnético, sino que también calienta el plasma. La operación de los Tokamaks, por otro lado, es relativamente complicada. De hecho la complejidad resulta del hecho que cambios en los parámetros del plasma pueden afectar la corriente toroidal, la cual puede entonces cambiar el campo poloidal, el cual a su vez puede influenciar el confinamiento y por lo tanto las propiedades del plasma. Así, el equilibrio del Tokamak es, por naturaleza, más complicado que el equilibrio para dispositivos en los cuales los campos de confinamiento son producidos solamente por elípticos externos y están por lo tanto sujetos al control externo directo que es más o menos independiente del plasma.

La característica más importante de los Tokamaks, sin embargo, no es su simplicidad de construcción o su complejidad de operación. Más bien, es que ellos muestran, en el tiempo presente, mejor trabajo que otros dispositivos de confinamiento de plasma y es susceptible a ser hecho a escala. La teoría de operación y las leyes de escala han sido razonablemente bien desarrolladas y son descritas en las siguientes secciones. La mayor parte de la teoría y la mayor parte de las conclusiones han sido debidamente verificadas experimentalmente, sin embargo, algunos datos existentes no han sido completamente entendidos. Aun así, los Tokamaks son probablemente mejor entendidos que cualquier otro dispositivo de confinamiento de plasma con la posible excepción de las máquinas reflectoras y los oprimidos θ lineales.

15.2 PROPIEDADES MHD DE LOS TOKAMAKS.

Vamos ahora a examinar la estabilidad MHD (Magnetohidrodinámica)

de los Tokamaks con un poco más detalle con el fin de ver como el principio de las inestabilidades MHD determina el rango permisible de la densidad del plasma y la corriente en los Tokamaks y también determina el máximo β .

Para comenzar nuestras consideraciones sobre la estabilidad -- MHD de los Tokamaks, recordaremos nuestra discusión anterior sobre el límite Kruskal-Shafranov en la cual nosotros vimos que si la pendiente de las líneas helicoidales de campo fuera tal que se completara una espiral durante un giro alrededor del toroide, entonces podría ocurrir la inestabilidad. Esto es, una necesaria, pero no suficiente, condición para la estabilidad fue requerir que la transformada rotacional $iota$ fuera menor que 2π . Ahora $iota$ claramente depende de B_p , el cual a su vez depende de los parámetros del plasma directamente con la corriente de plasma. Así, nosotros necesitamos encontrar la relación entre $iota$ y B_p con el fin de investigar el rango de los parámetros de plasma y corrientes que permiten la operación MHD estable de los Tokamaks.

Primero, recordemos que el campo magnético B puede ser escrito como

$$B = B_t \bar{a}_\phi + B_p \bar{a}_\theta$$

donde \bar{a}_ϕ y \bar{a}_θ son los vectores unitarios en la dirección toroidal y poloidal, respectivamente, $B_t = B_t(r, \theta)$ es el campo toroidal, $B_p = B_p(r, \theta)$ es el campo poloidal, y r es la coordenada radial medida desde el eje menor del toroide (ver segunda fig. de este capítulo). El ángulo de paso de la línea de campo magnético con respecto al eje menor del toroide es γ , donde $\tan \gamma = B_p/B_t$. Durante un solo giro alrededor del toroide, la línea se mueve una distancia $2\pi R \tan \gamma = 2\pi r (B_p/B_t)$ en la dirección poloidal. Esta distancia es precisamente la misma que $i\pi R$. Así,

$$i = 2\pi \frac{R}{r} \frac{B_p}{B_t}$$

Algunas veces, es conveniente escribir:

$$q = \frac{2\pi}{i} = \frac{r}{R} \frac{B_t}{B_p}$$

la cual nos da el número de veces que una línea de fuerza completa un recorrido alrededor del toroide en la dirección ϕ haciendo un -

solo recorrido en la dirección θ . Así, el límite Kruskal-Shafranov puede escribirse como

$$i < 2\pi$$

$$q > 1$$

Como q indica que factor satisface en el criterio de Kruskal-Shafranov, es usualmente llamada "factor de seguridad". En general, q varía sobre la sección eficaz del plasma. Además es a menudo conveniente expresar q en el borde exterior del plasma. Este valor de $q(r)$ es usualmente denotado $q(a)$. Un análisis teórico más detallado indica que una condición suficiente para la estabilidad MHD es algo así como $q(a) > 2.5$. Esta condición, la cual claramente limita B_p y por lo tanto la corriente de plasma, es el primero de los dos principales resultados del análisis de la estabilidad MHD de los Tokamaks. Exploraremos las implicaciones de este límite un poco más a fondo, más adelante. Primero, hecharemos un vistazo al segundo - principal resultado MHD; para que exista un equilibrio en un Tokamak, el campo magnético poloidal debe ser lo bastante fuerte para soportar una fracción a/R de la presión cinética. Esto es, uno debe requerir

$$\frac{B_p^2}{2\mu_0} > \frac{a}{R} nk(T_e + T_i)$$

Nótese que para $a/R = 0$, esto resulta algo que hemos dicho y que conocemos perfectamente: en el límite de las líneas rectas de campo ($a/R = 0$), no es requerido el campo magnético poloidal para alcanzar un equilibrio. Conforme la curvatura de las líneas se incrementa, sin embargo, el campo poloidal debe ser incrementado de tal manera que la presión poloidal magnética pueda soportar más y más la presión cinética. Una interpretación de este resultado es que como las líneas de campo son curvadas más y más, el gradiente del campo toroidal, transversal al plasma, decrementa la efectividad del campo toroidal en el confinamiento del plasma. El confinamiento debe por lo tanto ser inducido por el campo poloidal conforme a/R se incrementa.

Se acostumbra definir la beta poloidal β_p como

$$\beta_p = \frac{nk(T_e + T_i)}{B_p^2 / 2}$$

Nuestro segundo principal resultado MHD puede entonces ser escrito como

$$\beta_p < R/a$$

donde R/a es usualmente llamado "razón de aspecto" (del Tokamak).

Una de las principales consecuencias de estos dos resultados - MHD es un límite para β en los Tokamaks. Como β es la razón de la presión cinética del plasma con respecto a la presión magnética total, β es una medida de cuan efectivo es el campo magnético en un dispositivo usado para confinar el plasma. Si en un dispositivo de plasma hipotético nosotros tenemos $\beta = 0.01$, entonces la presión magnética es cien veces la presión cinética. Un dispositivo tal hace un uso pobre del campo magnético, ya que esta visto que nosotros desearíamos confinar un plasma con una presión magnética justamente igual a la presión cinética del plasma ($\beta = 1$). Como los grandes campos magnéticos son difíciles de conseguir, y los que podemos conseguir son caros, nosotros claramente queremos que β sea lo más grande posible en un reactor. El límite de β en un dispositivo es por lo tanto una muy importante consideración.

Para calcular el límite de la β total en un Tokamak, consideremos la razón

$$\frac{\beta}{\beta_p} = \left(\frac{B_p}{B} \right)^2 = \frac{B_p^2}{B_t^2 + B_p^2} = \frac{1}{1 + (B_t/B_p)^2}$$

Pero

$$q = \frac{a B_t}{R B_p} > 2.5$$

de manera que

$$\frac{B_t}{B_p} > 2.5 \frac{R}{a}$$

y $\beta_p R/a$ así que

$$\frac{R/a}{1 + 6.25 \left(\frac{R}{a} \right)^2} < \frac{a}{6R}$$

En nuestro pasado cálculo del diseño de un reactor, nosotros teníamos $R = r_w + s + t + r_c$ donde $r_w = s + t = 1.75$ m, $r_c = 4.0$ m, y $a = r_p / r_w = 1.75$ m. Para este diseño, por lo tanto $a/R < 0.23$ y $\beta < 0.04$. Si nosotros asumimos algo más optimísticamente que $a/R = 1/3$, entonces $\beta = 0.05$. Nosotros estamos por lo tanto forzados a concluir que β_{\max} para los Tokamaks de tipo usual está limitado a bajos valores por las consideraciones fundamentales MHD.

En este punto nos preguntamos naturalmente porque en el mundo todos están tan entusiasmados con los Tokamaks cuando estos están limitados a tan bajos valores de β . La respuesta básica es que, hasta en lo que a confinamiento se refiere, ellos trabajan mucho mejor que la mayoría de los otros dispositivos (y son susceptibles de ser hechos a escala con dimensiones convenientes más o menos sin desviaciones). Irónicamente, una de las razones de que ellos trabajan así de bien es su bajo beta. Recordando nuestra discusión anterior del confinamiento magnético, nosotros sabemos que en un plasma de beta alto ($\beta = 1$) la mayor parte del campo magnético aplicado está excluido del plasma de tal manera que no puede ser usado para optimizar el confinamiento a través de proveer el asisallamiento y y por ellos para prevenir inestabilidades. La beta del Tokamak es bastante baja, sin embargo, permite un excelente control de los campos magnéticos dentro del plasma y por lo tanto el Tokamak trabaja bien como un dispositivo de confinamiento - pero a costa de un bajo beta.

Con el fin de entender este "cambalacho" entre beta y la estabilidad del plasma un poco mejor, recordemos que el campo magnético mínimo ($\beta = 1$) requerido para confinar un plasma con una presión cinética $p = nk(T_e + T_i)$ es

$$B_{\min} = \sqrt{2 \mu_0 nk(T_e + T_i)}$$

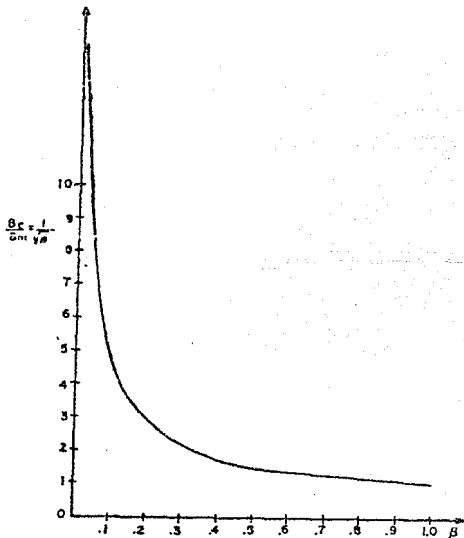
En un dispositivo con un campo magnético de confinamiento B_c nosotros podemos exhibir beta como

$$\beta = \left(\frac{B_{\min}}{B_c} \right)^2$$

de manera que el campo de confinamiento requerido para una beta dada es

$$B_C = \frac{1}{\sqrt{\beta}} B_{\min}$$

Esta relación se presenta en la siguiente fig. Nótese que la magnitud del campo magnético requerido para confinar el plasma B_C decae fuertemente conforme beta crece desde 0 hasta cerca de 0.1, pero de crece mucho más despacio conforme beta crece desde 0.1 hasta 1. Por ejemplo, $\beta = 0.1$ requiere un campo magnético de solamente cerca de 3.2 veces el requerido para $\beta = 1$ (óptima utilización del campo magnético) y, por supuesto, $\beta = 0.1$ permite un considerable control externo del campo magnético dentro del plasma. De acuerdo con nuestros cálculos de diseño antes considerados para un reactor D-T nosotros usamos $B_{\min} = 2.0$ T, entonces para $\beta = 0.1$, nosotros debemos tener $B_C = 6.4$ T - un valor que no es tecnológicamente irrazonable.



Normalized Required Confining Magnetic Field as a Function of β .

El punto es, por lo tanto, que cuando el potencial estabilizando efectos del bajo beta son pesados contra la reducción en B_c para un alto beta ($\beta \rightarrow 1$), entonces $\beta \approx 0.1$ puede ser una condición razonable de operación. Aun con $\beta = 0.05$, el cual requiere $B_c = 9.0$ T, no es completamente irrazonable, pero es ciertamente solo marginalmente posible con la tecnología de campos de hoy en día. Esta observación, junto con el hecho de que nosotros operaríamos en el margen de estabilidad para alcanzar $\beta = 0.05$, hace a un Tokamak ordinario un cuestionable candidato para reactor. La cuestión de fondo, sin embargo, es que un relativamente modesto incremento en beta hacia 0.1 haría a un Tokamak mucho más fuerte como posible reactor. Como discutiremos más adelante, justamente tal incremento en beta haría posible tal vez el uso de Tokamaks con sección transversal no circular.

Ahora investigaremos cual de nuestros dos resultados MHD limita el rango de densidades de plasma y corrientes aun cuando la operación estable del Tokamak pueda ser alcanzada. Permítanenos primero hacer notar que de la Ley de Amper, nosotros podemos encontrar B_p en la superficie del plasma, en términos de la corriente total I , como

$$B_p(a) = \frac{\mu_0 I}{2\pi a}$$

de modo que

$$q(a) = \frac{2\pi B_t a^2}{\mu_0 R I}$$

Así, $q(a) > 2.5$ especifica un máximo para la corriente de plasma permitida para la estabilidad

$$I < \frac{2\pi B_t}{q(a) \mu_0} \left(\frac{a}{R}\right)^2 R$$

Si nosotros escogemos $a/R = 1/3$ en un reactor, usamos $R = 7.5$ m de nuestro antiguo diseño y tomamos $B_t = B_c = 9.0$ T de la precedente discusión, entonces nosotros debemos requerir que I sea menor que cerca de 15 MA.

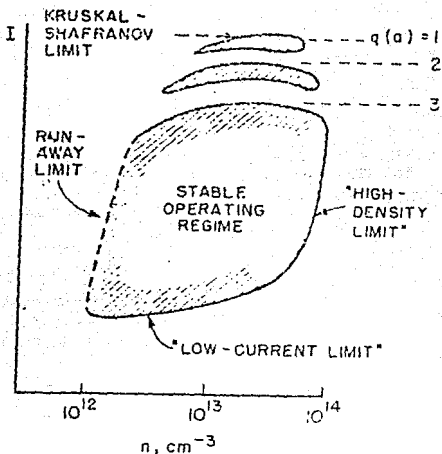
Los experimentos muestran que cuando q desciende muy abajo, ocurre la llamada "inestabilidad disruptiva" en la cual hay grandes disturbios repentinos del campo magnético y una expansión explosiva de la columna de plasma, usualmente seguida por la terminación de la -

corriente de plasma. Bastante extrañamente, la inestabilidad disruptiva determina un bajo límite de corriente para la operación estable también como una alta corriente. En una típica descarga Tokamak está basada en que el radio de plasma "a" se contrae rápidamente conforme I decrece. Como $q(a)$ es proporcional a a^2/I , el decremento en a^2 puede ser peor que el decremento en I de manera que q decae abajo del valor crítico. La inestabilidad disruptiva también limita la densidad máxima de plasma en un Tokamak. Si nosotros limitamos I, limitamos β_p , tal que junto con el requerimiento $\beta_p < R/a$ limita la presión cinética del plasma $p = nk(T_e + T_i)$ en un Tokamak con un R/a dado. Pero si las temperaturas son fijadas por otras consideraciones (razón de calentamiento, optimización de diseño, etc.) entonces una densidad máxima para la estabilidad es determinada. Esta densidad máxima es fácil de ver dada por

$$n < n_{\max} = \frac{a}{6R} \frac{I}{K(T_e + T_i)} \frac{B_c}{2 \mu_0}$$

(el cual es idéntico al anterior requerimiento $\beta < a/6R$). En un reactor con $a/R = 1/3$, $B_c = 9 T$, y $T_e = T_i = 10$ keV, nosotros encontramos $n_{\max} = 5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, tal densidad esta permitida en el rango considerado de diseño del reactor en el ejemplo.

La siguiente fig. muestra un esbozo del régimen estable de operación en el plano n-I, el cual resume la discusión precedente. -- Una característica adicional se muestra en esta figura que es la baja densidad de frontera de la región estable de operación en los Tokamaks. Este límite ocurre aparentemente porque a bastante bajas densidades, la función de distribución de velocidades se vuelve suficientemente anisotrópica, y por lo tanto no-Maxwelliana, induciendo (velocidad espacial - o micro -) inestabilidades. La función de distribución de velocidades de los electrones se vuelve crecientemente anisotrópica conforme la densidad del plasma decrece por dos razones. Primera, conforme la densidad electrónica decrece, la velocidad directa de los electrones individuales debe incrementarse para llevar una corriente dada I. Esta velocidad de transporte creciente, por supuesto, tiende a hacer la función de distribución de velocidades más y más asimétrica (menos y menos Maxwelliana) y por lo tanto inestable. Las colisiones, por otro lado, son un factor -



Rough Schematic of the Stable Operating Regime in Tokamaks. Disruptive instability sets in at both high and low currents and at high density. Electron runaway sets in at low density (after Ref. [20]).

estabilizador ya que ellas tienden a hacer azarosas las velocidades y por lo tanto a hacer la función de distribución de velocidades sí métricas. Así, conforme la densidad decrece, los efectos estabilizadores debidos a las colisiones son últimamente sobrepasados por el efecto desestabilizador del incremento de la velocidad de transporte.

Note que en el tipo de inestabilidad justamente discutida, el plasma no se comporta como un simple fluido el cual puede ser caracterizado por la densidad de sus partículas, su temperatura y una velocidad de fluido. Más bien, los detalles de la función de distribución de velocidades juega un importante papel en la descripción -

del comportamiento del plasma. Hay actualmente muchos de tales -- efectos cinéticos de partículas los cuales pueden causar inestabilidades en un plasma Tokamak que es MHD estable. Algunos de estos efectos son descritos en la siguiente sección.

15.3 PROPIEDADES CINÉTICAS DE LAS PARTÍCULAS EN LOS TOKAMAKS.

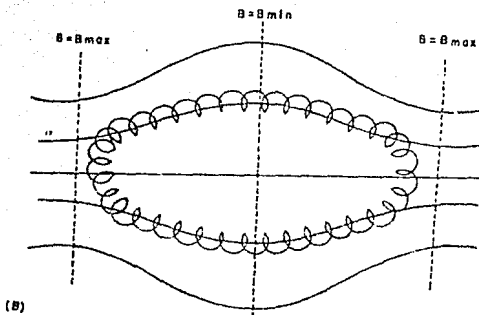
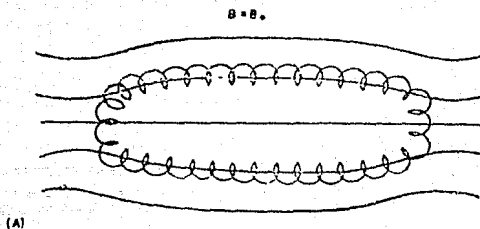
Hasta aquí, nosotros hemos examinado principalmente las propiedades fluidicas o MHD de los plasmas en los Tokamaks. Mucho del -- comportamiento de los plasmas que puede ser importante en los reactores Tokamaks, sin embargo, depende de los efectos cinéticos de las partículas, que están, en los detalles de la función de distribución de velocidades.

Con el fin de investigar estos efectos, nosotros necesitamos -- considerar las posibles trayectorias de una sola partícula viajando en los campos de un Tokamak más cuidadosamente de lo que lo hemos -- hecho antes. Recordando nuestra pasada discusión de los dispositivos toroidales con transformada rotacional que las líneas espirales de campo alrededor del toroide y de las partículas que más o menos las siguen mostrando. El beneficio advertido de las líneas espirales de campo fue que ellas causaban a las partículas un movimiento espiral alrededor del toroide y así causaban un movimiento vertical promedio igual a cero en las partículas (a condición de que ellas -- viajaran alrededor del toroide bastante rápido). Recordemos, que -- nosotros tratamos de suprimir el movimiento vertical por el campo -- magnético toroidal vuelto más fuerte cerca del centro del toroide -- que cerca del exterior. Esta inhomogeneidad del campo toroidal tiene otro importante efecto. Por lo que toca a las partículas viajan do en espiral alrededor del toroide, ellas ven una región de fuerte campo magnético cerca del centro del toroide y una región de campo magnético débil cerca del exterior. Lo que la partícula ve en realidad es una secuencia de reflectores magnéticos. Algunas partículas con baja velocidad a lo largo de las líneas de campo serán reflejadas desde estos reflectores y entonces no podrán viajar en es-

piral alrededor del toroide. La cuestión obvia en este punto es - que pasa con las partículas reflectadas. Probablemente la primera respuesta que se vie a la mente es que como estas partículas no -- pueden viajar en espiral alrededor del toroide, su movimiento verti cal no será cancelado y se y se perderán. La respuesta correcta no se aleja mucho de la anterior, como veremos. Antes de tratar de en contrar la respuesta correcta a que pasa con las partículas que son reflectada desde los reflectores en los más bien complicados campos de los Tokamaks, nos ayudaremos considerando en mayor detalle el -- comportamiento de las partículas reflectadas desde reflectores en - simples campos lineales.

15.3.1 COMPORTAMIENTO DE UNA PARTICULA EN UN REFLECTOR MAGNETICO.

Recordando de la discusión de la tercera figura del primer capítulo que una partícula viajando en espiral alrededor de una línea de campo magnético experimenta una fuerza de retardo $qv \times B$ debida a su velocidad orbital cuando ésta se mueve dentro de una región -- magnética reflectante. Lo que nosotros no puntualizamos en esta -- discusión es que la velocidad a lo largo de las líneas de campo mag nético junto con la componente radial de campo magnético B_r da a la partícula una sacudida $qv \times B$ en la dirección aximutal de tal manera que la trayectoria de la partícula forma una trayectoria cerrada, co mo se muestra en la siguiente figura. La energía y el momento angu lar son, por supuesto, conservados a lo largo de la trayectoria de la partícula. La conservación del momento angular puede ser puesta en una particularmente conveniente forma como sigue. Primero, des componiendo la velocidad de la partícula V en un componente a lo -- largo del campo magnético v (paralela), y en dos componentes perpen diculares al campo, v (perpendicular-1) y v (perpendicular-2). A - groso modo, v (perpendicular) es el movimiento orbital a lo largo de la línea de campo magnético, permítasenos calcular el momento an gular L en una región de campo magnético constante (como en la por ción central de la figura (A)). Ahora en una tal región, $L = mv_{1\rho}L$



Trayectoria de una partícula en un reflector magnética lineal.

(A) Con una región de campo magnético constante separando los re-
flectores magnéticos; (B) Con una región de campo magnético no -
constante separando los reflectores magnéticos.

donde ρ_L , el Larmor radio, es el radio de la órbita circular alrededor de la línea de campo magnético. Nosotros podemos escribir - que $v_{\perp} = \rho_L \omega_c$, donde $\omega_c = qB_0/m$, la frecuencia ciclotrónica en la cual la partícula órbita las líneas de campo, y B_0 es el campo magnético en la región constante. Así, el momento angular L de la -- partícula en un campo magnético constante es

$$L_0 = \frac{mv_{\perp}^2}{\omega_c} = \frac{2mv_{\perp}^2}{q^2 B_0} = \frac{2mW_0}{q B_0}$$

donde nosotros hemos indicado $W_0 = 1/2mv_{\perp}^2$ como la energía cinética de la partícula debida al movimiento perpendicular a las líneas de campo en la región de campo magnético constante. ¿Qué pasa cuando la partícula se mueve dentro de la región donde el campo magnético no es constante?. Bueno, si la variación espacial del campo magnético es bastante lenta y v (paralela) es bastante pequeña, entonces la partícula continúa describiendo esencialmente una órbita circular cerca de las líneas de campo con la frecuencia ciclotrónica, - - - $\omega_c = qB/m$ (B es el valor local del campo magnético). Más específicamente, la condición requerida es que B cambie en solo una pequeña fracción durante una órbita. Si esta condición se cumple (usualmente fácil de hacerse en la práctica) entonces, procedemos como antes, encontramos el momento angular en un punto arbitrario en la órbita, siendo dado por:

$$L = \frac{2m W_{\perp}}{q B}$$

Como $2m/q$ es justamente algún número, nosotros vemos que la conservación del momento angular requiere que la cantidad $\mu = W_{\perp}/B$ (conocida como el momento magnético) sea esencialmente constante a lo largo de la trayectoria. Note que, μ es un particular constante independientemente de la forma de la trayectoria. Esto es, μ es constante a lo largo de las trayectorias como vemos en la parte (B) de la fig. y a lo largo de cualesquiera que sea como veremos adelante.

Nosotros podemos usar la invariancia del momento magnético μ para investigar con mayor detalle algo, nosotros discutimos antes que: partículas con gran velocidad y (paralela) no son detenidas (reflectadas) por el reflector magnético. El valor de E puede ser expresado como

$$E = 1/2 m v_{\perp}^2 + \mu B$$

donde $\mu = 1/2 mv_{\perp 0}^2/B$ es una constante, como nosotros hemos justamente discutido. Como E es una constante, note que como la partícula se mueve dentro de una región de elevado campo magnético, la velocidad de la partícula a lo largo del campo v (paralela) debe decrecer. El valor de E puede ser expresado de la forma

$$E = 1/2 mv_{\parallel 0}^2 + \mu B$$

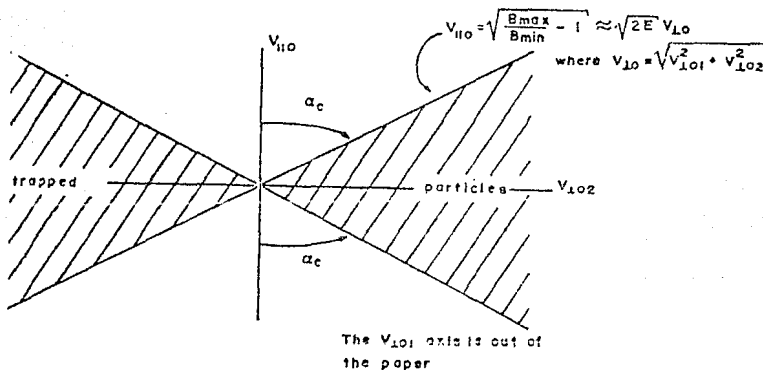
donde $v_{\parallel 0}$ es el valor de v (paralela) en el punto donde $B = B_{\min}$. Todas las partículas que tienen una energía E la cual es menor que μB_{\max} claramente se detienen antes (son reflejadas) de alcanzar el punto donde $B = B_{\max}$. Así, la condición para que una partícula sea atrapada dentro del reflector magnético es que

$$E = 1/2 mv_{\parallel 0}^2 + \mu B_{\min} < \mu B_{\max}$$

Rearreglando esta expresión y usando el hecho de que nosotros podemos escribir $\mu = 1/2 mv_{\perp 0}^2/B_{\min}$, cuando $v_{\parallel 0}$ es el valor de v (perpendicular) en los puntos donde $B = B_{\min}$, nosotros obtenemos

$$\frac{v_{\parallel 0}}{v_{\perp 0}} < \sqrt{\frac{B_{\max}}{B_{\min}}} - 1$$

para la condición de atrapamiento. Esta condición es bosquejada en la fig.



Velocity Space Regions for Trapped and Untrapped Particles. (The naught subscript indicates midplane)

Si nosotros definimos $\alpha = \tan^{-1}(v_{i0}/v_{\perp 0})$ como el ángulo de paso de la órbita (donde $B = B_{\min}$), es fácil de ver que la condición de atrapamiento puede ser escrita como $\alpha > \alpha_c$ donde

$$\alpha_c = \sin^{-1} \sqrt{\frac{B_{\min}}{B_{\max}}}$$

15.3.2 COMPORTAMIENTO DE VARIAS PARTICULAS EN UN REFLECTOR MAGNETICO.

Si nosotros consideramos un grupo de partículas con una distribución aleatoria de velocidades en un campo magnético reflector, nosotros esperamos que algunas escaparán y algunas otras serán atrapadas. Para estimar la fracción atrapada (por tiempos menores que el tiempo de colisión), nosotros podemos asumir que las velocidades -- son inicialmente distribuidas con respecto al campo magnético. Si cada partícula está representada como un punto en el espacio de velocidades siendo esféricamente simétrico y por lo tanto dependiendo solo de la coordenada radial $v = (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)^{1/2}$, la velocidad. Así $f = f(v)$. La fracción f_T de partículas atrapadas es por lo tanto

$$f_T = \frac{\text{número de partículas atrapadas}}{\text{número de partículas}} = \frac{\int_0^{\infty} v dv \int_0^{\alpha_c} \sin \alpha d\alpha \int_0^{2\pi} d\phi f(v)}{\int_0^{\infty} v dv \int_0^{\pi} \sin \alpha d\alpha \int_0^{2\pi} d\phi f(v)}$$

donde v , α , ϕ son respectivamente las coordenadas radial, polar y -- azimutal en el sistema esférico de coordenadas del espacio de velocidades. Intercambiando el orden de las integraciones y cancelando algunos factores, obtenemos

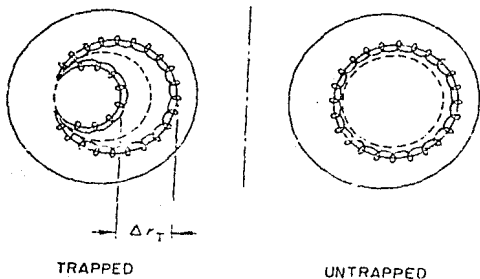
$$f_T = \frac{-\cos \alpha \Big|_0^{\alpha_c}}{-\cos \alpha \Big|_0^{\pi/2}} = \cos \alpha_c = \frac{\sqrt{B_{\max} - B_{\min}}}{\sqrt{B_{\max}}}$$

$$f_T = \sqrt{1 - \frac{B_{\min}}{B_{\max}}}$$

Note que la fracción de partículas atrapadas se incrementa conforme B_{max} se incrementa.

15.3.3 COMPORTAMIENTO DE UNA PARTICULA EN EL CAMPO DE UN TOKAMAK.

Nosotros hemos notado claramente que como las líneas de campo en un Tokamak forman una espiral alrededor del toroide, ellas pasan a través cierta cantidad de veces para una secuencia de reflectores magnéticos porque el campo magnético toroidal es más fuerte cerca del interior del toroide. Algunas de las partículas del plasma son atrapadas por estos reflectores. Otras permanecen sin ser atrapadas. Las proyecciones de las trayectorias de ambos tipos de partículas sobre un plano constante ϕ se presentan en la siguiente fig. Por razones más o menos obvias, las órbitas de las partículas atrapadas son llamadas "bananas". Las bananas son aproximadamente la contraparte alabeada de las trayectorias mostradas en la sexta fig. de



1. Projections of Particle Trajectories for Trapped and Untrapped Particles onto a Plane of Constant ϕ (after Ref. [20]).

este capítulo. La importancia de las trayectorias en la fig. de arriba es cuando examinamos que pasa con una partícula cuando esta sufre una colisión. Como nosotros hemos discutido anteriormente en el capítulo uno, una colisión puede causar a una partícula que de un salto transversal al campo magnético. De la presente fig. es claro que la máxima distancia que una partícula puede saltar como resultado de una sola colisión es cerca de dos veces el radio de Larmor, $2\rho_L$. Una partícula atrapada, por otro lado, puede saltar hasta un Δr_T , la anchura de la banana. Como Δr_T es típicamente y considerablemente más larga que ρ_L , es claro que las partículas atrapadas pueden escapar fuera del Tokamak con mayor rapidez que las partículas no atrapadas. En particular, la anchura de la banana tiende a ser $\Delta r_T = 2q\rho_L\sqrt{\epsilon}$ donde $\epsilon = a/R$. Con $q \approx 2.5$ y $\epsilon = 1/3$, entonces $\Delta r_T/\rho_L \approx 8$. Para referencia futura, notemos que la frecuencia, ω_b , con la cual una partícula rebota desde un límite de banana a otro y vuelve otra vez esta dada aproximadamente por $\omega_b = v_t \sqrt{2\epsilon}/Rq$, donde $v_t = (2kT/m)^{1/2}$ es la velocidad térmica.

15.3.4 CONPORTAMIENTO DE VARIAS PARTICULAS EN EL CAMPO DE UN TOKAMAK.

En este punto, parece natural admirarse de que la fracción de partículas atrapadas sea lo suficientemente grande para hacer este escape un potencialmente serio problema. Bueno, recordemos de la sección precedente que la fracción de partículas atrapadas es

$$f_T = \sqrt{1 - \frac{B_{\min}}{B_{\max}}}$$

Además, como $B = B_t$ (como $B_p \ll B_t$) y B_t decrece conforme al inverso de la distancia desde el eje mayor del toroide, entonces

$$B \propto \frac{1}{R + r \cos \theta}$$

Si el radio menor del plasma es $r = a$, entonces

$$\frac{E_{\min}}{E_{\max}} = \frac{\frac{1}{R+a}}{\frac{1}{R-a}} = \frac{1-\epsilon}{1+\epsilon}$$

donde $\epsilon = a/R$ es el inverso de la razón de aspecto del Tokamak. Así la fracción de partículas atrapadas es

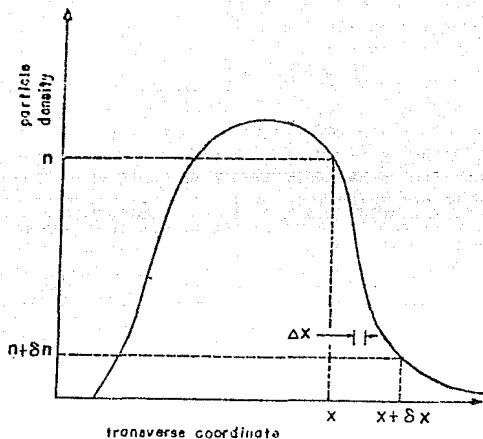
$$f_T = \sqrt{\frac{2\epsilon}{1+\epsilon}} = \sqrt{2\epsilon}$$

Como en un reactor $\epsilon = 1/3$, nosotros podemos esperar $f_T \sim 0.8$, una gran fracción. Así la difusión radial de partículas atrapadas transversal al campo magnético de confinamiento puede esperarse que sea un proceso importante.

Con el fin de investigar la pérdida de partículas, de ambos tipos, atrapadas y no atrapadas, cuantitativamente, haremos un desarrollo de un modelo simple para el proceso, el cual es usado no solo para Tokamaks, pero para discutir otras características que trataremos después, será bueno.

15.3.5 MODELO DE DIFUSION AZAROSA PARA PERDIDA DE PARTICULAS TRANSVERSALMENTE AL CAMPO.

Consideré la siguiente fig. la cual muestra un perfil típico de la densidad de un plasma en un plano perpendicular al campo magnético de confinamiento. (En un Tokamak, el plano podría ser uno de constante ϕ y la coordenada transversal podría ser r).



A Typical Plasma Density Profile in a Plane Perpendicular to the Confining Magnetic Field.

En particular, nosotros consideraremos una región entre x y $x + \delta x$, la cual es bastante estrecha para que la disminución en la densidad sea aproximadamente lineal. Nosotros asumimos que las partículas saltan una cierta distancia Δx en una dirección al azar como resultado de cada colisión, o que no, y que el tiempo promedio entre saltos es Δt . Si nosotros asumimos que $\Delta x \ll \delta x$, entonces tenemos en cierto sentido un modelo del proceso como un paso al azar. Por simetría, hay un movimiento neto de partículas solo a lo largo de la dirección x desde x hasta $x + \frac{1}{2} \delta x$. En este caso, nosotros tenemos $\delta x = \sqrt{N \Delta x^2}$ donde N es el número promedio de pasos requeridos para moverse una distancia δx en pasos de Δx .

Permitase que el tiempo requerido para moverse una distancia δx sea δt . Como nosotros hemos usado un modelo de paso al azar, en tonces por supuesto $\delta t = N \Delta t$. Nosotros podemos por lo tanto escribir.

$$\delta x = \sqrt{\frac{\delta t}{\Delta t}} \Delta x$$

y define una cierta velocidad de difusión, v_D , como

$$v_D = \frac{\delta x}{\delta t} = \frac{\Delta x}{\sqrt{\delta t} \Delta t}$$

El flujo de partículas (número de partículas por m^2 por seg.) hacia la derecha (actualmente en ambas direcciones) desde x es $n v_D$. El número de partículas hacia la izquierda (otra vez, actualmente en ambas direcciones) desde $x + \delta x$ es $(n + \delta n) v_D$. El flujo neto de partículas τ las cuales se mueven transversalmente a la región entre x y $x + \delta x$ es

$$\tau = (n - (n + \delta n)) v_D = \frac{-\delta n \Delta x}{\sqrt{\delta t} \Delta t}$$

$$\tau = - \frac{\delta n}{\delta x} \frac{(\Delta x)^2}{\Delta t}$$

Como por hipótesis δx es bastante menor para $n(x)$ para ser considerada lineal entre x y $x + \delta x$, entonces nosotros tenemos

$$\tau = - D \frac{dn}{dx}$$

donde $D = (\Delta x)^2 / \Delta t$ es el coeficiente de difusión para el proceso. Note que la difusión y por lo tanto la pérdida de partículas, es inducida por el gradiente de densidad. La intensidad de la difusión, sin embargo, es determinada por el tamaño del paso, Δx , y el tiempo entre pasos, Δt , para el proceso particular de interés.

15.3.6 DIFUSION DEBIDA A LAS COLISIONES EN LOS TOKAMAKS.

Aplicando el modelo de paso azaroso a la difusión de partículas

transversalmente a un campo magnético, nosotros necesitamos conocer los tiempos entre colisiones de partículas y el tamaño promedio de los saltos causados por colisiones. Permítanos primero considerar el caso clásico de partículas en un constante, uniforme campo magnético. De nuestra pasada discusión nosotros recordamos que la trayectoria de una partícula es cambiada primariamente por el efecto acumulativo de pequeñas deflecciones fortuitas por relativamente distantes partículas que por la aproximación cercana ocasional de alguna otra partícula. Es por lo tanto difícil decir cuando una "colisión" ha ocurrido. Un criterio común, sin embargo, es el que dice que una colisión ha ocurrido cuando la trayectoria de la partícula ha cambiado (por medio de las interacciones entre partículas) 90° con respecto a su dirección inicial de movimiento de tal manera que la partícula ha perdido todo su momentum a lo largo de la dirección original. La frecuencia con la cual tales colisiones ocurren denotada por N_{90} , puede ser calculada y parece ser diferente para electrones y iones. En cualquier caso, nosotros tomamos el tiempo entre colisiones que será $\Delta t = 1/N_{90}$.

La siguiente pregunta es que usaremos como tamaño de paso Δx . Si nos referimos a la quinta fig. del primer capítulo e imaginamos una partícula con un deflección de 90° en vez de 180° , nosotros vemos que el tamaño apropiado de paso para una colisión a 90° es algo así como el radio de Larmor, ρ_L . Así, el coeficiente para la difusión clásica es $D \sim N_{90} \rho_L^2$. Nótese que $D \sim 1/B^2$ de tal manera que la pérdida de partículas decrece rápidamente cuando se incrementa el campo magnético, punto discutido anteriormente.

Permítanos considerar ahora la difusión de partículas es la más complicada geometría para los casos de colisiones en los cuales las trayectorias de las partículas son las órbitas banana de la octava fig. de este capítulo. Como nosotros hemos mencionado claramente, el ancho de banana, Δr_T , es el relevante tamaño de paso. Para escoger la frecuencia de colisión apropiada $1/\Delta t$ para un tamaño de paso Δr_T , considerese las figuras séptimas y octava de este capítulo. Con el fin de soltar una substancia Δr_T , la partícula debe invertir su dirección de movimiento a lo largo de la línea de campo magnético - esto es el signo de $v_{||0}$ debe cambiar. Para una partícula atrapada clásica, la séptima figura muestra que este cambio de -

signo requiere un cambio en el ángulo de paso de algo así como $\sqrt{2\epsilon}$, ya que el máximo cambio en el ángulo de paso en una partícula atrapada es $\sim 2\sqrt{2\epsilon}$. Así, para Δt , nosotros necesitamos usar el tiempo que toma para un pequeño ángulo de dispersión Coulombiana acumular un ángulo de $\sqrt{2\epsilon}$. Este tiempo será generalmente algo menor que $1/N90$, pero nosotros podemos relacionarlo como sigue. Recordemos de nuestra discusión del paso azaroso de un pequeño ángulo de difusión Coulombiana que la cantidad neta deflectada se incrementa conforme a la raíz cuadrada del tiempo transcurrido. Usando este hecho y el hecho de que la deflexión angular asociada con N90 es $\pi/2$ donde la deflexión angular para el presente caso de interés es $\sqrt{2\epsilon}$, nosotros podemos escribir

$$\frac{1/Nef}{1/N90} = \frac{(\sqrt{2\epsilon})^2}{(\pi/2)^2}$$

Así, aproximadamente,

$$Nef \sim \frac{N90}{\epsilon}$$

donde Nef, el recíproco del tiempo requerido para una deflexión angular de $\sqrt{2\epsilon}$, es la frecuencia de colisión efectiva. Note que -- los efectos toroidales hacen la frecuencia de colisión efectiva, -- Nef, para las partículas atrapadas algunas veces mayor que la frecuencia de colisión N90, en el caso clásico de partículas en un campo magnético lineal. El flujo radial de partículas atrapadas es

$$\Gamma = -Nef (\Delta r_T)^2 f_T \frac{dn}{dx} = -D \frac{dn}{dx}$$

donde nosotros hemos incluido un factor f_T (fracción de partículas atrapadas) para tener en cuenta el hecho de que el gradiente de densidad de las partículas atrapadas es $f_T dn/dx$, n viene a ser la densidad combinada de partículas atrapadas y no atrapadas. Recordando que la anchura de banana es

$$\Delta r_T = \frac{2q \rho L}{\sqrt{\epsilon}}$$

vemos que el coeficiente de difusión para este caso es

$$D = Nef(\Delta r_T)^2 f_T = 4(2)^{1/2} (N90 \rho_L^2 q^2 e^{-3/2})$$

Este coeficiente, el cual toma en cuenta los efectos toroidales, es el llamado coeficiente neoclásico de difusión. Este es apropiado cuando las partículas atrapadas son colisionantes en el sentido de que su frecuencia efectiva de colisión Nef es menor que la frecuencia de rebote de partículas atrapadas w_b , de tal manera que ellas pueden completar una órbita banana antes de sufrir una colisión. -- Note que el coeficiente neoclásico de difusión es mayor que el clásico por un factor de algo así como

$$4(2)^{1/2} q^2 e^{-3/2} > 100$$

para $q = 2.5$ y $c = 1/3$. Así los efectos toroidales atrapan ciertas partículas del plasma y, paradójicamente, hacen posible (a través de relativamente grandes órbitas banana y una realzada frecuencia de colisión) para estas partículas una difusión transversal al campo magnético y que escapen a una razón mucho más rápida que las partículas no atrapadas. (En el contexto de la presente discusión, podría esperarse que las partículas no atrapadas difundieran transversalmente al toroide aproximadamente a la razón clásica conforme al tamaño de paso y la frecuencia de colisión para éstas no siendo muy cambiada por la curvatura de las líneas de campo dentro del toroide). Como las partículas atrapadas forman una apreciable fracción ($\sqrt{2}e^{-}$) de las partículas del plasma, las partículas pérdidas transversalmente al campo del toroide puede esperarse que sean muchas veces las -- que se pierden en un campo lineal, o en el mejor de los casos iguales. (La gran ventaja de los campos de confinamiento toroidal es, por supuesto, que no tienen pérdidas por las puntas). No obstante, estas razones de pérdidas neoclásicas son lo bastante bajas para hacer justamente fácil el confinamiento de un plasma termonuclear. -- Por ejemplo, nosotros sabemos de nuestras anteriores discusiones -- que $Nef \propto 1/v_{th}^3$ donde $w_c \rho_L = v_{orbital} \sim v_{th}$ de manera que

$$D \sim \rho_L^2 Nef \sim 1/v_{th} \sim T^{-1/2}$$

donde ω_c es la frecuencia ciclotrónica de las partículas cuando ellas giran cerca de las líneas de campo magnético y $v_{th} \sim \sqrt{KT/m}$ es una velocidad térmica característica. Así, como la temperatura en los Tokamaks se incrementa hasta valores termonucleares, la teoría neoclásica nos dice que la pérdida de partículas debida a las colisiones descendería satisfactoriamente. Desafortunadamente, las razones de difusión neoclásica no son observadas en los experimentos con Tokamaks. Aunque, un algo alto, pero aun relativamente bajo, cociente de difusión, llamado difusión anómala, que se piensa debida a las inestabilidades del plasma, es observado. Hay la convicción de que como la temperatura se incrementa de tal manera que la frecuencia de colisiones decrece, entonces otras inestabilidades - las cuales tal vez sean colisionalmente sobreamortiguadas en los presentes Tokamaks (las cuales son relativamente frías) llegarán a ser subamortiguadas, crecerán y causarán difusión anómala. Así, la teoría neoclásica sería vista como dando un panorama moderado de la difusión de partículas en los Tokamaks.

15.3.7 DIFUSION ANOMALA EN LOS TOKAMAKS.

Recordando de nuestra anterior discusión que las microinestabilidades con muy cortas longitudes de onda con la mayoría de las veces imposibles de estabilizar porque el acizallamiento en el campo magnético suprime solo inestabilidades cuya longitud de onda es lo bastante larga para que ellas noten que el campo magnético esta cambiando de dirección. Considerando una cantidad dada de acizallamiento y considerando el gran número de modos de inestabilidad en un plasma, nosotros esperamos que estén presentes inestabilidades de corta longitud de onda en los Tokamaks. Estas inestabilidades son inducidas por la energía libre asociada con el plasma teniendo (densidad y/o temperatura) gradientes de presión en sus bordes porque este es confinado o por la energía libre relacionada al plasma que no tiene una función de distribución Maxwelliana de velocidades.

En cualquier caso, como una inestabilidad crece, ésta produce una especie de turbulencia finamente granulada en la cual hay regiones de muy fuertes relativamente débiles campos eléctricos. Como hemos mencionado anteriormente, las partículas son dispersadas en las regiones de gran campo eléctrico en mucho de la misma manera que lo son con otra partícula. La frecuencia de colisión efectiva es por lo tanto incrementada y resulta realizada la difusión.

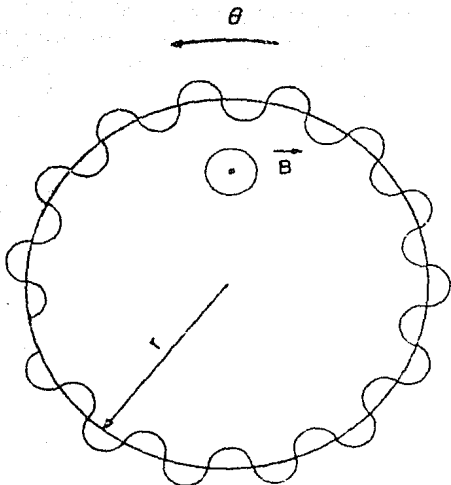
Es muy difícil calcular los detalles de este proceso porque las ecuaciones relevantes son extremadamente no lineales. Nosotros podemos, sin embargo, estimar el coeficiente de difusión de un modo bastante simple. Recordando de nuestra discusión anterior sobre la difusión de paso azaroso que $D = (\Delta x)^2 / \Delta t$ donde Δx es el tamaño del salto y Δt es el tiempo entre saltos. Para nuestro caso de difusión transversal al campo magnético, nosotros escogemos la escala de tamaño o la distancia entre regiones adyacentes de campos eléctricos localizados (medida en la dirección transversal al campo magnético) como Δx . Esta a su vez sería algo así como λ_L , la longitud de onda medida perpendicularmente al campo magnético para las inestabilidades de cortas amplitudes. La cantidad λ_L puede ser calculada linealizando las ecuaciones relevantes por simplicidad. Nosotros esperamos que el tiempo entre saltos sea corto (amplitud) en las inestabilidades linealizadas porque después de ser reducido solo un poco, los campos eléctricos se fan lo bastante fuertes para rebotar la partícula. Otra vez, de la teoría lineal, nosotros encontramos que mientras que la amplitud de la inestabilidad es pequeña, esta crece conforme a $e^{\gamma t}$ donde γ es la razón de crecimiento. El tiempo replgado es entonces $1/\gamma$ y nosotros escogemos $\Delta t \sim 1/\gamma$. Nosotros concluimos así que el coeficiente de difusión debido a las inestabilidades es

$$D \sim \gamma / k_L^2$$

donde $k_L = 2\pi / \lambda_L$ y nosotros descuidamos un poco los factores numéricos. Este resultado, aunque crudo, es muy importante ya que nos permite estimar la respuesta (probablemente con bastante aproximación de hecho) a un problema no lineal partiendo de la respuesta a un problema lineal muy simple.

Permítasenos ahora hechar un vistazo a algunas inestabilidades

las cuales tal vez sean de gran importancia en la operación de los reactores Tokamak. Aunque las inestabilidades debidas a la función de distribución de velocidades en los Tokamaks, se cree generalmente que la mayoría de las microinestabilidades importantes serán inducidas por efectos de frontera (ej. gradientes de presión- gradientes en n y/o T), los cuales están presentes en cualquier plasma confinado. Como un ejemplo consideremos la siguiente fig. la cual muestra rizos en los bordes del plasma como una onda propagada alrededor del toroide.



Ripples (Drift Waves) on the Plasma Surface Propagating the Short Way (θ -Direction) around a Torus.

En un punto particular sobre la superficie del plasma, las partículas oscilan en la dirección radial conforme la onda pasa. De la ley de fuerzas de Lorentz, $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$, la oscilación del plasma, -- junto con el campo magnético toroidal B_t , induce velocidades poloidales v_{it} y v_{et} para los iones y electrones respectivamente. (Note que v_{et} y v_{it} tendrán diferentes signos). La fuerza instantánea radial actuando en los iones y electrones en un pequeño elemento de volumen del plasma es

$$F_r = (q_i v_{it} + q_e v_{et}) B_t$$

El trabajo dado sobre este pequeño elemento de volumen es proporcional a

$$F_r \Delta r = (q_i v_{it} \Delta r + q_e v_{et} \Delta r) B_t$$

donde B_t es una constante. En este caso simple, $v_{it} \propto v_r$ y $v_{et} \propto v_r$ donde v_r es la velocidad radial del elemento de volumen de plasma debida a la onda. En particular, v_{it} y v_{et} están en fase con v_r . Note que como las oscilaciones son sinusoidales, v_r y Δr y por lo tanto v_{it} y Δr y v_{et} y Δr , están 90° fuera de fase. En el caso simple, por lo tanto el tiempo promedio de $v_{it} \Delta r$ y $v_{et} \Delta r$ se desvanece de manera que $(F_r \Delta r)_{prom} = 0$. Así no hay un trabajo neto dado al plasma. Suponga, sin embargo que, debido a las condiciones algo así, v_{it} y/o v_{et} se salen de fase con v_r y por lo tanto no están precisamente fuera de fase a todo lo largo con Δr . Entonces $(F_r \Delta r)_{prom} \neq 0$. Específicamente, si v_{it} o v_{et} se retrasan en fase con Δr entonces $(F_r \Delta r)_{prom} > 0$ de tal manera que la fuerza promedio radial está dirigida de modo que aumenta Δr , y por lo tanto de la onda. Esto, a su vez incrementa v_r y por lo tanto v_{it} y v_{et} lo cual incrementa F_r , y así sucesivamente. El retraso en fase de v_{it} y/o v_{et} tienen como resultado una onda creciente a una inestabilidad.

Es forzoso ver que los atrasos en fase de v_{et} o v_{it} debidos a colisiones no serían tan preocupantes en los plasmas de un reactor ya que son muy calientes y por lo tanto relativamente poco colisionantes. De hecho, sin embargo, los plasmas serán justamente bastante calientes de manera que los iones y electrones (apenas) están en la región banana en la cual una partícula atrapada es capaz de completar una órbita banana antes de experimentar una colisión. Nosotros

hemos visto claramente que las partículas atrapadas tienen una mayor frecuencia efectiva de colisión que las partículas no atrapadas. Este punto, concuerda con el hecho de que las partículas atrapadas están relativamente localizadas y por lo tanto son menos afectadas por los efectos estabilizadores del acortamiento, los campos heli coloidales y la manera como las partículas atrapadas ofrecen una eficiente ruta para la energía libre de un plasma confinado inducen inestabilidades las cuales permiten al plasma escapar transversalmente al campo magnético. Los modos de las partículas atrapadas e inestabilidades en las cuales el atraso de fase relevante es causado por colisiones son llamadas movimientos de onda resistivos o disipativos, donde aquellos en los cuales el atraso de fase es causado por algo así como un efecto de resonancia, por ejemplo, son llamadas movimientos de onda poco colisionantes.

Aunque la teoría de modos de partículas atrapadas es cruda actualmente, las respuestas que proporciona advierten que conforme los Tokamaks sean más poco colisionantes y más calientes, estos modos pueden causar significativos o incrementos desastrosos en el transporte de partículas.

Considere, por ejemplo el caso en el cual, ambos electrones e iones esten en el régimen banana. Este régimen es el esperado en un reactor en operación. La aplicación de $D \sim \gamma/k^2$ da

$$D \sim \left(\frac{k}{2e}\right)^2 \frac{c^{5/2}}{N_{ei}} \left(\frac{T}{B}\right)^2 \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dr}\right)^2$$

donde N_{ei} es N90 para colisiones electrón-ion. La inestabilidad relevante es un modo ión atrapado disipativo. Note que aunque D decrece como $1/B^2$ en este régimen, se incrementa rápidamente con el incremento de la temperatura. Este resultado ofrece cierta esperanza, sin embargo, decreciendo D a través de controlar dn/dr por ajuste del perfil de densidades.

15.4 TIEMPO DE CONFINAMIENTO Y DIFUSION EN TOKAMAKS.

Considere un pequeño elemento de volumen de plasma en el cual

hay una densidad de partículas n , un número total de partículas N , y en el cual las partículas fluyen hacia afuera con un flujo τ (partículas/área x seg.) donde τ varía en general sobre el elemento de volumen. Tenemos

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \int_V \frac{\partial n}{\partial t} dV = - \int_S \tau \cdot \mathbf{a}_n dS = - \int_V \nabla \cdot \tau dV$$

donde S es la superficie alrededor de V , \mathbf{a}_n es la normal a S , y nosotros hemos usado el Teorema de Stokes. Como las dos integrales de volumen deben ser iguales para formas de volumen arbitrarias, debe ser verdad que

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \tau = 0$$

Esta ecuación, llamada ecuación de continuidad, es justamente una expresión de la conservación de las partículas. De nuestra discusión de difusión, nosotros sabemos que el flujo de partículas es en dirección opuesta al gradiente de densidad de partículas

$$\tau = -D \nabla n$$

La ecuación de continuidad se transforma en la ec. de difusión

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D \nabla^2 n = 0$$

Para aplicar esta ec. a la difusión transversal de campos en un Tokamak, nosotros consideraremos un pequeño sector del toroide y asumiremos una simetría aproximadamente cilíndrica. Despreciaremos también las variaciones poloidales de la densidad. En adición, usaremos la separación de variables para encontrar que si la producción de plasma tiene lugar en $t < 0$ y se detiene en $t = 0$, entonces la densidad de plasma decae exponencialmente en el tiempo conforme este difunde fuera del toroide: $n(r,t) = n_0(r) e^{-t/\tau}$, donde τ , el tiempo replegado, es tomado como el tiempo de confinamiento. Con estos supuestos y resultados, la ec. de difusión simplificada por el ec. de Bessel

$$\frac{d^2 n_0(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn_0(r)}{dr} = \frac{1}{D\tau} n_0(r) = 0$$

Si nosotros aplicamos la condición de frontera que dice que $n_0(0)$ es finita, entonces nosotros encontramos que la solución es

$$n_0(r) \approx J_0\left(\frac{r}{\sqrt{D\tau}}\right)$$

donde J_0 es la función de orden cero de Bessel. Si nosotros requerimos además que $n_0(a) = 0$, de tal manera que la densidad es cero en el borde del plasma, entonces

$$J_0\left(\frac{a}{\sqrt{D\tau}}\right) = 0$$

La primera raíz de $J_0(x) = 0$ ocurre en $x = 2.4$. Así, encontramos que

$$\tau = \frac{a^2}{5.76D}$$

Nótese que el tiempo de confinamiento se incrementa conforme el radio de plasma "a" crece. Este resultado es la principal motivación para construir grandes máquinas. Una interpretación simple es que éste se torna grande para grandes máquinas. Recordemos, sin embargo que la cantidad importante en el confinamiento de un plasma con fines termonucleares no es τ , sino $a\tau$. En los Tokamaks, la densidad de plasma n está limitada por la condición $\beta_p < R/a$, la cual es un requerimiento para el equilibrio. En particular, nosotros debemos tener

$$n \ll \frac{R}{a} \frac{B_p^2}{2\mu_0 KT} = \frac{R}{a} \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 a^2 KT}$$

como $B_p = \mu_0 I/2\pi a$. Así el máximo $n\tau$ para un Tokamak es

$$n\tau \ll \frac{\mu_0 I^2}{5.76(2\pi)^2 2eDKT}$$

Si nosotros asumimos que el coeficiente de difusión relevante D , es el asociado con el modo ión atrapado disipativo, entonces

$$n\tau = \frac{4/n \Lambda}{5.76 \sqrt{m_e}} \left(\frac{e^3 \mu_0}{16\pi^3 \epsilon_0}\right)^2 e^{-9/2} \frac{\tilde{v}_t^2}{(KT)^{11/2}} I^4$$

donde $\ln \Lambda = 20$. Nosotros hemos usado el hecho de que

$$v_{et} = \frac{1}{\sqrt{4} \epsilon_0^2} \frac{e^4 n}{\sqrt{m_e} (3KT)^{3/2}} \ln \Lambda$$

y hemos usado el límite superior de la densidad el cual resulta de $\beta_p < R/a$. Por simplicidad, nosotros también hemos determinado el

largo característico para la variación de densidad transversalmente a la sección eficaz, $((1/n) dn/dr)^{-1}$ igual al radio menor "a". Si nosotros asumimos $\beta = 1/3$, $B_t = 5$ T y $T = 13$ keV, entonces nosotros encontramos que la corriente requerida para alcanzar $n_e = 10^{20}$ $\text{seg}^{-1}\text{m}^{-3}$ sería de cerca de 5 MA. Tal vez 10 MA sería una corriente apropiada para un reactor. Si nosotros requiramos $q=3$ en un reactor tal, entonces $q = B_t/B_p$ y $B_p \approx 1/2 \pi a$ requiere $a \approx 3,6$ m y $R = 11$ m. Estas aproximaciones son crudas y tal vez optimistas ya que los efectos de las impurezas, los cuales están ciertamente presentes, han sido despreciados. Aunque es alentadora la noticia que la dimensión del Tokamak determinada aquí es comparable a la dimensión de un reactor toroidal llegamos a ella por una vía completamente diferente que la anterior.

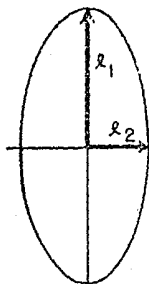
15.5 TOKAMAKS CON SECCIONES TRANSVERSALES NO CIRCULARES.

Nosotros vimos en la primera sección que los Tokamaks con secciones transversales no circulares están limitados con betas de cerca del 5%. La operación a tales bajos valores de beta, vimos nosotros son no económicamente atractivos en un reactor. Nosotros mencionamos también, sin embargo, que los Tokamaks con secciones transversales no circulares ofrecen el potencial para operar a los altos niveles beta requeridos por un reactor. Investigaremos ahora este punto.

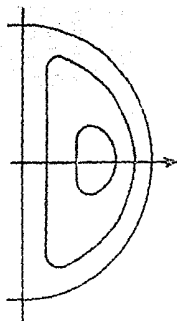
Considere un Tokamak con alguna de las secciones circulares no transversales mostradas en la siguiente fig. Sobre una superficie magnética de un dispositivo tal, recordemos que el ángulo de paso γ del campo magnético es tal que $\tan \gamma = B_t/B_p$. Como antes, $B = (B_t^2 + B_p^2)^{1/2}$ de manera que

$$\beta = \beta_p / (1 + (B_t/B_p)^2)$$

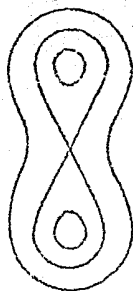
donde $\beta_p = 4 \mu_0 n k T / B_p^2$ es la beta poloidal para $T_e = T_i = T$. Ahora la distancia poloidal transversal para una línea de campo de paso γ que pasa una vez alrededor del toroide en la dirección toroidal en $2 \pi R \tan \gamma = 2 \pi R B_p / B_t$ como nosotros encontramos anteriormente. Pero



(A)



(B)



(C)

Examples of Tokamaks with Noncircular Minor Cross Sections: (A) Ellipse, (B) D-Shape, (C) Doublet. The major axis of the torus is on the left (after Ref. [20]).

en términos de la transformada rotacional ι esta misma distancia es de cerca de $\iota^2/2q$ donde ι es la circunferencia de la sección de la sección transversal. (Para una sección transversal circular Tokamak con radio menor "a", por ejemplo, $\iota = 2\pi a$). Así $B_t/B_p = (2q)^2 R/\iota^2$, de manera que

$$\beta = \frac{\beta_p}{1 + (q \frac{2\pi R}{\iota})^2}$$

ya que $q = 2\pi/i$

En este punto, recordemos que β_p fue limitada a R/a para el caso circular y asombrosamente éste debe ser el límite para los Tokamaks de sección transversal no circular. El argumento en nuestra anterior discusión, recordemos, fue que como un campo magnético recto es curvado en un toroide, los gradientes de campo magnético resultantes hacen el confinamiento por campo toroidal menos efectivo. Este por lo tanto necesita ser complementado por un campo poloidal adicional, el cual debe soportar una fracción de cuando menos a/R de la presión cinética. De consideraciones físicas, se ve que nosotros interpretaríamos a "a" como una medida de cuán lejos se extiende plasma transversalmente al gradiente de campo magnético toroidal (y por lo tanto del ancho del plasma) en lugar de como una medida de la altura del plasma. La fracción a/R por lo tanto parece ser la razón entre la mitad de la anchura del plasma y el radio de curvatura del campo magnético. Con esta interpretación, parecería que el resultado $\beta_p < R/a$ es el dominio para los Tokamaks no circulares así como para los circulares. Consideraciones más detalladas confirman esta conclusión. Así

$$\beta < \frac{R/a}{1 + (q \frac{2\pi R}{\iota})^2} = \frac{R}{a} \left(\frac{\iota}{2\pi Rq} \right)^2$$

Nótese que si nosotros tratamos de incrementar β ajustando la sección transversal del plasma, nosotros necesitamos mantener la anchura del plasma, $2a$, pequeña e incrementar su perímetro menor, ι . Estas condiciones sugieren el uso de secciones transversales alargadas tales como las mostradas en la fig. anterior. La elipse de la fig. (A) parece ser insatisfactoria ya que cálculos detallados

han mostrado que el factor de seguridad debe ser elevado a tal grado que asegure la estabilidad que los efectos del perímetro del plasma incrementado ponen en peligro. Estos resultados se siguen de la bastante agudizada curvatura de las líneas de campo magnético cerca del plasma en la parte superior e inferior de la elipse. Las inestabilidades de plasma (tipo MHD) tienden a desarrollarse en tales regiones de curvatura agudizada de las líneas de campo cerca del plasma porque el campo magnético decrece en intensidad conforme uno se mueve lejos del plasma. En tales regiones, por lo tanto, el plasma, en vez de tener una buena configuración o mínima-B configuración, está en un pequeño enroscado. Tal estado corresponde, por supuesto a un equilibrio inestable.

La forma (D) de la fig. parece ser mejor que la elipse principalmente porque ésta concentra más el plasma cerca del centro del toroide donde las líneas de campo toroidal se curvan lejos del plasma (curvatura favorable).

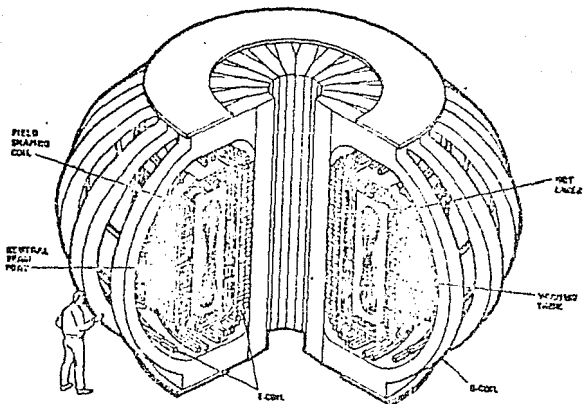
Un Tokamak con la sección transversal de la fig. (C) es llamado un doblete. Note que esta configuración contiene una separatriz cerrada del campo magnético dentro del plasma en forma de 8. El resultado neto de tener tal separatriz dentro del plasma es la presencia de un gran acizallamiento en el campo magnético. Este acizallamiento permite $\beta < 2 \beta_R$ de manera que se mantiene un valor de la estabilidad bastante bajo de $q \sim 3$.

15.6 LOS TOKAMAKS EN EL PRESENTE.

En el Programa de Sistemas Magnéticos de Confinamiento en ERDA, los Tokamaks son considerados como el sistema más promisorio para alcanzar la potencia comercial de fusión y se les ha dado un desarrollo prioritario.

Dos grandes Tokamaks han sido puestos en operación en 1978. El Doblete III, mostrado en la siguiente fig. está designado al estudio del confinamiento y transporte de plasma en los varios regímenes de partículas atrapadas típicos de las condiciones de reactor en un dispositivo con sección transversal no circular. La má-

xima corriente nominal de diseño es de 5 MA para el valor de diseño de $q(a) = 2.6$. Si el escalamiento es gobernado por las microinestabilidades de las partículas atrapadas, como está pronosticado, entonces la sola corriente de 5 MA resultaría en 2.5 keV de



1. A drawing of Doublet III (courtesy of USERDA) to be built at General Atomic Corporation.

temperatura ionica a una densidad de $2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$. Los devanados están diseñados para operar a 4 T. Los parámetros del Doblete III se muestran en la siguiente tabla. El costo estimado de fabricación del Doblete III es de \$ 27,7 millones de dólares.

Parameters for Doublet III

A. Machine Parameters for Doublet III

	B_0 (T)	a (m)	R (m)	R/a	q	I (kA)
Maximum Design	2.6	0.45×1.50	1.40	—	2.6	5000

B. Typical Plasma Parameters for Doublet III

n (m^{-3})	T_e (keV)	T_i (keV)	τ (msec)	$n\tau$ ($\text{m}^{-3}\text{-sec}$)	β_p
2×10^{24}	4	4	250	0.5×10^{28}	2

*Assuming trapped ion scaling in a doublet configuration, 2.6 T magnetic field and 12 MW of auxiliary heating.

El segundo gran Tokamak con igual fecha de arranque en el Poloidal Divertor Experiment (PDX, Divertor Poloidal Experimental), se muestra en la siguiente fig., sus parámetros están dados en la siguiente tabla.

Parameters for PDX

A. Machine Parameters for PDX

	B_0 (T)	a (m)	R (m)	R/a	q	I (kA)
Maximum Design	2.4	0.47	1.45	3.1	3.6	500

B. Typical Plasma Parameters for PDX

n (m^{-3})	T_e (keV)	T_i (keV)	τ (msec)	$n\tau$ ($\text{m}^{-3}\text{-sec}$)	β_p
2×10^{24}	1	<1	100	$\sim 2 \times 10^{28}$	~1

El principal objetivo del PDX, el cual se encuentra en el Laboratorio de Física de Plasmas de la Universidad de Princeton, es evaluar el uso de devanados de campos poloidales adicionales para divertir (de divertor) los bordes del plasma hacia una cámara separada de colección antes de que los iones interactúen con las paredes. En adición, definirá las dimensiones y forma del plasma sin requerir de los límites mecánicos usados en muchos de los actuales Tokamaks. Con una acertada operación, el PDX proporcionará:

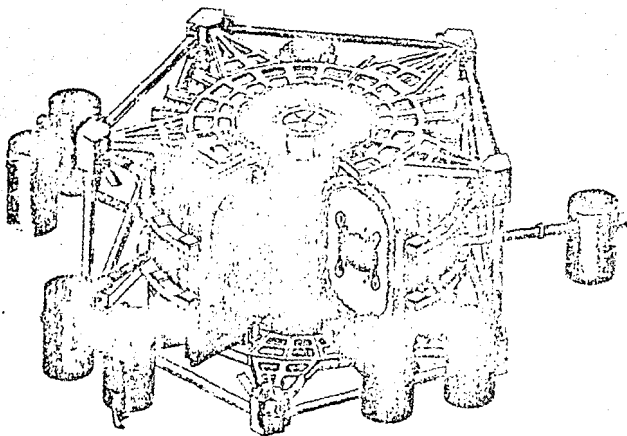
- (1) Una substancial reducción en el nivel de impurezas.
- (2) Información detallada sobre la conducta de un plasma con un divertor en sus bordes, y cualquier efecto pernicioso introducido por el divertor.
- (3) Datos tecnológicos básicos adecuados para el diseño de divertores para grandes Tokamaks y reactores.

El costo aproximado de fabricación del PDX es de 18.8 millones de dólares.

Después del Doblete III y el PDX, el siguiente paso para los Tokamaks es el primer Tokamak con ciclo de combustible D-T, el Tokamak Fusion Test Reactor (TFTR, Reactor de prueba Tokamak de fusión), cuya entrada en operación se llevó a cabo en 1981. El TFTR es el primer dispositivo de confinamiento magnético de fusión de los E.U. para demostrar experimentalmente la posibilidad de liberar energía de fusión por medio de la reacción D-T bajo condiciones proyectadas para futuros reactores experimentales. Este representa el paso intermedio entre los reactores de potencia cero y los reactores experimentales del futuro hasta mediados de los ochentas. El costo total aproximado es de 228 millones de dólares.

Los principales objetivos del TFTR son físicos e ingenieriles, y son:

- 1) Demostrar la factibilidad de liberar energía de fusión quemando D-T en un sistema magnético de confinamiento toroidal de -- plasma.
- 2) Crear un haz neutro de calentamiento en el cual el hidrógeno, deuterio y el plasma D-T puedan ser generados con el fin de:
 - a) Estudiar la Física de los grandes Tokamaks
 - b) Verificar los conceptos ingenieriles avanzados para sistemas Tokamak D-T.



The Poloidal Divertor Experiment (PDV) (courtesy USERDA).

- 3) Demostrar experimentalmente que existen suficientes conocimientos físicos e ingenieriles de los grandes sistemas de fusión en la construcción avanzada de reactores experimentales de potencia.

El TFTR es un dispositivo con dos componentes iónicos (TCT) en el cual un haz energético de iones viaja a través de un blanco plásmico caliente. La ventaja de un esquema tal es que puede alcanzarse una gran quema de combustible D-T a un $n\tau$ dado y una temperatura T. En el TFTR, el dispositivo de doble componente iónico puede hacer posible el alcanzar la energía de rompimiento en el sentido Lawson con un $n\tau$ y una T menores que los valores mencionados en el capítulo XIII, los cuales están basados en una distribución isotrópica Maxwelliana de velocidades para los iones. Sin embargo parece ser que este dispositivo no puede ser usado en los reactores comerciales debido a su gran requerimiento de energía. Los objetivos específicos del proyecto TFTR son:

- 1) Lograr condiciones de plasma hidrogénico razonablemente puro a una temperatura de 5-10 keV, una densidad aproximada de 10^{20} m^{-3} , y proporcionar un confinamiento estable con $n\tau_E$ tan grande como $10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ seg}$.
- 2) Proporcionar un sistema de inyección de haz neutro capaz de inyectar 20 MW en un haz de 120 keV al plasma cuando menos durante 0.5 seg.
- 3) Proporcionar un campo magnético toroidal de alrededor de 5T (sobre el eje de la cámara de vacío) durante cuando menos 3 seg. - flat-top time con una razón de repetición de 5 min.
- 4) Desarrollar técnicas de plasma manejables y proporcionar una estructura capaz de iniciación, control (incluyendo control de realimentación y mayor radio de compresión) y disipación de -- descargas Tokamak arriba de los 2.5 M.A.
- 5) Proporcionar una cámara de vacío de dimensiones adecuadas (de radio mayor de 2.7 m y radio menor de 1.1 m), equipada para -- descargas de limpieza de alta potencia y capaz de alcanzar una presión básica menor a los 5×10^{-8} Torr.
- 6) Proporcionar la capacidad para una operación pulsar de rutina con plasmas H-H, D-D, D-He³ o D-T, con sistemas seguros y con-

fiabiles de soporte y manejo de gas,
 Las principales características de diseño del TFTR son:

Dimensiones

radio mayor 2,7 m

Plasma

corriente máxima de plasma 2.5 MA

diámetro 1.7 m

condiciones plásmicas de blanco: $n \approx 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ seg.}$ T_i 3-4 keV

Haz neutro de inyección

120-150 keV

Magnetos

cobre agua-refrigerante

5.0 T línea de campo central

provisión para manejo por compresión adiabática

Suministro de potencia

4500 MJ, 660 MW pulsados

CA motor/generadorévolante

Características especiales

Suministro de Tritio y sistema de confinamiento

Magnetos de blindaje y sistemas auxiliares

Capacidad de manejo remoto

Energía liberada

1-10 MJ con D-T

En la siguiente tabla se dan las principales características
 de algunos Tokamaks.

CAPITULO XVI

PRINCIPIOS DE CONVERSION DIRECTA DE
ENERGIA DE FUSION A POTENCIA ELECTRICA
COMUN

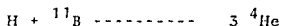
16.1 INTRODUCCION.

En los tres capítulos precedentes hemos tratado de sentar las bases de la tecnología de Fusión desarrollando brevemente sus aspectos más importantes, hemos querido reservar un capítulo especial, sin embargo, a uno de éstos aspectos, por considerarlo de suma importancia.

Todos los dispositivos para generar potencia eléctrica desarrollados hasta la fecha, aún los de Fisión y Fusión, están basados en la transferencia de calor a un fluido de trabajo el cual impulsa una turbina y ésta a su vez al generador, por lo tanto su eficiencia está limitada en el caso ideal al Ciclo de Carnot, y en el caso real a una eficiencia de planta del 30 al 40 %.

El principio expuesto en este capítulo promete una eficiencia de planta superior al 95 %; este proceso está basado en una reacción de Fusión y aunque ahora se amena sólo por medio de modelos matemáticos parece ser la solución a mediano plazo de los problemas energéticos de la humanidad.

La reacción mencionada es la hidrógeno-boro



cuya energía liberada es de 8.7 MeV, la reacción se lleva a cabo a una temperatura de 160 Kev (1800 millones de °K).

La abundancia de estos elementos es muy elevada, el hidrógeno constituye el 99.9 % de nuestro Universo, el boro que se encuentra en el agua de mar se calcula en 6 billones de toneladas (proporciona energía para el planeta durante un lapso de 2 mil millones de años), lo que quiere decir que los combustibles son de muy bajo costo y suficientes para un gran período.

El proceso de conversión directa de energía de Fusión a potencia eléctrica no es en principio algo complicado y parece ser que los problemas tecnológicos que plantea no son insuperables, se basa en el manejo de los iones generados a partir de la reacción hidrógeno-boro, que a diferencia de las otras reacciones, los productos de reacción que se obtienen son principalmente iones. En las reacciones en las que los productos principales son neutrones de alta energía, ésta se transforma a calor el cual es aplicado al fluido de trabajo. En la reacción hidrógeno⁴boro los iones son sometidos a un proceso que consta de cuatro pasos 1) expansión, 2) separación de cargas, 3) desaceleración y colección, y 4) colección de las corrientes colectadas a potencial común.

16.2 EXPANSION.

Recordaremos de nuestras anteriores discusiones que el principio fundamental del confinamiento reflectante es la adiabaticidad del momento magnético de las partículas, μ . Una expansión adiabática en un campo magnético estable de las partículas escapantes también constituye el primer paso de la conversión directa. Esta expansión tiene dos funciones: 1) convierte el movimiento cuasialéptico de las partículas escapantes en energía de movimiento paralela a las líneas de campo; y 2) reduce la densidad del flujo emergente de partículas. Esto es realizado guiando magnéticamente el flujo de partículas que emerge de los reflectores a través de una región de campo magnético estático debilitado localizada fuera del campo magnético principalmente de confinamiento. Haciéndolo así, la energía total de las partículas (rotacional más translacional) es transformada a energía de movimiento a lo largo de las líneas de campo. Estos procesos de acuerdo con las dos ecuaciones de conservación.

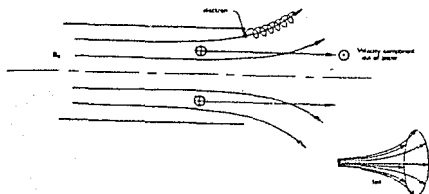
$$\mu = \frac{W_{\perp}}{B} = \text{constante}$$

$$W(z) = W_{\perp} + W_{\parallel} = \text{constante}$$

donde W es la energía cinética total. Si $b(z)$ es $10^{-2}B(0)$ donde $B(0)$ es el campo en el reflector, entonces la expansión en un campo tal resultaría en la transformación de más de 99% de la energía cinética de las partículas en energía paralela disponible para la conversión. Las líneas de campo en la región de expansión tendrán forma de abanico al final del cual la densidad de plasma habrá caído hasta una muy pequeña fracción (como 10^{-8}) la densidad de contención. A tales densidades los efectos colectivos tales como los efectos espaciales de carga no serán dominados y no expondrán seriamente el proceso de conversión directa.

16.3 SEPARACION DE CARGAS.

Aunque no esencial, la separación de las cargas al final del proceso de expansión es deseable especialmente ya que los iones reflectantes-contenidos son mucho más energéticos que los electrones. El proceso de separación es realizado por medio del rápido divarimiento de las líneas de campo al final de la región de expansión en una dirección transversal al abanico como se ilustra en la siguiente fig.

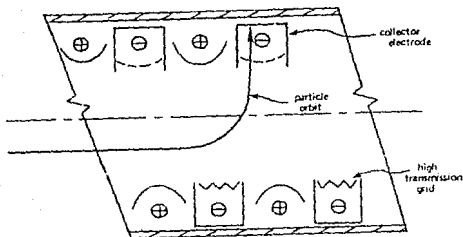


Expansion region in the direct conversion scheme.

En tal caso los iones energéticos no se comportarán adiabaticamente pero escaparán rápidamente transversalmente a las líneas de campo. Los electrones, por otro lado, se comportarán adiabaticamente y seguirán las líneas de campo alejándose de los iones.

16.4 DESACELERACION Y COLECCION DE CARGAS.

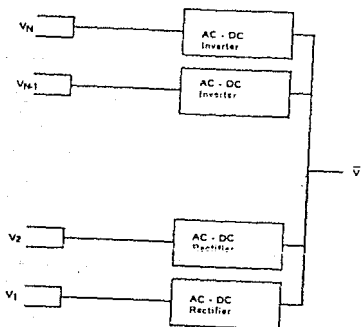
Para recobrar la energía de los iones emergiendo de la expansión son pasados a través de un campo eléctrico dentro del cual, en adición a ser desacelerados progresivamente, son colectados a un potencial tan cerrado como sea posible igual a su energía cinética. Para una alta eficiencia de conversión el proceso anterior puede ser realizado pasando la corriente de iones a través de una estructura electroda desacelerante de potencial nivelado. Conforme la energía de cada partícula de la corriente se aproxima a cero, esta partícula es divertida y depositada sobre una placa colectora apropiada como se muestra en la siguiente fig. Se ha visto que altas -- eficiencias totales de colector ($> 90\%$) serían alcanzables con un número razonable (10 a 20) de electrodos.



Collector electrode configuration.

16.5 REDUCCION A POTENCIAL COMUN.

Como la corriente es entregada a los diversos electrodos los cuales están a diferente potencial, debe ser creado un método para transformar la energía eléctrica así recebrada a un potencial común para ser entregado a la línea de transmisión. Esto es realizado eficientemente por el arreglo mostrado en la siguiente fig. donde el potencial común está dado por \bar{V} . Los potenciales arriba de \bar{V} son reducidos a través del uso de inversores de CD a CA y aquellos menores a \bar{V} son incrementados a través del uso de rectificadores de CA a CD. Si \bar{V} es apropiadamente escogido la potencia de CA entregada desde los inversores será justamente suficiente para suministrar la potencia necesitada por los rectificadores; así la apropiada selección de \bar{V} hace el requerimiento neto de potencia -- igual a cero.



Reduction to common potential.

CAPITULO XVII

EL PROBLEMA ENERGETICO, PANORAMA
MUNDIAL

17.1 INTRODUCCION.

Una vez establecidas las bases, la Tecnología Nuclear se hace necesario el análisis de las implicaciones que esta tecnología tiene sobre el panorama energético mundial y nacional.

El análisis de esta cuestión requiere en primer lugar establecer el panorama energético mundial enmarcando en él las características del panorama nacional. Del calor establecimiento de las interdependencias nacionales e internacional y de las perspectivas a corto, mediano y largo plazo que del análisis se deriven, depende el entendimiento adecuado de la trascendencia del arribo de la Tecnología Nuclear en el campo energético.

17.2 PANORAMA ENERGETICO MUNDIAL ACTUAL.

Mucho se ha hablado en los últimos tiempos de si existe o no una crisis energética mundial, y si existe cuales son sus características.

Esta cuestión puede ser enfocada del siguiente modo:

El desarrollo de nuestra sociedad ha estado basado desde la terminación de la Segunda Guerra Mundial en una economía de mercado donde las relaciones económicas en mayor o menor grado han estado regidas por la oferta y la demanda.

En el campo energético estas relaciones mantuvieron un equilibrio que vino a romperse a principios de los años setentas, este rompimiento ha sido atribuido a muchos factores, pero en realidad todos ellos son secundarios respecto a una realidad insoslayable, el petróleo es un recurso finito.

Hasta y durante los años sesentas no se pensaba en esta realidad, el petróleo era el "rey" de los combustibles, más limpio y más fácil de manejar que el carbón, más barato y aceptable que la energía nuclear. La demanda mundial de petróleo estaba creciendo de manera sostenida y a una alta tasa, mientras que el desarrollo de grandes recursos de hidrocarburos de reciente descubrimiento permitía a la industria alimentar esta expansión. Los suministros eran

tan amplios que el precio real del petróleo declinó durante los años sesentas no obstante los substanciales incrementos en la demanda. El equilibrio de poder político y de mercado no favorecía a los países productores de petróleo. La OPEP, creada en 1960 como una organización defensiva, permaneció en una posición débil durante casi toda la década.

La cuestión cambió repentinamente a principios de los setentas, algunos observadores afirmaban que las altas tasas de producción de los cincuenta y sesentas no podrían mantenerse por mucho tiempo.

Esos mismos expertos admitían que la capacidad instalada de -- Arabia Saudita debería aumentar de alrededor de 8 millones de barriles diarios en 1972, a 16 millones en 1980, y se preguntaban si este país estaba dispuesto a acelerar el agotamiento de sus recursos a un ritmo tal. Las predicciones de un problema energético a largo plazo se formulaban sobre la base de éstos y otros argumentos. Poco tiempo después, la revolución de los precios desencadenada por la -- OPEP en 1973 otorgó credibilidad a estas predicciones. Las características de la escena petrolera y de varias tendencias económicas -- también cambiaron. El precio del petróleo se elevó dramáticamente en os ocasiones 1973 y 1979-80. Los suministros ya no parecían ser tan abundantes como en años anteriores; la seguridad de la oferta, igualmente, se había convertido en algo problemático. El lema de crecimiento incesante se vió desplazado por la escasez.

El viejo equilibrio había sido alterado. La OPEP surgió como una fuerza internacional. Las grandes compañías petroleras perdieron su posición dominante en el área de la producción y la industria en su conjunto comenzó a enfrentar el problema de un creciente estancamiento en las actividades de refinación y comercialización. En los países consumidores el estado de ánimo se ensombreció y se tornó pesimista a medida que los ajustes a la nueva situación petrolera mostraron ser lentos en un comienzo e invariablemente dolorosos.

Con el fin de equilibrar de nuevo a su favor la situación, los países industrializados, importadores de petróleo en su mayoría, redujeron la demanda a costa de su crecimiento económico y de sus reservas de inventarios, no obstante la reducción en la producción provocada por la guerra entre Irán e Irak, la demanda del petróleo

fue tan baja que llevó al surgimiento de importantes excedentes en el suministro; pero casi todos parecen pensar que la abundancia du rará indefinidamente. Los más optimistas llevan esta argumentación hasta el final y afirman que la abundancia en el mercado del petróleo deberá desembocar en la erosión de los precios de este producto, y que el precio en declinación significa la eventual destrucción de la OPEP.

Si se atiende a las opiniones que con frecuencia se emiten hoy en día, se podría creer que el mercado habrá de permanecer relajado por lo que resta de la actual década. Este persistente estado de depresión de la demanda de petróleo vendría a posponer, de manera ca cai indefinida, el inevitable ajuste energético. Si se acepta esta perspectiva hoy día tan extendida, probablemente nos veríamos ten ta dos a afirmar que problema de la energía perderá su importancia en un futuro no muy lejano... quizás no más allá de finales de presente década.

Corremos el riesgo de caer en dos trampas. La primera consiste en formular pronósticos equivocados. Un mercado distendido es aquél en el que la demanda no alcanza los niveles que los productores desearían fuesen alcanzados y a los cuales estos últimos pueden hacer frente técnicamente. La visión de un mercado petrolero a todo lo largo de la década de los ochenta depende de los pronósticos sobre oferta y demanda que sean elaborados. Hoy día la demanda de petróleo se encuentra deprimida porque el ritmo de actividad económica mundial se encuentra virtualmente estancado, los esfuerzos de conservación están surtiendo efecto, y la oferta de energía no petrolera ha ido en aumento. La demanda de petróleo de la OPEP ha disminuido en mayor medida que la demanda total de petróleo porque los suministros provenientes de fuentes distintas a la OPEP se han incrementado y porque las compañías están recurriendo a sus inventarios con el propósito de obligar a los países productores a ajustar los precios de su crudo.

El estancamiento económico y las medidas de conservación se -- han convalidado en estos momentos para provocar una contracción de la demanda. Pero estancamiento y conservación no pueden marchar de ma nera tan coordinada por un período de tiempo muy largo. Una econo mía débil durante un amplio lapso de tiempo puede conducir a una --

caída en el precio "real" del petróleo. Los logros en materia de conservación debidos a la inversión en equipo que ahorra energía sobreviven; pero la conservación que resulta de una moderación en la conducta del consumidor en respuesta a una elevación en el precio relativo del petróleo tiende a declinar. El incentivo a la inversión en equipo ahorrador de energía también se verá adversamente afectado por estos cambios en los precios relativos.

Por otra parte, el estancamiento económico, las altas tasas de interés, la perspectiva de una declinación en el precio relativo -- del petróleo y de una contracción en la demanda de energía, vienen a desalentar las inversiones futuras en fuentes alternativas (distintas al carbón).

Los pronósticos actuales se equivocan si suponen que la tasa de crecimiento económico en los ochentas será baja y que la conservación y la sustitución continuará evolucionando a las tasas del -- presente.

Un escenario alternativo plantea una recuperación de la economía mundial antes de ingresar a la segunda mitad del actual decenio. Quienes formular pronósticos en este momento conceden escasa probabilidad a este escenario, pero pueden estar equivocados. El estancamiento económico está causando problemas de desempleo y tensiones sociales que las democracias de Occidente no podrán tolerar por mucho tiempo. Es de esperar que surjan alteraciones en las políticas económicas en un futuro no muy lejano. La demanda de petróleo nuevamente aumentará pues el nivel de actividad económica sigue siendo el factor determinante más poderoso. El crecimiento económico no solamente ocasiona un incremento en la demanda de energía en general; -- también produce una reactivación de aquellos sectores e industrias que se distinguen por su utilización intensiva de energía, precisamente los sectores y actividades que más sufren durante la recesión. Algunos cambios estructurales que son los responsables de la disminución en la demanda de petróleo en estos momentos, cambiarán diametralmente su sentido al tener lugar un proceso de recuperación.

Una de las causas en la declinación en la demanda de petróleo de la OPEP está representada por un incremento en la oferta de suministros provenientes de fuera del ámbito de la Organización. La tasa de crecimiento de los abastecimientos petroleros externos a -

La OPEP ha sido ciertamente alta para el período 1977-81. Pero este ritmo no se mantendrá durante los próximos años. Las fuentes ajenas a la OPEP que mostraron los niveles de crecimiento más notables fueron el Mar del Norte y México, en tanto que Alaska vino a compensar la declinación en la producción registrada en el resto de los estados que integran la sociedad norteamericana. La producción del Mar del Norte no crecerá en los próximos cuatro o cinco años a las tasas de 1977-81. En el caso de México aun hay posibilidades de crecimiento, pero éste será lento. Las exportaciones netas del bloque soviético pueden seguir registrando signo positivo durante cierto tiempo, pero muy probablemente declinarán. Las exportaciones netas de Egipto casi inevitablemente descenderán en los próximos tres o cuatro años, y los nuevos productores de África y otras regiones difícilmente tendrán un impacto cuantitativo de importancia en el mercado internacional.

El optimismo acerca de los niveles de la oferta se basa en un factor adicional: la reanudación de las exportaciones de Irán e Irak. Sin embargo algunos puntos de vista sostienen que Irak retornará al mercado con mucha anticipación a lo que Irán lo hará, principalmente porque es improbable que la situación política en este último país se establezca en el futuro cercano. Suministros adicionales de 1.5 millones de b/d provenientes de Irak fácilmente pueden ser absorbidos en el mercado por recortes en la producción de Arabia Saudita y otros países productores.

Supongamos, pese a todo, que el mercado del petróleo permanece en estado de relajamiento. ¿Significará ello el fin del problema energético? Si nos precipitamos a avalar esta conclusión, estaríamos cayendo en la segunda trampa: un error en la concepción del asunto. El problema de la energía usualmente se define en términos de escasez, por lo que la abundancia de petróleo crea la impresión de que el problema energético está perdiendo importancia. La escasez no es más que un aspecto del problema. Constituye un síntoma que, de hecho, se pone de manifiesto en pocas ocasiones y por breves períodos de tiempo. Insuficiencias en el suministro de petróleo ocurrieron por un período de 10 a 12 semanas a finales de 1973, y por 6 a 8 semanas en 1979. La escasez es un concepto que se refiere a tendencias de largo plazo, a una declinación en la relación reservas

producción que se inició a comienzos de los sesentas y que ha continuado ininterrumpidamente a lo largo de 20 años. La curva de esta tendencia ha mostrado una pendiente más suave en los últimos cuatro años, pero solamente logrará situarse en un plano horizontal en los ochentas si el consumo permanece en niveles bajos.

El problema energético persiste a través de una variedad de -- síndromes, incluso cuando el mercado del petróleo se haya en distensión. La abundancia debida a una recesión económica oculta al síntoma de la escasez pero no equivale a la eliminación del problema. Lo que ocurre en una situación así es que el problema de la energía aparece bajo el ropaje de una crisis económica.

Incluso si continuase existiendo una situación de relajamiento en el mercado petrolero durante los años ochenta, habremos de seguir enfrentando un problema energético, aunque el nombre puede ser distinto. El mundo de la energía se veía afectado por serios problemas derivados de una equivocada asignación de recursos económicos. Tal vez sigamos viviendo en un contexto de sobreoferta petrolera, - pero tanto compradores como productores hayarán que la aparente desaparición del problema energético está asociada con costos muy altos.

Los países consumidores pueden regocijarse ante la abundancia que impera en el mercado. Sin embargo, deberían reflexionar acerca de las otras características que distinguen a la situación energética actual, ya que la oferta excedente no es más que una de ellas. El precio promedio del petróleo es de 34 dólares por barril frente a 13 dólares por barril a finales de 1978. Los países consumidores y las compañías petroleras comparten por igual la responsabilidad por este incremento en el precio, sobre todo por su flata de acción. - Sabemos en este momento que la tirantez en el mercado del petróleo en 1979-80 no se debió al desequilibrio entre los suministros y los requerimientos de consumo. Las causas principales de ese desajuste fueron, en primer lugar, los cambios estructurales ocurridos luego del colapso del régimen monárquico en Irán y la nacionalización de la British Petroleum en Nigeria, acontecimientos que condujeron a la retirada de las grandes compañías petroleras del mercado de terceros y que forzaron a las compañías japonesas - y a otras - a buscar contactos directos con los países productores; y, en segundo --

lugar, la incertidumbre acerca de los futuros desarrollos en Irán, lo que indujo a una acumulación notable de inventarios entre el segundo trimestre de 1979 y el tercero de 1980.

Los países consumidores y las compañías petroleras pecaron por omisión durante el desenvolvimiento de estos eventos al no haber formulado un esquema efectivo para compartir los recursos petroleros disponibles y al carecer de una política común adecuada en materia de inventarios. La falta de una comprensión real de las políticas de producción de la OPEP y del importante papel que juegan los inventarios en la creación de excedentes y faltantes temporales (imperdonable tratándose de gobiernos y empresas con recursos materiales y humanos de gran calidad), también ayudan a explicar las deficientes respuestas que a los acontecimientos dieron las naciones consumidoras.

Una sobreoferta de petróleo asociada con un alto precio por este bien, es la peor combinación posible, ya que de ella provienen señales contradictorias. La sobreoferta desalienta tanto la conservación como las inversiones necesarias en fuentes alternativas de energía - acciones necesarias e indispensables para alcanzar una solución de largo plazo al problema de la energía. El elevado precio del petróleo, por su parte, estimula este tipo de esfuerzos, aunque el incentivo puede ser nulificado por la incertidumbre.

Los países consumidores pueden quedar paralizados por el temor de encontrarse comprometidos en el futuro con el desarrollo de fuentes de energía caras, en un momento en el cual el petróleo abunda en el mercado. Sin embargo, si flaquean en su determinación por ampliar la estructura energética del presente, bien pueden correr el riesgo de no encontrarse preparados en caso de presentarse futuras situaciones de crisis. La incertidumbre contribuye a distorsionar las respuestas y podría dar lugar a resultados muy costosos.

El problema energético persiste, particularmente en los países consumidores, a pesar de que el juego puede haber cambiado de nombre.

Las naciones productoras también enfrentan la posibilidad de los serios problemas que se derivarían de la errónea asignación de sus valiosos recursos. Si es cierto que se han colocado al margen del mercado futuro a causa de la imposición de precios excesivos,

las pérdidas que habrán de sufrir serán cuantiosas, pues habrán reducido la vida económica de su petróleo en relación a su vida física. Pero si intentan prolongar la vida económica de sus reservas explotándolas a un ritmo acelerado con el fin de recuperar su anterior participación en el mercado energético, corren el riesgo de dañar seriamente al nivel de precios del petróleo. Su solidaridad enfrentará un grave peligro. Y todo ello implica, igualmente, un panorama energético caracterizado por enormes costos.

Para el mundo en su conjunto, la cuestión consiste en determinar si el abandono del petróleo (cuestión inevitable) como energético hegemónico está teniendo lugar en forma demasiado rápida, o si la situación actual representa tan solo una aberración pasajera que no debería distraernos del verdadero problema a largo plazo: la escasez.

Es deseable que la naturaleza del problema energético no sea percibida simplemente en términos de faltantes y sobreofertas. En igual sentido, el problema de la energía no consiste en el poder de la OPEP para provocar incrementos artificiales en el precio del petróleo. El problema está con nosotros durante mucho tiempo, ya sea que prevalezca la abundancia o se presente una situación de insuficiencia, e independientemente de si el precio del petróleo es objeto de manipulación al alza o a la baja.

Las raíces del problema son más profundas. Se localizan en la falta de adecuación de la totalidad del sistema petrolero. Este sistema ha tenido y tiene serias deficiencias. Las tenía en los sesenta cuando estaba dominado por las grandes compañías petroleras. Las tenía en los setenta cuando el comportamiento de productores y consumidores, la interacción de la OPEP y el mercado, fracasó en transmitir las señales correctas y en generar las respuestas apropiadas.

Un síntoma que apuntaría hacia el rompimiento de la actual recesión económica pudiera ser el proyecto del gaseoducto eurosiberiano, pues ante la decisión unilateral del Presidente de los E.U., de imponer el embargo de la tecnología de origen estadounidense a empresas europeas que participan en el gaseoducto, se están enfrentando los gobiernos de Francia, Alemania e Italia, quienes han reiterado por todos los medios su decisión de continuar con el proyecto

Incluso, para no dejar dudas respecto a esa decisión, la República Federal de Alemania acaba de conceder a la Unión Soviética un empréstito de aproximadamente 1,100.00 millones de dólares.

Con 10 millones de desempleados en la Comunidad Económica Europea, azotada -como todos los países- por las exorbitantes tasas de interés impuestas por E.U. y presionadas por las políticas proteccionistas de éste, que la obligarán a reducir sus exportaciones de acero a este país, el gasoducto euroasiático, por el cual fluirán 40 mil millones de metros cúbicos de gas por año a partir de 1984, es el único proyecto fundamental con que cuentan varios países de la CEE para paliar la severa recesión económica, por ello el rechazo a la postura de la Casa Blanca es en defensa de sus propios intereses, actuales y futuros, puesto que en la estrategia de diversificar las fuentes de energía y las áreas de procedencia de éstas, los aliados europeos de E.U. serán menos vulnerables a los conflictos del Medio Oriente, los que tanto atiza E.U. por medio de Israel.

17.3 PANORAMA ENERGETICO MUNDIAL PARA EL AÑO 2030.

A continuación se presenta un resumen el realizado por el "International Institute for Applied Systems Analysis" (IIASA) que se ocupa del panorama energético del mundo para el año 2030.

Cuando se pretende preveer el futuro energético, se debe tener en cuenta que la demanda de energía ha estado relacionada, y lo estará en mayor medida, con el incremento substancial de la población y con el consecuente aumento de necesidades y expectativas de la gente. En términos generales se puede preveer con toda certeza que en el futuro inmediato habrá una fuerte demanda de petróleo, misma que ha llegado a ser grande y además que no pasará mucho tiempo para que la capacidad productiva se vea en peligro. En este sentido muchos estudios han concluido que la demanda comenzará a superar la capacidad de oferta de petróleo para el año 2000. El presente estudio pretende preveer el futuro energético del mundo para después del año 2000, que es cuando, de acuerdo a IIASA los problemas energéticos comenzarán a manifestarse como una realidad.

Actualmente la esencia de nuestra tecnología se basa fundamentalmente en combustibles fósiles y éstos no se pueden reemplazar en ciertos usos importantes. Particularmente los combustibles líquidos son vitales para el transporte y para otro tipo de actividades diversas. Asimismo el carbón reducido en cualquier forma, es un instrumento básico para la industria petroquímica. A corto plazo el IIASA prevé una transición de los hidrocarburos "limpios" que se usan en la actualidad, a hidrocarburos "sucios" como el petróleo de esquisto, el carbón y principalmente el petróleo y gas extraídos de yacimientos difíciles y con costos crecientes de contaminación (petróleo pesado), mismos que inclusive, deberán considerarse agotables en un futuro próximo. De acuerdo a IIASA, el mundo a largo plazo deberá buscar satisfacer sus necesidades energéticas con fuentes renovables, durables y prácticamente infinitas.

Dentro de este contexto el problema residirá en como manejar estas dos transiciones, primero la de los combustibles "limpios" a los "sucios" y de una base de combustibles fósiles a una base nuclear y/o solar. Esto es lo que IIASA denomina "la problemática general de la energía".

Figura 1. PROYECCIONES DE POBLACION

Población (millones)			
Año	Regiones desarrolladas	Regiones en desarrollo	Mundial
1975	1,115	2,031	3,946
2000	1,400	4,682	6,082
2030	1,562	6,414	7,976

Relación de población, 2030/1975:

Regiones desarrolladas	1.40
Regiones en desarrollo	2.27
Mundial	2.02

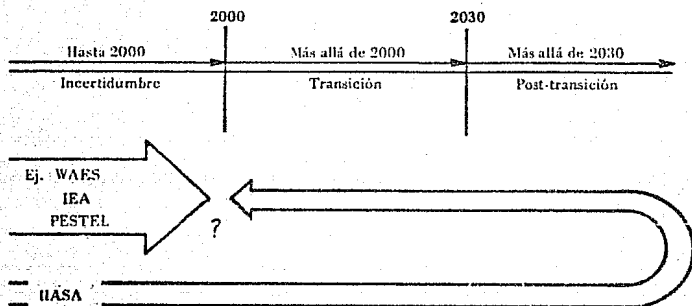
El estudio de IIASA que aquí se describe sintetizado, es un Programa de Sistemas Energéticos que se refiere a los aspectos globales de la oferta de energía entre nuestros días y el año 2030, período en el cual, como ya mencioné, el sistema energético mundial entrará en una transición energética importante. El estudio puede visualizarse en su conjunto en los diagramas de la fig. No. 2.

El período hasta el año 2000 se puede considerar como el período "confuso" en el cual el mundo se enfrentará a una creciente escasez de combustibles "limpios". Más aun, en estos diagramas se puede observar que en algún momento del futuro mediano, el mundo deberá satisfacer sus necesidades energéticas con un recurso inagotable como la energía solar y la energía nuclear a través de los llamados reactores de fusión y de cría. Esto indica que se deberá considerar un importante período de transición que empezará, de acuerdo con el IIASA, en el año 2000. En este sentido, este estudio pretende poner de manifiesto la importante necesidad de que el mundo se prepare para esta transición, ajustando suavemente su estructura energética. IIASA consideró al año 2030 como límite para sus proyecciones energéticas, pues permite tener un "horizonte" de 50 años, período que representaría dos veces la vida normal de una instalación energética importante y más de una generación humana. Asimismo este año es importante pues permite considerar la relación entre las medidas tomadas para solucionar los problemas y necesidades actuales y lo que se puede observar que en algún momento del futuro mediano, el mundo deberá satisfacer sus necesidades energéticas con un recurso inagotable como la energía solar y la energía nuclear a través de los llamados reactores de fusión y de cría. Esto indica que se deberá considerar un importante período de transición que empezará, de acuerdo con el IIASA, en el año 2000. En este sentido, este estudio pretende poner de manifiesto la importante necesidad de que el mundo se prepare para esta transición, ajustando suavemente su estructura energética. IIASA consideró al año 2030 como límite para sus proyecciones energéticas, pues permite tener un "horizonte" de 50 años, período que representaría dos veces la vida normal de una instalación energética importante y más de una generación humana. Asimismo este año es importante pues permite considerar la relación entre las medidas tomadas para solucionar

los problemas y necesidades actuales y lo que se puede preveer para los años venideros.

Asimismo, tomando en cuenta este panorama, posiblemente se pueden evitar algunos de los problemas que aun subsisten, o cuando menos se pueda planear el futuro energético sin graves perturbaciones,

FASES DE TIEMPO DE LA ENERGIA Y ACERCAMIENTO A LA ESTRATEGIA ENERGETICA DE IIASA



APROXIMACION A LOS SISTEMAS DE ENERGIA

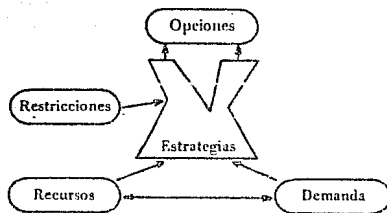


Figura 2.

Más aun, en la mitad inferior de la fig. No. 2, se presenta el enfoque de IIASA con respecto a la problemática energética mundial. Aquí se describe un estudio sistemático sobre la naturaleza de la demanda energética a largo plazo, una evaluación del potencial de los diferentes recursos energéticos, la identificación de distintas restricciones energéticas tanto físicas, como tecnológicas, sociales y ambientales y finalmente, la formulación de las estrategias apropiadas a la luz de las opciones disponibles.

Para poder hacer manejable la evidente heterogeneidad del marco de estudio, se dividió al mundo en siete regiones (fig. No. 3). Las regiones se identificaron no necesariamente por su proximidad geográfica, sino por sus similitudes en cuanto a su estructura económica, estilo de vida y recursos energéticos. Las proyecciones de población usadas para estas regiones se muestran en la fig. No. 4, que es un desglose detallado de las cifras ya mostradas en la fig. No. 1.

Figura 3. LAS SIETE REGIONES GEOGRAFICAS DEL MUNDO EN LOS ESCENARIOS DE PROGRAMAS DE ENERGIA

Región I:	Norteamérica (USA y Canadá)
Región II:	URSS y Europa Oriental
Región III:	Europa Occidental, Japón, Australia, Nueva Zelandia, Sudáfrica e Israel
Región IV:	Latinoamérica
Región V:	África (excepto el norte de África y Sudáfrica), sur y sureste de Asia
Región VI:	Medio Oriente y África del Norte (Egipto, Argelia, Libia)
Región VII:	China y Asia centralmente planificada

**Figura 4. PROYECCIONES DE POBLACION
POR REGION**

Región	Población (millones)		
	1975	Proyecciones	
		2000	2030
I	236	281	315
II	363	436	480
III	516	669	767
IV	319	575	797
V	1,422	2,528	3,550
VI	133	249	353
VII	912	1,330	1,714
Mundial	3,946	6,082	7,976

17.3.1 RESTRICCIONES ENERGETICAS.

El mundo en que vivimos impone restricciones al uso de la energía. De acuerdo a IIASA, las restricciones energéticas que se identifican más fácilmente son las que se derivan del clima, el impacto ambiental, los riesgos de la vida y la salud y las limitaciones de recursos, capital y personal. El estudio analizó estos problemas en forma separada y en algunos casos los analizó en su conjunto.

Por lo que respecta al impacto del clima en los sistemas energéticos, el estudio está de acuerdo con el consenso general que existe entre los investigadores de este campo. Los efectos más importantes son los efectos "catalíticos" que el uso de energía puede provocar al afectar los "flujos naturales". Estos "efectos catalíticos" pueden surgir si se concentra el uso de energía en los lugares equi

voçados, si se interfiere con los flujos de aire o agua que distribuyen energía a lo largo del globo, o por interfeirir directamente en los fenómenos que estabilizan la oferta y demanda energética en el mundo. De estos efectos el primero no parece representar mayor problema siempre y cuando la industria y la población mundial no se concentren en unas cuantas sub-regiones. El segundo, la interferencia con la circulación atmosférica y oceánica establece límites a la energía eólica y oceánica (como la conservación de la energía térmica de los océanos). Por lo que respecta a la interferencia del balance energético en el mundo, en opinión de IIASA, es el más serio y además, pudiera ser el más devastador, ya que está asociado con el problema de la emisión de bióxido de carbono (CO_2). El aumento de la concentración de CO_2 está íntimamente ligado con la demanda de combustibles fósiles para la generación de energía. El CO_2 en la atmósfera interfiere con la radiación del llamado "desecho calorífico" del globo terráqueo al espacio y una gran concentración podría provocar un sobrecalentamiento de la tierra. Esto podría llevar a cambios en el clima, en los patrones agrícolas entre las bandas latitudinales del globo y al derretimiento de las capas de hielo en los polos con sus consecuentes peligros de inundación. A este respecto se sugiere que se limite el consumo de combustibles fósiles a un nivel que no supere el actual, hasta que no se tenga un mayor conocimiento del problema.

En general, los sistemas energéticos actuales también presentan riesgos de enfermedad y muerte si no se les pone la atención debida. En este sentido, se considera que el carbón es el recurso con más riesgos, aunque con un buen diseño y una buena operación de los mismos, sistemas de transporte y plantas energéticas asociadas con el carbón, los riesgos de su uso se podrían reducir considerablemente. Por otro lado, el documento señala que los "riesgos catastróficos" que pueden existir por el aprovechamiento de la hidroelectricidad y la energía nuclear, si bien es cierto que potencialmente son graves, particularmente en el caso de la hidroelectricidad, son poco probables, ya que operan con altos márgenes de seguridad.

En lo referente a los impactos ambientales del uso de la energía, IIASA diseño un sistema descriptivo llamado WELM. Cada letra representa los siguientes insumos: W(agua); E(energía); L(tierra); M(materiales); y M(mano de obra). Estos insumos se describen en --

diferentes sistemas energéticos. Los diagramas WELMM exhibidos en la fig. No. 5, permiten hacer una comparación interna de los diferentes sistemas sobre bases relativas. Asimismo, el patrón WELMM relaciona los requerimientos de capital de varios sistemas energéticos.

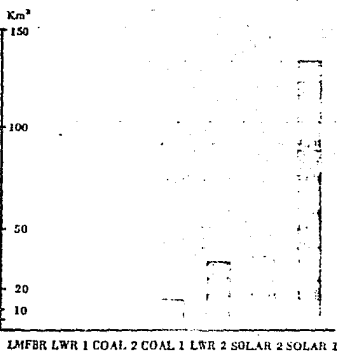
17.3.2 ENERGIA PRIMARIA, SECUNDARIA Y FINAL.

Otro aspecto importante del panorama energético es diferenciar la energía en sus diferentes etapas de conversión y uso. En este sentido, la fig. No. 7 es de gran ayuda para entender este problema.

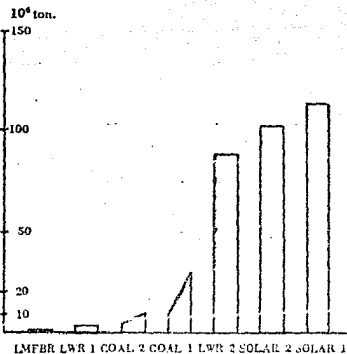
La energía primaria es aquella que se recupera de la naturaleza como el agua que fluye hacia una presa, el carbón recién extraído una misma, el petróleo, el gas y el uranio. En muy raras ocasiones la energía primaria puede utilizarse directamente como energía final, o sea la energía que se utiliza para proporcionar servicios energéticos. Una de las pocas formas de energía primaria que pueden aprovecharse directamente como energía final, es el gas natural y por este motivo es el combustible preferido, donde quiera que se encuentre.

Figura 5

Comparación de los requerimientos acumulados de áreas terrestres para producir 6.1 TWe de electricidad



Comparación de los requerimientos acumulados de materiales para producir 6.1 TWe de electricidad

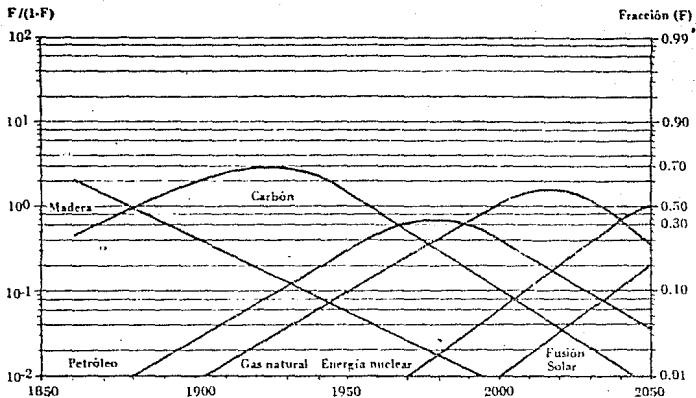


LWR1: Reactor de agua ligera que usa uranio de alta calidad
 COAL 1: Minas a cielo abierto
 COAL 2: Minas subterráneas

LWR 2: Reactor de agua ligera que usa 70 ppm de uranio mineral
 SOLAR 2: Colector solar tropical, "huen sol"
 SOLAR 1: Colector solar de zona templada

Básicamente la energía primaria se convierte en energía secundaria que puede utilizarse en varios tipos de aplicaciones. Algunos ejemplos de energía secundaria son la electricidad, la gasolina, el gas natural, etc.

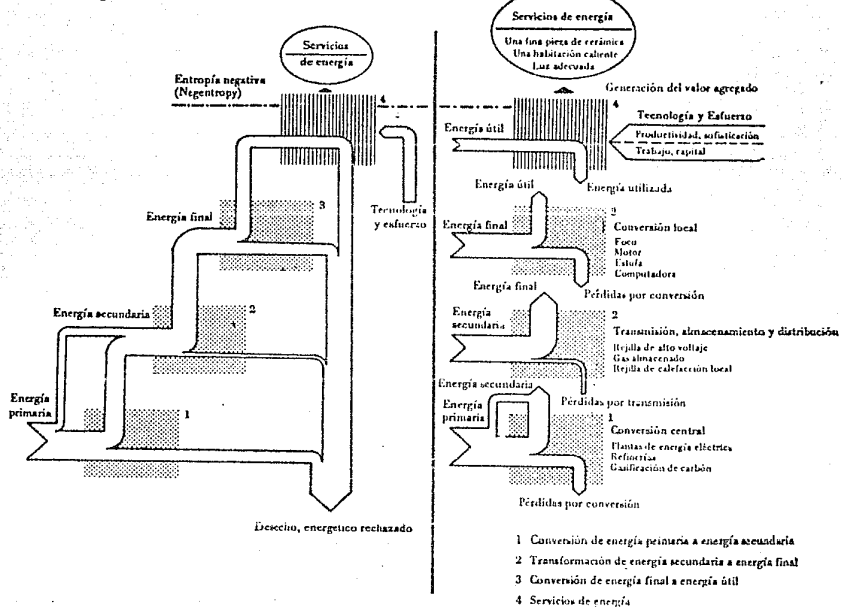
Figura 6. SUBSTITUCION DE ENERGIA PRIMARIA MUNDIAL



En menor grado se puede considerar también el carbón de baja calidad, al carbón mejorado y a la leña como formas de energía secundaria, aunque su demanda ha disminuido, pues su uso no es muy conveniente. En el caso de la energía secundaria, es importante destacar que para utilizarse sin exigir mucho del consumidor, debe ser

fácil de transportar y distribuir y que pueda usarse en diferentes dispositivos. En este sentido se ha tendido al uso de redes de distribución, particularmente en el caso de la electricidad y el gas. Asimismo, por la facilidad de almacenamiento, manejo y transporte, se ha tendido al uso de combustibles líquidos, de los cuales la gasolina y el diesel son los mejores ejemplos.

Figura 7. FLUJOS DE ENERGÍA: DEFINICIÓN DE TERMINOS



La energía primaria se convierte en energía secundaria de diferentes maneras. Las centrales de energía producen electricidad y algunas veces calefacción para áreas metropolitanas. Las refinerías convierten petróleo, que no es un combustible fácil de usar, a líquidos más convenientes como gasolina, tubosina, diesel y nafta. Cuando el gas no se encuentra disponible, las plantas de conversión de carbón lo pueden producir. Algunas veces la planta de conversión es el producto final del sistema, como sucede con la energía nuclear de fisión en la cual la conversión química, el enriquecimiento isótopo y la fabricación de combustible son procesos que anteceden la planta energética. Algunas veces como pasa con el generador hidroeléctrico o el de viento, la máquina es muy simple. Sin embargo, hay pérdidas de conversión al pasar de la energía primaria a la secundaria y hay pérdidas de transmisión al llevar la energía al consumidor. De acuerdo a IIASA, es erróneo pensar en que estas pérdidas sean un desperdicio ya que representan un intercambio de eficiencias y además, el uso de la energía para transformar y transmitir energía permite al usuario final aplicarla eficientemente de acuerdo a sus propósitos.

Estos pasos finales son la conversión de la energía secundaria a la energía final, como la energía de un motor, una estufa, una computadora o un foco, y de la energía final a energía utilizable que es la energía almacenada en un producto. Esto también está comprendido en los diagramas del estudio. El propósito de los diagramas es mostrar como al crear el producto, la energía no es solamente una entidad almacenada, sino también un estabilizador para hacer un uso más eficiente de otros recursos, como trabajo y capital.

17.3.3 CONSERVACION.

En términos generales, conservación de energía significa básicamente el uso racional de la misma. Hay muchas formas de lograr esto. Una primera manera descrita por IIASA, es el llamado "precio inducido" que se relaciona con los costos relativos de todos los in

sumos que entran en el proceso energético cuyas cantidades variarán para obtener los resultados deseados. Por ejemplo, si el precio de la fuente energética aumenta, se usará menos energía y se incrementará el uso de otros insumos. De esta forma, si se considera por ejemplo a los países fríos se observará que en la medida que aumente el precio de la energía, estos países invertirán más en aislamiento térmico y otras medidas que conserven calientes los edificios para así ahorrar energía.

El proceso tecnológico también influye en la disminución del uso de la energía, fundamentalmente en lo que se refiere al mejoramiento de la eficiencia en la conversión y proceso de utilización de la energía. Estos dos últimos procesos implican ineficiencias llamadas "pérdidas" y en la medida que éstas disminuyan, aumentará la eficiencia energética y es precisamente en esta fase donde el avance tecnológico tiene su impacto fundamental, ocurriendo lo que IIASA denomina "conservación tecnológica". Un ejemplo de esta "conservación tecnológica" se puede apreciar en la generación de electricidad en cuanto a la tendencia en los últimos años por mejorar la eficiencia en la conversión de calor a energía eléctrica, precisamente en términos de una disminución de "pérdidas" energéticas en el proceso de electricidad.

Otro tipo de conservación descrito por IIASA es la denominada "conservación socio-económica" en la cual se presenta una interacción entre los precios y las tendencias sociales que conllevan en ocasiones, a una sustitución de actividades de alta intensidad energética por aquellas de menor intensidad energética, con un valor de consumo similar. Un ejemplo de este tipo de conservación puede ser el uso de la bicicleta en lugar del automóvil como respuesta al incremento de los precios de la gasolina.

17.3.4 OPCIONES DE SUMINISTRO DE ENERGIA.

De acuerdo a IIASA todavía existen en el mundo grandes volume

mes de aquellos combustible tradicionales como el carbón, petróleo y gas natural, los cuales seguirán utilizándose mientras sean "baratos" y "limpios". Sin embargo, en los próximos 50 años habrá, - como se mencionó anteriormente, una transición, pues estas fuentes tradicionales se empezarán a agotar y muchas regiones del globo empezarán a usar carbón y petróleo que serán más caros y "sucios" - (más sucios por su impacto ambiental y por los riesgos implícitos - en su extracción) ya que sus costos de obtención y refinación serán más elevados. El petróleo que IIASA denomina "sucio" es aquel que se produce en la recuperación secundaria y terciaria en los campos petroleros ya existentes; petróleo de pozos del subsuelo marino muy alejados de las costas; de yacimientos polares; petróleo pesado de Venezuela y combustibles de "minas" más que de perforación como el petróleo de esquistos bituminosos, arcillas bituminosas y particularmente de carbón, que para el año 2030, según IIASA, será una - - fuente básica para la producción de combustibles líquidos como gasolina, destilados intermedios y metanol.

17.3.5 ENERGIA NUCLEAR.

IIASA ha explorado algunos escenarios en los cuales se estima que para el año 2030 se podrá disponer de una capacidad de generación de 10 Twa* de energía nuclear. Suponiendo una eficiencia del 40% en la conversión de calor y un factor de capacidad de 2/3, esto corresponde a un insumo térmico de 10 Twa. Este sería el límite superior en el estudio, de lo que se consideraría como nivel máximo - de penetración de la energía nuclear en el mercado con una vigorosa y aceptada industria nuclear en el mundo.

* El terawatt (TW) es una unidad utilizada frecuentemente por la -- comunidad científica internacional y es igual a 10^{12} watts. Cuando la unidad de energía suministrada o consumida equivale a un TW en un año, se tiene el terawatt-año (Twa) y es igual a 8.77×10^{12} Kilowatt-hora. Para indicar el promedio anual de uso de energía, que es también una unidad de potencia se usa el terawatt-año por año (Twa/a) que equivale estrictamente a un terawatt, pero se -- distingue como se señaló, por ser un valor promedio. El terawatt

es una unidad muy grande pero apropiada para describir las tasas de uso energético a nivel mundial. Por ejemplo, el mundo está actualmente usando energía a una tasa de 8 TWh/a; E.U. está usando energía a una tasa de 2.5 TWh/a, de la cual un poco menos de 1 TWh/a se destina para la generación de electricidad.

Estos escenarios requerirán de 10 a 15 millones de toneladas de uranio antes de que se alcanzara un nivel en que la tasa de crecimiento de la producción de este mineral fuera prácticamente cero. La fig. No. 8 muestra este escenario de abastecimiento. Se considerarán en esta figura reactores para usos tales como navegación e instalaciones remotas o submarinas; reactores de agua ligera para diversos usos domésticos y para uso industrial; reactores de alta temperatura para las industrias químicas y metalúrgica (incluida la hidrogenación del carbón) y como fuentes para la generación de electricidad, así como reactores de cría.

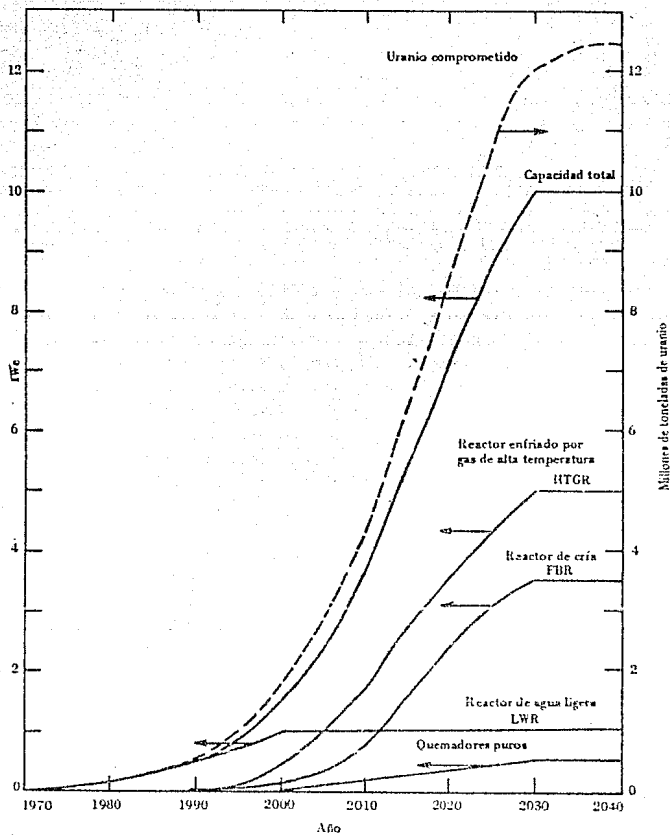
Este escenario es posible pero dependerá en gran medida de la aceptación pública de la energía nuclear y esto significa que las cuestiones acerca de la seguridad de los reactores y de los desechos nucleares sean resueltas. Con respecto a la fusión, IIASA considera que es un "pricipiante tardío" en la carrera energética y parece poco probable que logre penetrar significativamente en el mercado para el próximo medio siglo.

17.3.6 ESTACION SOLAR CENTRAL.

La estación central de energía solar puede proporcionar electricidad e hidrógeno del mismo modo que la energía nuclear. Requiere de una mayor área terrestre y más materiales que la energía nuclear, pero por el contrario, está libre de riesgos, tiene gran aceptación y es inagotable. De acuerdo a IIASA, para el año 2030 ésta podrá empezar a ser una opción de suministro energético tan solo de unos cuantos terawatts, pero puede ser posible que para ese tiempo pueda tener una penetración importante en el mercado.

Es importante señalar que IIASA considera muy probable para efectos de planeación que el mundo pueda usar tanto energía de fisión como energía solar, en términos de costos comparativos. Así-

Figura 8. ESTRATEGIA DE PROPOSITOS MULTIPLES



es interesante observar que la zona de Africa del Norte y Medio -- Oriente que son de las regiones más ricas en petróleo, es la región más favorecida en el mundo para la explotación de la energía solar. Esto quiere decir que en un futuro mundial con una gran proporción de energía solar en el balance energético, esta región seguirá siendo una importante abastecedora de energía.

17.3.7 ENERGIA SOLAR EN PEQUEÑA ESCALA Y OTRAS FUENTES ENERGETICAS RENOVABLES.

Dado que se ha considerado que el mundo debe mejorar su eficiencia de consumo de energía en el uso final, IIASA prevé que el mercado para sistemas solares de pequeña escala será muy reducido. Por lo tanto la energía solar producida en economías de escala como las estaciones solares centrales mencionadas en el punto anterior, tendrán más posibilidades que las plantas solares en pequeña escala.

Sin embargo, podría haber una excepción en los sistemas fotovoltaicos de fabricación doméstica que pudieran producir energía para el aire acondicionado en climas calurosos. Pero también su desarrollo pudiera no ser importante pues el problema en este caso no radica en las celdillas fotovoltaicas en sí, sino en la interconexión y en la capacidad para acondicionar la potencia generada y proporcionar energía barata y libre de mantenimiento en el "punto de aplicación" (en el lugar donde se destine para su uso final). También estos sistemas deben ser compatibles con el sector eléctrico especialmente en períodos de mantenimiento o de obscuridad repentina o simplemente para abastecer las demandas pico de energía. Por otro lado, se estima como poco probable un avance sorpresivo en la tecnología de fabricación de celdillas fotovoltaicas o en la tecnología de almacenamiento de energía solar de alta calidad.

Con respecto a otras fuentes energéticas renovables como la -- hidroelectricidad, el viento y la biomasa, se considera al igual -- que con la energía solar, que el mayor potencial provendrá de sistemas centralizados de colección y distribución de energía, más que de sistemas integrados en pequeña escala. La fig. No. 9 muestra la capacidad de generación de energía del mundo a través de fuentes --

renovables. Se considera que la demanda total de energía proveniente de fuentes renovables pudiera ser de 20 TW, en un escenario bajo para el año 2030. Sin embargo, de acuerdo a IIASA, solo una fracción de esa demanda podrá satisfacerse, ya que solo podrán generarse 8 TW.

Entre las causas de esta estimación pesimista está el hecho de que la biomasa tiene efectos importantes en la ecología mundial por lo que su participación no sería muy alta (2.5 TW); los sistemas solares en pequeña escala por las razones ya mencionadas, tampoco tendrán mucha importancia; la hidroelectricidad se verá limitada debido a que el 50% de las áreas explotables no desarrolladas se encuentran en lugares muy alejados de los consumidores y la energía eólica también está en la misma situación, pues los sitios aprovechables no están cerca de los consumidores.

Figura 9. POTENCIAL ESTIMADO DE LA OFERTA DE ENERGÍA RENOVABLE

Fuente	Potencial		
	Técnico	Realizable	Restricciones
Bosque y combustible agrícola	7.5	2.5	Ecológico Climatológico
Panel solar Panel del suelo Bombas de calor	5.0	1.0	Económico Tecnológico
Energía hidráulica	2.9	1.5	Ecológico Social
Viento	3.0	1.0	Económico
OETC	1.0	0-1	Ecológico Climatológico Tecnológico
Geotermia	< 0.4	0.2	Económico
Desechos orgánicos	0.1	0.1	Balanceado
Energía glacial	0.1	0	Tecnológico
Mareas	0.04	0	Computacional
Total	20	6.3 - 7.3 TW	

17.3.8 SUMARIO DE OFERTA.

La capacidad mundial de suministro de energético se muestra en la fig. No. 10. El propósito de esta fig. es destacar que se tienen muchos recursos y que son posible o verdaderamente infinitos. En lo que no hay seguridad es en el sentido de que si estos recursos puedan ser explotados a una tasa adecuada con las necesidades mundiales.

Tomando en cuenta que no se podrá disponer de más de 17 Twa/a - de energía nuclear primaria para el año 2030, entonces la producción energética para ese año no será mayor de los 45 Twa/a. Más aun, si se consideran las restricciones, no será posible llegar a esa cantidad. Por ejemplo, una producción de 8 TW de petróleo y gas y 20 TW de carbón, producirían emisiones de CO₂ tres o cuatro veces más altas que el uso actual.

Figura 10. RESUMEN DE LOS RECURSOS, PRODUCCION POTENCIAL Y RESTRICCIONES

	Producción (Twa/a)	Recursos (Twa)	Restricciones
Renovables			
Madera	2.5	∞	Economía - Medio ambiente
Hidroelectricidad	1 - 1.5	∞	Economía - Medio ambiente
Total	6 - (14)	∞	Economía - Naturaleza
Petróleo y gas	8 - 12 (?)	1 000	Economía - Medio ambiente - Recursos
Carbón	10 - 14 (??)	2 000	Sociedad - Medio ambiente - Economía
Energía nuclear			
Queimador	12 2020	300	Recursos - Aceptación pública
Ceña	< 17 2030	300 000	Tasas de construcción - Recursos - Aceptación pública
Fusión	2 - 3 2030	300 000	Tecnología, - Tasas de construcción
Solar			
Sencillo	1 - 2	∞	Economía - Tierra - Infraestructura
Sofisticado	2 - 3 2030	∞	Tasas de construcción - Materiales

17.3.9 ESCENARIOS ENERGETICOS MUNDIALES.

Otro aspecto del estudio de IIASA ha sido la construcción de - escenarios o proyecciones de como la demanda y la oferta de energía van a evolucionar en el tiempo. Por supuesto estas no son predicciones, sino que son intentos para ver como algunas de las variables que pueden afectar el problema energético interactúan unas con otras. Entre estas variables están la población, el crecimiento económico y otras variables económicas tales como la inversión de capital, los - procesos de penetración del mercado y las restricciones sociales.

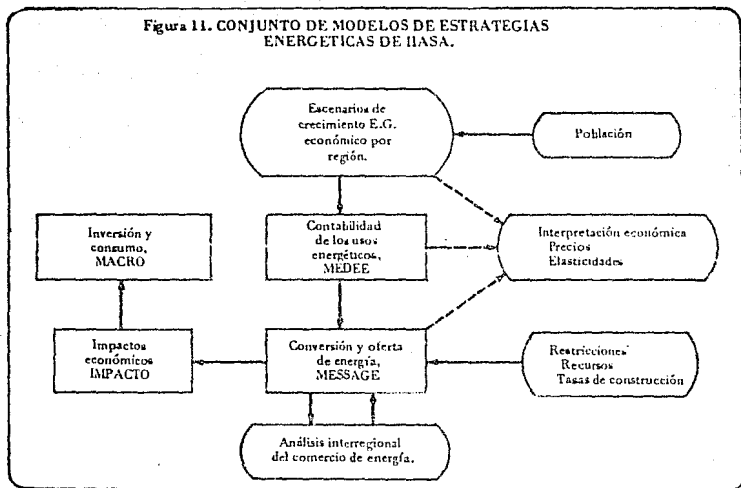
En los escenarios, se utilizó la proyección de población hecha por Keyfitz y objetivos variables de crecimiento económico. Asimismo se consideraron como insumos las tendencias de la eficiencia tecnológica y por otro lado las tasas de difusión tecnológica fueron consideradas por abajo de su supuesto nivel máximo superior. - Dentro de estos límites, la energía deberá ser suministrada conforme a la demanda energética secundaria y a los niveles mínimos de inversión y costo.

En el proceso de estudio se aplicó un conjunto de modelos, de los cuales el principal era el MEDEE (contabilidad de los usos energéticos), en el que se señalaban las demandas energéticas y el - MESSAGE (oferta y conversión de energía) en el que se indicó la oferta. El conjunto de modelos está diagramado en la fig. No. 11. Los modelos individuales se procesaron en la computadora de IIASA, pero no se interconectaron mediante la máquina. Se insistió en examinar todas las entradas y salidas de la computadora para tener la seguridad de que se estaban obteniendo resultados verosímiles en todos los pasos. Finalmente los datos fueron interpretados con los modelos - MACRO (Inversión y consumo) e IMPACT (Impactos económicos), y el análisis de mercado interregional así como las determinaciones económicas del precio y las elasticidades también fueron examinadas para - ver si los resultados formaban patrones que fueran consistentes con las entradas. De no ser así, las entradas se cambiaban y el sistema se volvía a correr. De esta manera se ligó la capacidad de reconocimiento de la capacidad humana con la capacidad de procesamiento de datos de las máquinas, obteniéndose los mejores resultados de --

de ambas. Lo más importante fue asegurar que los resultados fueran consistentes internamente.

Los modelos fueron corridos tomando en cuenta cada región. La principal relación entre las regiones es el comercio internacional, balanceado por la reasignación de los suministros energéticos en el modelo MESSAGE hasta que el comercio energético, principalmente el de petróleo, quedará aclarado. El análisis trató de situar a la demanda energética mundial para el año 2030 entre un valor "alto" de alrededor de 40 TWA/a y un valor "bajo" de alrededor de 20 TWA/a.

Figura 11. CONJUNTO DE MODELOS DE ESTRATEGIAS ENERGETICAS DE IIASA.



Las cifras económicas correspondientes a un alto crecimiento y a un bajo crecimiento mundial, se indican en la fig. No. 12.

Se puede ver que las productividades económicas de las regiones IV y VI, juzgadas por la relación PIB/cápita alcanzó niveles "avanzados" para el año 2030 en ambos escenarios, pero que las regiones V y VII permanecieron subdesarrolladas, particularmente en el escenario bajo. Las tasas de crecimiento económico, generalmente más rápido en las regiones subdesarrolladas fueron contrarrestadas por el crecimiento de la población, particularmente en el escenario bajo.

Figura 12. TASAS MEDIAS DE CRECIMIENTO

Región	Tasa de crecimiento del PIB (% por año)		PIB/percápita 10 ³ \$US de 1975		
	Alta	Baja	Alta		Baja
			1975	2030	2030
I	2.9	1.7	7.05	25.16	13.24
II	3.9	3.0	2.56	15.95	9.82
III	2.9	1.9	4.26	15.25	8.68
IV	4.4	3.5	1.07	4.48	2.68
V	4.3	3.3	0.24	0.98	0.56
VI	5.1	3.6	1.43	8.27	3.71
VII	4.2	2.6	0.35	1.80	0.79

17.3.9.1 NATURALEZA DE LA DEMANDA.

La fig. No. 13 muestra las participaciones sectoriales de la demanda energética final. Aquí se puede observar como el transporte usa básicamente combustible líquidos mientras que los edificios son consumidores básicamente de electricidad. Por otro lado, se señala que las actividades de transporte de los países subdesarrollados tenderán a una demanda energética final relativamente alta. En los países desarrollados la demanda de energía final en los edificios es y será mayor que en el caso de los países subdesarrollados, debido a sus mayores requerimientos de calefacción. La baja participación de la demanda final energética en los edificios de los países subdesarrollados se debe no solo por su considerable dependencia de fuentes renovables (actualmente no comerciales), que se estima satisfacen cerca del 45% de las necesidades de energía utilizable del sector residencial/servicios, como también por sus modestas necesidades de calefacción.

El análisis de demanda en el modelo MEDEE proporciona información sobre las necesidades de ciertas formas de energía como combustible para motores, electricidad, coque, energía solar "suave" (o en pequeña escala), y calefacción urbana, y además muestra la fracción que deberá satisfacer la "inter-substitución" de combustible fósiles. La fig. No. 14 resume la energía final proyectada y las participaciones tanto de la electricidad como de los combustibles líquidos en los balances energéticos de tres grupos regionales escogidos para representar las diferencias regionales.

En general, la demanda de combustibles líquidos continuará aumentando aproximadamente a la misma tasa que la demanda de energía final, aunque del 84 al 20% de su uso se limitará a usos prioritarios para el año 2030, contra el 58% usado en 1975. De esta forma, los combustibles líquidos continuarán dominando el mercado mundial energético al menos durante varias décadas.

17.3.9.2 DEMANDA DE ENERGIA PRIMARIA.

La fig. No. 15 presenta el cociente "consumo de energía final/

Figura 13. PARTICIPACION SECTORIAL EN LA DEMANDA FINAL

Región	% 1975			Alta % 2030			Baja % 2030		
	T	I	E	T	I	E	T	I	E
I	29	40	31	23	52	20	26	50	24
II	10	70	20	16	63	21	13	66	21
III	20	50	30	27	52	23	23	49	28
IV	41	47	12	44	46	10	44	43	13
V	30	59	11	29	62	9	32	55	13
VI	38	49	13	41	45	14	38	47	15

T = Transporte

I = Industria

E = Edificios

Figura 14. PARTICIPACION PORCENTUAL DE LA ELECTRICIDAD Y COMBUSTIBLES LIQUIDOS EN LA ENERGIA FINAL *

		1975	Alta 2030	Baja 2030
I + III	Energía final (TW a)	3.5	8.0	5.6
	% Electricidad	12	21	21
	% Líquidos	56	46	46
II	Energía final (TW a)	1.5	5.9	4.3
	% Electricidad	9	21	20
	% Líquidos	27	38	43
IV - VII **	Energía final (TW a)	1.0	10.5	6.0
	% Electricidad	7	13	13
	% Líquidos	48	50	53
Mundial	Energía final (TW a)	6.1	24.4	15.9
	% Electricidad	10	18	18
	% Líquidos	47	46	48
Participación de combustibles para motor y uso no energético (petroquímica) en la demanda de combustibles líquidos.		0.53	0.91	0.85

* Las cifras están sujetas a revisión para las regiones II y IV.

** Las proyecciones para las regiones I a VI están basadas en el modelo MEDEE, mientras que aquellas para la región VII están basadas en un modelo diferente denominado SIMCRED.

PIB" graficado contra el tiempo para el escenario alto. Las tendencias en el tiempo ilustran la conservación mientras que la diferencia entre las dos bandas muestran la intensidad energética del proceso de industrialización. La separación de la demanda de energía primaria por regiones se muestra en la fig. No. 16. En el último escenario la demanda total fue de 37.1 TWA/a en la proyección de alta y de 23.9 TWA/a en la proyección de baja.

17.3.9.3 SATISFACCIÓN DE LA DEMANDA.

La fig. No. 17 presenta en forma desglosada la oferta necesaria para satisfacer las demandas regionales. Este desglose enumera el tipo de fuente energética. La fig. No. 18 muestra los mismos datos como participaciones en el mercado en un escenario de proyección baja (las curvas para el escenario de proyección alta son similares). Es importante destacar la gran participación de la energía nuclear y la creciente participación de los combustibles sintéticos del carbón en el abastecimiento de combustible líquidos.

En la fig. No. 20 se puede observar que inclusive para el año 2030 el petróleo de la región VI será un combustible de gran importancia en el mercado internacional en el año 2030.

17.3.9.4 ESCENARIOS PARA EL DESARROLLO.

Uno de los problemas más importantes de la gente pobre es el de sobrevivir. Inclusive 20 años es un gran horizonte para dichos problemas y se entiende que las soluciones deberán ser locales. Los recursos energéticos disponibles son principalmente los tradicionales: biomasa, energía hidráulica y del viento y los usos más simples de la luz solar directa. Cabe llamar la atención de que estos son los mismos recursos usados y abastecidos durante las fases de industrialización de las sociedades industrialmente desarrolladas. La transición no quiere decir que dejen de usarse estos recursos renovables.

Figura 15. COEFICIENTE CONSUMO FINAL DE ENERGIA/PIB
ESCENARIO ALTO

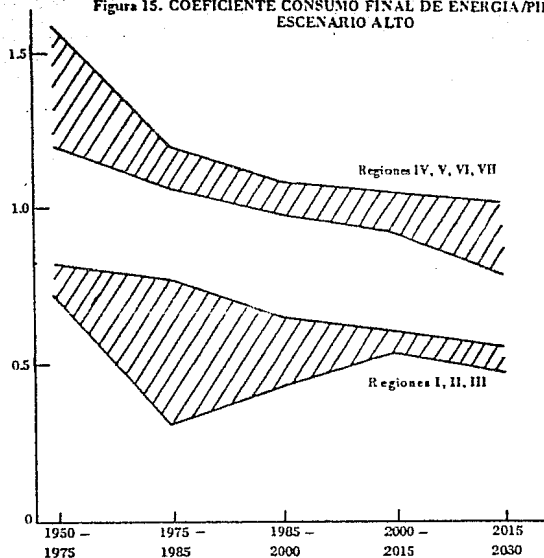


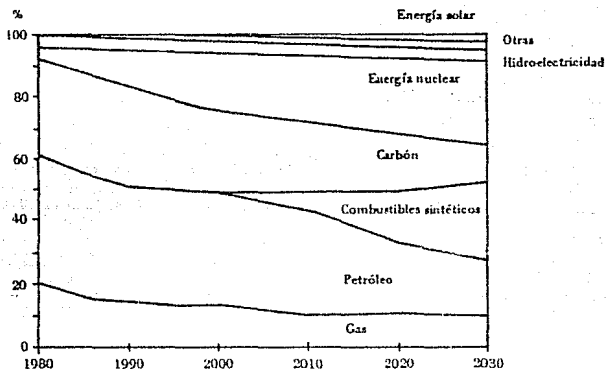
Figura 16. DEMANDA DE ENERGIA
PRIMARIA POR REGIONES,
Twa/a

Región	Twa/a		
	1975	Baja 2030	Alta 2030
I	2.66	4.37	6.02
II	1.91	6.50	9.02
III	2.26	4.54	7.14
IV	0.34	2.31	3.68
V	0.33	2.66	4.65
VI	0.13	1.25	2.11
VII	0.46	2.29	4.46
Mundial	8.1	23.9	37.1

Figura 17. DOS ESCENARIOS DE DISPONIBILIDAD
GLOBAL DE ENERGIA PRIMARIA Twa/a

Fuente Primaria	Escenario		
	1975	alto 2030	Escenario bajo 2030
Petróleo	3.61	6.96	4.85
Gas	1.51	5.45	3.00
Carbón	2.26	12.28	7.92
Energía nuclear 1	0.50	3.31	1.40
Energía nuclear 2	0	6.45	4.53
Hidroelectricidad	0.12	1.40	1.40
Energía Solar	0	0.41	0.29
Otros	0.14	0.81	0.51
Total	8.14	37.08	23.90

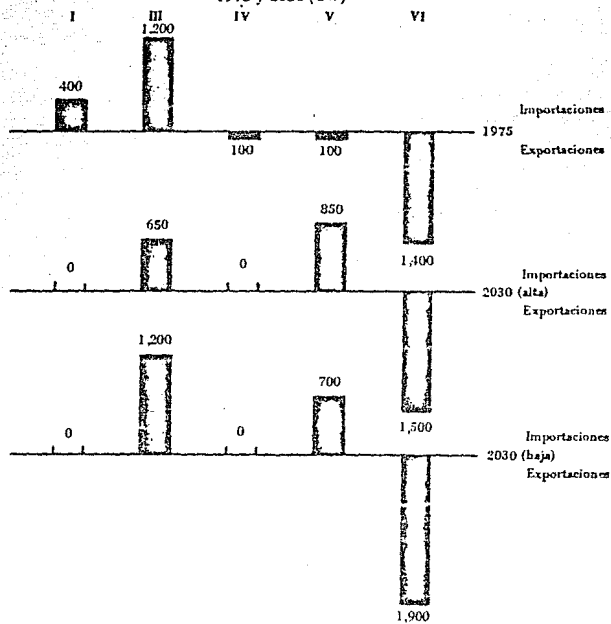
**Figura 18. DEMANDA MUNDIAL DE ENERGIA
PRIMARIA O EQUIVALENTE
(Escenario bajo)**



**Figura 19. COSTOS DE PRODUCCION DE COMBUSTIBLES
LIQUIDOS Y DE ELECTRICIDAD**

	Costo del combustible	Costo final del producto US \$/ KWh
Combustibles líquidos		
Refinación de petróleo crudo	12 \$ bpe	74
Licuefacción de carbón	20 - 25 \$ bpe 25 - 50 \$ tce	119 - 147 109 - 154
Generación de electricidad		
Carbón - quemado	25 - 50 \$ tce	151 - 235
Petróleo/gas - quemado	12 - 25 \$ bpe	214 - 431
Energía nuclear	80 - 130 \$ kgU	138 - 150
Hidroelectricidad	0	70 - 112
Energía Solar	0	335

Figura 20. COMERCIALIZACION EN LAS REGIONES PETROLERAS,
1975 y 2030 (GW)



17.3.10 ENERGIA NUCLEAR Y SOLAR.

En general, de acuerdo al estudio de IIASA, la perspectiva de recursos es clara. Deben observarse los escenarios y preguntarse - cuanto combustible fósil ha sido consumido y que es lo que queda para el uso futuro. En el año 2030, aun en el escenario alto se habrá consumido solo el 69% del petróleo convencional, 40% del gas -- convencional y 72% de la categoría I del carbón. El gas no convencional no será tocado y solo el 2% de la categoría II del carbón y el 1% del petróleo no convencional serán consumidos. Sin embargo, la conservación del carbón representará un gran esfuerzo. En otras palabras, se consumirán cerca de 3000 TW al año de los recursos combustibles fósiles y más de 2000 TW al año todavía estarán disponibles para usarse después del año 2030. "La transición a los combustibles sucios estará empezando en ese momento y el verdadero agotamiento de los combustibles fósiles ocurrirá para finales del siguiente siglo".

Dedibo tanto a los niveles de demanda como a los crecientes retrasos para desarrollar nuevas fuentes de suministro, la capacidad de recuperación del sistema de suministro energético será limitada. La diversificación de las alternativas de suministro, particularmente las que no involucran más energía nuclear o solar, pueden cubrir los riesgos de los futuros embargos de combustible y/o de presiones sociales y ambientales en contra de la explotación en gran escala de los recursos de combustibles fósiles "sucios". ¿Se podría tener más energía solar y nuclear? ¿Cuáles son los problemas".

Según IIASA, con la energía nuclear la respuesta es directa. - El escenario alto solo contempla 12 Twa/a de energía nuclear para el año 2030, mientras que los estudios de suministro surgieron que 17 Twa/a podrían ser alcanzados si a los reactores de cría se les diera todo el apoyo necesario. Bajo estas circunstancias podría continuar un mayor desarrollo de la energía nuclear después del año 2030. Sin embargo, aunque la capacidad técnica existe, partiendo de la perspectiva actual no es factible que se produzcan 12 Twa/a adicionales dada la gran oposición que existe en contra de la energía nuclear.

17.3.10.1 ENERGIA SOLAR Y NUCLEAR PARA EL DESARROLLO.

En nuestros escenarios, los requerimientos de inversión de las industrias energéticas aumentarán en todos los casos, pero mucho más en las regiones subdesarrolladas que en las regiones desarrolladas.

En término del PIB, su participación aumentará del nivel actual de entre 2 al 5%, y 8% en las regiones desarrolladas y subdesarrolladas respectivamente. Los requerimientos serían mayores si las estrategias de abastecimiento hicieran uso del potencial total disponible de la energía nuclear y solar para las regiones subdesarrolladas.

Por otra parte, la energía nuclear contribuye a mantener bajos los requerimientos de inversión en las regiones avanzadas. Esto pasa porque entre las alternativas en las regiones avanzadas se está promoviendo la exploración del carbón y del petróleo "sucio", que tienen incluso, mayores requerimientos de inversión. Así, al estudiar escenarios alternativos se ha examinado el impacto de una moratoria nuclear en el escenario bajo y puede concluirse que los requerimientos de inversión energética en el mundo podrán aumentar en un 25%. El caso contrario es el límite superior del uso del carbón en el escenario alto. La energía nuclear es un sustituto importante y los requerimientos de inversión aumentan solo en un 3%.

Por lo tanto, ni la energía nuclear ni la solar están consideradas como los principales contribuyentes directos para el desarrollo de las regiones pobres. Dos formas de energía renovable, la hidráulica y la biomasa, se han considerado explotables al máximo, particularmente en las regiones IV y V. Existe energía nuclear para el escenario alto: 300 GWe en la región IV y 150 GWe en la región V, que proporcionarán respectivamente el 15 y el 7% de las necesidades energéticas anuales. Pero el hecho es que la verdadera importancia de la energía nuclear está en liberar al abastecimiento mundial de petróleo para usarlo en las regiones subdesarrolladas mediante la reducción de los requerimientos de importación de las regiones avanzadas, particularmente las regiones I y III. Como se puede ver, la alternativa para la energía nuclear en las regiones avanzadas es más importación de petróleo y mayor desarrollo en la conversión del carbón, petróleo de esquistos y de otros combusti-

bles fósiles "sucios" de capital intensivo. La disminución en la disponibilidad del petróleo para las regiones subdesarrolladas particularmente en la región V, las forzaría a usar más combustibles fósiles caros, y probablemente las forzaría también a usar más energía nuclear. Pero el gasto de capital en estas industrias, crea una difícil situación en las regiones subdesarrolladas. El próximo período será un momento en el que muchos sectores van a ejercer fuerte y competitiva presión sobre los fondos de inversión.

CAPITULO XVIII

EL PROBLEMA ENERGETICO, PANORAMA
NACIONAL

18.1 INTRODUCCION

En este capítulo abordaremos el análisis del panorama energético Nacional y daremos las conclusiones de este trabajo.

México se halla inmerso en el panorama descrito en el capítulo anterior, y por lo tanto, comparte con otros países la resección económica y las perspectivas a mediano y largo plazo de la transición energética. Las características particulares que imperan en el país nos colocan en una posición "privilegiada" respecto a otros países, por contar con ciertas reservas de petróleo, hecho que nos da alguna flexibilidad en el planteamiento de soluciones a corto, mediano y largo plazo a la transición energética. Sin embargo, debemos tener mucho cuidado al planear nuestro futuro energético, ya que el menor desajuste o falta de previsión puede conducirnos a severas consecuencias negativas. Este análisis es un intento para plantear las alternativas con que cuenta el país, bajo las proyecciones y datos de la demanda y oferta de energía en los próximos 30 años aproximadamente.

18.2 PROGRAMA DE ENERGIA. METAS A 1990 Y PROYECCIONES AL AÑO 2000. RESUMEN Y CONCLUSIONES.

A continuación se reproduce el documento publicado por el boletín Energéticos, que edita la Comisión de Energéticos de la Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial.

Introducción.

1. El Programa de Energía deriva sus principales lineamientos del Plan Nacional de Desarrollo Industrial. La presentación del primero, año y medio después de la publicación y puesta en marcha del segundo, debe concebirse como parte del proceso continuo de planeación económica que ha establecido el presente gobierno. Se parte de objetivos y metas de carácter global para ir profundizando, afinando y detallando por sectores y ramas específicas. No podría ser de otro modo, a riesgo de que lo particular prive sobre lo general. El Plan Industrial ubica a la energía en el contexto de desarrollo económico nacional y le asigna el papel que debe jugar. El Programa que ahora se presenta da un contenido más preci-

so a las directrices ya establecidas en materia de energía.

2. A medida que avance el proceso de planeación por ramas -
de actividad, los planes sectoriales resultarán más confiables.
Ello mismo hará que las metas globales reflejen mejor las posibi-
lidades reales del país. Sin embargo, en el caso particular de -
la energía, el efecto de las decisiones no se materializa de inme-
diato. En este sector el horizonte temporal debe ampliarse, dados
los largos períodos de maduración de las inversiones, el lento de-
sarrollo e incorporación de nuevas opciones tecnológicas y la in-
flexibilidad relativa de los patrones de demanda. Por ello, el --
Programa establece metas específicas para los años ochenta, presen-
ta proyecciones al año 2000 e incluso incursiona en el primer dece-
nio del próximo siglo para examinar, en toda su extensión, la vida
probable de las reservas de hidrocarburos y las tecnologías que --
ahora se encuentran tan solo en estado incipiente o que no se uti-
lizan en el país.

3. El objetivo primordial del Programa es aprovechar la dota-
ción abundante de energéticos disponibles para fortalecer, moderni-
zar y diversificar la estructura económica de México. Desde una -
perspectiva a largo plazo, es posible distinguir dos etapas del --
desarrollo económico del país a partir de la crisis financiera de
1976. Corresponde al petróleo una función económica diferente en
cada una de ellas. En la primera, el petróleo fue, ante todo, un
instrumento de carácter financiero que contribuyó a cubrir los dé-
ficit en la balanza de pagos y en las cuentas del sector público.
En la segunda etapa, el petróleo se convierte en un instrumento -
privilegiado del proceso de transformación estructural de la eco-
nomía.

4. Al iniciarse el decenio de los ochentas, una vez alcanza-
dos los principales propósitos de la fase de consolidación de la
actividad económica, logrado un alto grado de autodeterminación -
financiera, y cumplidas las metas de producción de hidrocarburos,
es posible diseñar una política energética de más largo plazo. -
Esta deberá apoyar la transición de la economía mexicana, de la
presente situación de dependencia frente a los hidrocarburos, ha-
cia una etapa de industrialización autosostenida. Solo de esta -
manera será posible alcanzar el objetivo central de la política -

económica: acabar con la desocupación y el subempleo a finales de siglo.

5. El Programa de Energía, cuyo resumen y conclusiones se presentan en este documento, está dividido en ocho capítulos y contiene varios apéndices. Después del primer capítulo, donde se destacan los aspectos principales del Programa en su conjunto, el segundo plantea sus objetivos, establece sus prioridades y destaca sus vínculos con la industria, el desarrollo regional y el sector externo. El marco macroeconómico y sectorial del Programa se expone en el tercer capítulo. Ahí se examinan las modificaciones más relevantes a que se han visto sujetas las metas y previsiones del Plan Industrial, dados los cambios ocurridos, desde su publicación, en la escena internacional y en la política económica interna. Así mismo, a fin de derivar criterios respecto a los niveles que a largo plazo debieran tener las ventas al exterior de hidrocarburos, se exploran opciones alternativas de política económica. Este examen se lleva a cabo interrelacionando dichas exportaciones con la evolución de la estructura económica, de la balanza de pagos no petrolera, de la demanda interna de hidrocarburos y de las reservas de estos combustibles. El capítulo cuatro fija las metas del Programa a 1990 y analiza su impacto conjunto en los balances de energía del país. Ello permite cuantificar la contribución del Programa en comparación con lo que previsiblemente sucedería de seguirse las tendencias de la oferta y la demanda del sector. Los siguientes tres capítulos abordan la misma problemática por tipo principal de energético: petróleo y gas, carbón y electricidad, incluyendo en este último las distintas fuentes primarias de generación. El capítulo final se refiere a las acciones necesarias para instrumentar el Programa, así como para su seguimiento y evaluación. Los anexos cubren aspectos de método y estadísticos: los modelos usados en las proyecciones, los resultados éstas, las estimaciones del potencial energético del país y la determinación de la capacidad efectiva de generación eléctrica.

Objetivos y Prioridades.

6. El aumento de la población y la estructura demográfica del país imponen a la economía el imperativo de proporcionar volúmenes crecientes de empleo. Es solo a través de la ocupación de-

la mano de obra que podrá logarse el objetivo fundamental de la política económica de satisfacer, al menos, las necesidades mínimas de la población en un plazo razonable. Sin embargo, la expansión económica necesaria para cubrir estas demandas implica un consumo cada vez mayor de energía.

7. En la actualidad, más de nueve décimas partes de las necesidades de energía del país se satisfacen a base de un recurso natural no renovable: los hidrocarburos. Estos representan en 1980 - más de dos terceras partes de la exportación de mercancías y casi la mitad de los ingresos de divisas del país. En estas condiciones, es de la mayor importancia determinar el lapso durante el cual se mantendrá la autosuficiencia energética. Este período crítico no está definido necesariamente por el agotamiento de las reservas sino por la fecha en que la demanda interna supere la producción.

8. Un cuarto de siglo es poco tiempo para modificar la estructura energética de un país. Resulta imprescindible, en consecuencia, precisar un programa nacional de energía que permita, por una parte, acrecentar la duración de las reservas de hidrocarburos y, por la otra, implantar una estructura de producción y consumo de energía que facilite la transición gradual y ordenada a una situación de escasez de hidrocarburos en el mundo.

9. Los acontecimientos ocurridos durante los años setenta pusieron en evidencia, dramáticamente, la importancia de los energéticos en el desarrollo económico de todos los países. El futuro traerá consigo cambios tecnológicos profundos en su producción y utilización. La autosuficiencia energética de México solo podrá mantenerse mediante una participación activa en el avance tecnológico.

10. Como se señaló, el Programa de Energía emerge del Plan Nacional de Desarrollo Industrial, dentro del marco establecido por el Plan Global de Desarrollo. En un contexto más amplio puede considerarse como parte de los esfuerzos que se requieren para la elaboración de un plan mundial de energía, tal como México lo propuso ante las Naciones Unidas. En el ámbito nacional, interactúa principalmente con el Programa Nacional de Empleo, con el Sistema Alimentario Mexicano y con el Plan Nacional de Desarrollo Urbano, con los que -- mantiene unidad de propósitos y políticas.

11. El objetivo principal del Programa es apoyar el desarrollo

económico nacional. Ello implica, en primer lugar, expandir la producción de energéticos en función de las necesidades de un crecimiento económico equilibrado. En segundo lugar, significa captar los recursos derivados de la explotación petrolera para destinarlos a actividades prioritarias.

12. Dado este objetivo general, los objetivos específicos del Programa son los siguientes:

- (I) Satisfacer las necesidades nacionales de energía primaria y secundaria.
- (II) Racionalizar la producción y el uso de la energía.
- (III) Diversificar las fuentes de energía primaria, prestando particular atención a los recursos renovables.
- (IV) Integrar el sector de la energía al desarrollo del resto de la economía.
- (V) Conocer con mayor precisión los recursos energéticos del país.
- (VI) Fortalecer la infraestructura científica y técnica capaz de desarrollar el potencial de México en este campo y de aprovechar nuevas tecnologías.

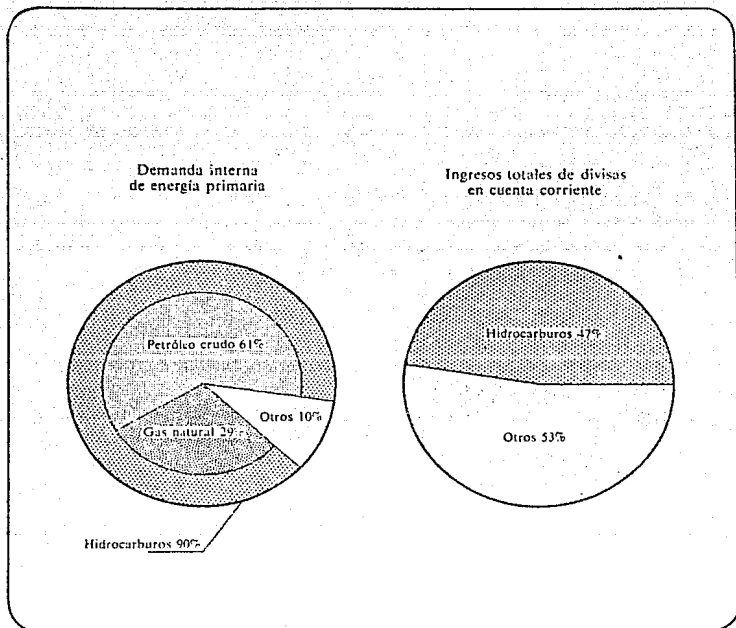
13. México, al igual que otros países, hace un uso ineficiente de sus energéticos. Ello se refleja en la elevada intensidad en el consumo de energía por unidad de producto interno bruto.

Este índice es comparable, y en muchos casos supera, al correspondiente a países altamente industrializados que se localizan en climas más fríos. Además, el consumo de energía crece a ritmos significativamente mayores a los del producto interno bruto. En particular, durante los años setenta la diferencia entre estas tasas tendió a aumentar.

14. La racionalización del consumo de energía tendrá su mayor efecto en el transporte y en la industria, incluyendo las ramas que la producen, dado que son los principales demandantes. Solo podrán lograrse ahorros significativos si se adoptan medidas concretas que modifiquen patrones de consumo y aumenten la eficiencia en el uso de los combustibles a través de una mejor planificación.

15. Durante los años ochenta será necesario hacer un esfuerzo considerable para diversificar las fuentes de energía. Unica-

Participación de los hidrocarburos en la demanda de energía
y en los ingresos de divisas, 1980



Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial

En la actualidad los hidrocarburos constituyen en la principal fuente de energía y de divisas del país. Nueve decimas partes de las necesidades de energía primaria se satisfacen a base de petróleo y de gas natural. En cuanto a las otras fuentes, la hidroelectricidad contribuye con el 5 por ciento, el carbón con el 4 por ciento y la geotermia con menos de la mitad del uno por ciento. Asimismo, más de las dos terceras partes de la exportación de mercancías, y casi la mitad de los ingresos de divisas del país en cuenta corriente, provienen de las ventas externas de hidrocarburos.

mente de esta manera se puede evitar un aumento en la dependencia frente a los hidrocarburos. Sin embargo, es importante señalar - que no es posible disminuir apreciablemente tal dependencia duran- te los próximos diez años. Dentro del marco tecnológico actual, las mayores oportunidades de diversificación se presentan en la -- generación de electricidad, aunque hay posibilidades en otros sec- tores.

16. Las actividades de exploración y evaluación de los recur- sos energéticos generan información indispensable para la planea- ción del sector. La percepción que se tenga del potencial enegéti- co influirá de manera determinante en la formulación de estos plan- es y constituirá uno de sus puntos de partida. Por ello resulta prioritario destinar importantes recursos al estudio de dicho po- tencial. Su aprovechamiento racional requiere también hacer es- fuerzos significativos en material de investigación científica y - tecnológica, y en la formación de cuadros técnicos de nivel alto - y medio así como de personal obrero calificado.

17. A partir de sus objetivos, el Programa establece priori- dades. Estas se agrupan en tres rubros generales:

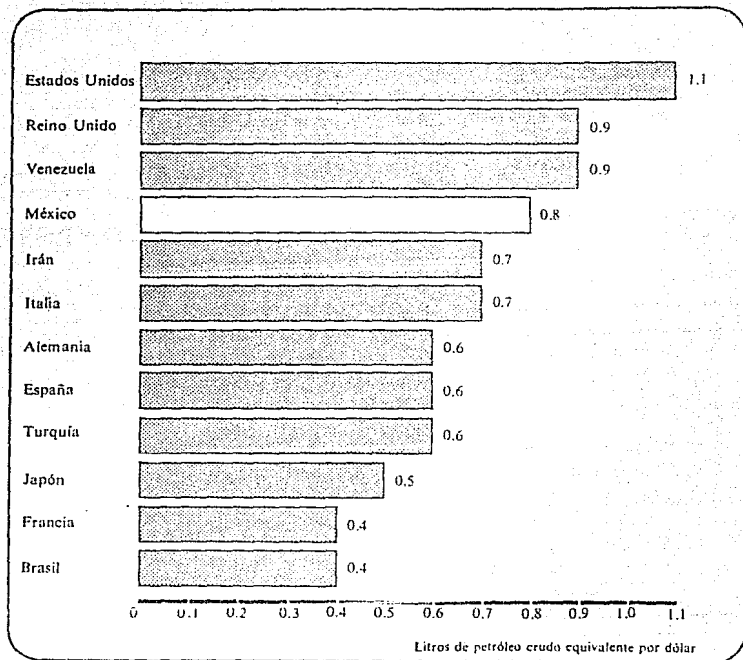
- (I) Energía e industrialización.
- (II) Energías y desarrollo regional.
- (III) Energía y sector externo.

18. En cuanto a la relación entre energía e industrializa- ción, las prioridades son:

- (I) Ampliar la capacidad de refinación, desarrollar equili- bradamente la industria petroquímica y graduar el esta- blecimiento de actividades intensivas en el uso de ener- gía.
- (II) Estimular la fabricación de bienes de capital utiliza- dos por el sector energético, particularmente los de - uso más difundido en otras ramas de actividad.

19. En lo que queda de este siglo, la explotación de las am- plias reservas de hidrocarburos incidirá necesariamente en el pa- trón de crecimiento y en el proceso de cambio estructural de la - industrial. Por sus insumos de uso generalizado, así como fuente importante de materias primas, su disponibilidad y condiciones in- ternas de venta imprimirán rasgos particulares al desenvolvimiento

Consumo de energía primaria por unidad de producto interno bruto en países seleccionados, 1978



Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial

El consumo de energía a que hace referencia la gráfica incluye la que proviene de todas las fuentes primarias y se expresa en su equivalente térmico de petróleo crudo. El producto interno bruto es la suma del valor de los bienes y servicios que genera una economía en un lapso determinado. La relación entre uno y otro es una medida global de la intensidad con que una sociedad usa energía. En el caso de México, este índice es mayor al de algunos países altamente industrializados que se localizan en climas más fríos y al de ciertas economías con un grado similar de desarrollo.

económico. Al mismo tiempo ofrecen una oportunidad única para la modernización y fortalecimiento del aparato productivo. A los beneficios que pueden derivarse de una mayor capacidad de gasto basada en las exportaciones de petróleo y de gas, deben agregarse aquellos que resultan de vincular más estrechamente el desarrollo energético al industrial. Su articulación integral permite difundir el impulso dinámico de la actividad petrolera.

20. La dimensión y el rápido crecimiento del sector de la energía permitirán irradiar fuertes estímulos a aquellas ramas industriales con las que se encuentra más directamente vinculado. Se abren grandes oportunidades en las fases productivas posteriores a la extracción del petróleo, como son la refinación, la petroquímica y las industrias intensivas en el uso de la energía. Igual sucede en fase productivas anteriores, donde se fabrica la maquinaria y el equipo utilizados tanto por esta actividad como por la generación de electricidad. La magnitud de la demanda de bienes de capital del sector energético hace que el ritmo de crecimiento de las industrias metalmeccánicas y de bienes de capital dependa, de manera importante, del patrón que adopte el desarrollo de este sector y de la interrelación que establezca con otras ramas de actividad.

21. Las prioridades respecto al vínculo entre energía y desarrollo regional son:

- (I) Apoyar la estrategia de ordenamiento territorial de los planes de desarrollo urbano e industrial.
- (II) Fortalecer y ampliar la infraestructura, servicios y abastecimientos en los lugares donde se expande la actividad petrolera a fin de aprovechar regionalmente su impulso.
- (III) Proteger al medio ambiente de las repercusiones del crecimiento de las empresas productoras de energía.

22. La expansión del sector energético tiene importantes efectos sobre las condiciones económicas, sociales y ecológicas de las regiones en las que ésta se lleva a cabo. Asimismo, afecta la distribución de las actividades productivas en el territorio nacional. El reto consiste en aprovechar y dirigir los impulsos provenientes del sector energético para lograr un desarrollo regio

nal más equilibrado acorde con los objetivos nacionales de ordenamiento territorial

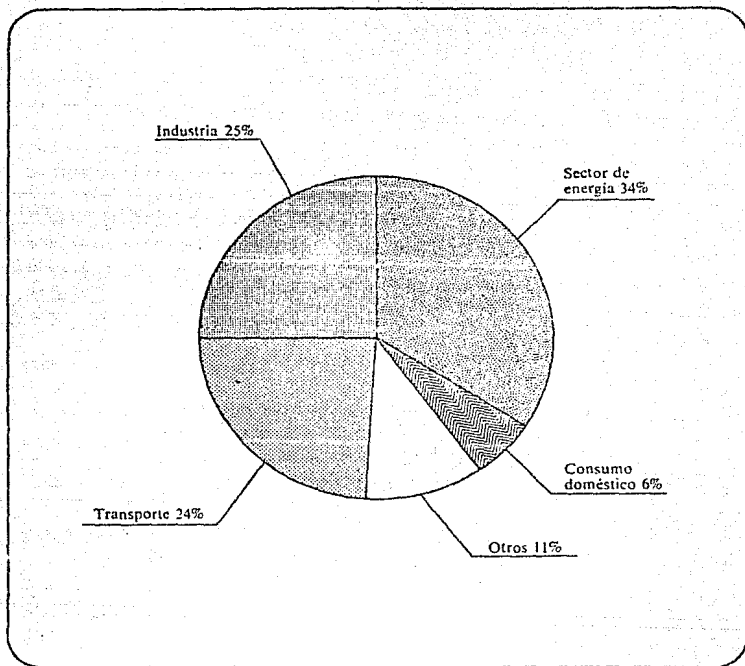
23. Los principales frutos de la expansión del sector energético han de ser captados a nivel nacional. A nivel regional, cerca de los centros productores y procesadores de hidrocarburos, se deberán obtener asimismo importantes beneficios. Sin embargo, el ritmo y la expansión de la industria petrolera ejercen presiones considerables en las regiones donde ésta se lleva a cabo. Su causa principal ha sido el notable aumento de población en los centros urbanos de dichas áreas. Convertirlos en polos de desarrollo auténticos, capaces de multiplicar las oportunidades de empleo fuera de las grandes urbes, requiere encausar de manera ordenada estos impulsos autónomos. Por razones tanto de eficiencia como de equidad, es necesario redoblar los esfuerzos desplegados hasta ahora para aumentar la oferta de alimentos y de habitación; para elevar la disponibilidad de infraestructura física y social; para eliminar los cuellos de botella que impiden la expansión de sectores no petroleros; y para evitar el deterioro del medio ambiente.

24. Las prioridades que se refieren a la relación entre energía y sector externo son:

- (I) Exportar hidrocarburos en función de la capacidad de la economía para absorber productivamente recursos del exterior, una vez cubierta la demanda interna.
- (II) Procurar que dichas exportaciones tengan un mayor poder agregado.
- (III) Utilizar la exportación de hidrocarburos para diversificar por países el comercio exterior mexicano.
- (VI) Aprovechar las ventas externas de petróleo y gas para absorber tecnologías modernas, desarrollar más rápidamente la fabricación en el país de bienes de capital, tener acceso a nuevos mercados para la exportación de manufacturas, y lograr mejores condiciones de financiamiento.
- (V) Cooperar con otros países en desarrollo en el suministro de petróleo y en la búsqueda de exportación de fuentes locales de energía.

25. Dado el objetivo político y económico de diversificar la estructura productiva del país durante los años ochenta, el Programa

Estructura de la demanda de energía primaria por principales destinos, 1979



Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial

El sector energético es el principal consumidor de energía primaria del país. Este incluye la refinación de petróleo, la generación de electricidad y la coquización de carbón, actividades que al convertir la energía primaria en formas secundarias aprovechables, la usan de manera intensiva. La industria y los transportes son los otros grandes demandantes. En contraste con países industrializados ubicados en climas más fríos, el consumo doméstico es relativamente reducido. Por último, los sectores agrícola, comercial y de servicio público, así como los usos no energéticos, absorben la parte complementaria.

de Energía establece como límites a la exportación de petróleo un nivel de 1.5 millones de barriles diarios y de 300 millones de -- pies cúbicos al día de gas natural. Ello implica un esfuerzo considerable del resto de la economía para balancear mejor la composición de las exportaciones. Con el propósito de evitar el riesgo de depender excesivamente de un solo producto, debe procurarse que los hidrocarburos no sobrepasen el 50% de los ingresos corrientes de divisas.

26. Buscando diversificar los flujos de comercio exterior del país, se establecen los siguientes criterios generales:

- (I) Tratar de evitar la concentración de más del 50% de las exportaciones mexicanas de hidrocarburos en un solo país.
- (II) Buscar mantener en menos del 20% de la participación de las exportaciones mexicanas en el total de las importaciones de crudo y productos petrolíferos de cualquier país. Solo en el caso de las naciones de Centroamérica y el Caribe, se abastecerá hasta un 50% de sus necesidades de hidrocarburos.

27. México ha establecido, con Venezuela, un mecanismo de cooperación energética en favor de países de Centroamérica y el Caribe. Asimismo, estudia las posibilidades de cooperar en esta materia con otros países del continente. Aunque se trata de cuestiones de carácter universal, al abordarlas a nivel regional es posible resolver problemas concretos e inmediatos y, a la vez, probar en la práctica nuevos principios. Implantar esta opción permite avanzar en la dirección apuntada por la propuesta del Presidente López Portillo ante las Naciones Unidas de formular un plan mundial de energía. En la medida en que ello se logre, México -- acumplará su Programa de acuerdo a los principios de solidaridad internacional que siempre ha mantenido.

El Programa de Energía en el marco del Plan Industrial.

28. El Plan Nacional de Desarrollo Industrial (PNDI) contiene metas para el sector de la energía que el programa afina y detalla. Sin embargo, a partir de los primeros meses de 1979 en -- que fue publicado, han ocurrido cambios importantes en la escena

internacional y en la política económica interna que hacen necesario adecuarlo a las circunstancias presentes. Este proceso de revisión continua del PNDI ya se contemplaba en el decreto que le da vigencia y, en fecha próxima, aparecerá una publicación dedicada específicamente a ponerlo al día.

29. La actualización del PNDI incorpora los lineamientos del Plan Global de Desarrollo, aprobado a principios de 1980. En particular, adopta su meta mínima de 8% anual para el crecimiento del producto interno bruto en términos reales, con el ajuste correspondiente por sectores de la economía. No obstante, debe señalarse que hasta ahora las metas del PNDI relativas al crecimiento real de la producción por ramas de actividad económica se han cumplido satisfactoriamente.

30. El incremento ocurrido hace un año en el precio internacional del petróleo ha significado que los ingresos por la exportación de hidrocarburos, con el mismo volumen proyectado en el PNDI, sean en 1980 del doble de lo que éste estimaba en el momento de su elaboración. Sin embargo, debido a los efectos sobre el país del recrudecimiento de la recesión y de las presiones inflacionarias en el ámbito de la economía mundial, así como al comportamiento reciente de las importaciones mexicanas, el déficit en cuenta corriente de la balanza de pagos será este año de un orden de magnitud mayor al originalmente previsto.

31. Estos acontecimientos están en su mayor parte determinados por factores exógenos, en un contexto internacional particularmente inestable. En tales circunstancias, el papel de la planeación consiste en realizar una revisión permanente de dichos factores, modificando sobre bases racionales las proyecciones, y utilizar de la mejor manera los instrumentos de la política económica para ajustar las variables sobre las que se tiene control interno.

32. Con propósitos meramente ilustrativos y a fin de establecer criterios respecto a los niveles de exportación de hidrocarburos que adopta el Programa de Energía a largo plazo, se analizaron las implicaciones de dos escenarios de alternativas de política económica para México. En el primero se supuso que continuaría el deterioro de la posición externa de las ramas no petroleras. Ello haría necesario elevar la extracción y las exportaciones de hidro-

carburos para sostener, a una tasa socialmente aceptable, el crecimiento del ingreso nacional sin incurrir en problemas de balanza de pagos. El segundo escenario plantea una política económica orientada a fortalecer la industria y a recuperar el estancamiento a la agricultura.

33. En cada caso se intenta dar respuesta a las siguientes preguntas: cuánto tiempo será autosuficiente el país en hidrocarburos, en que situación se encontrará la economía una vez que deje de serlo y que características estructurales tendrá el desarrollo. Para ello se construyeron proyecciones de la economía que pretenden tan sólo destacar los rasgos predominantes de cada escenario, razón por la cual no deben, en modo alguno, considerarse como previsiones.

34. En las proyecciones, la política de extracción de petróleo y de gas natural está determinada por una de dos consideraciones:

- (I) En tanto las reservaciones no desciendan por debajo de un nivel crítico o la extracción anual no rebase un límite técnico, cualquiera que ocurra primero, la producción y la exportación de hidrocarburos se ajustan para evitar que el déficit en cuenta corriente de balanza de pagos exceda al 1% del producto interno bruto. En este caso, el crecimiento del producto interno bruto se fijará exógenamente en 8% en términos reales, tasa adoptada por el Plan Global de Desarrollo.
- (II) Si por el contrario opera alguna de las dos restricciones señaladas, la producción disminuye para mantener constante en el tiempo la vida de las reservas o bien queda fijada en su límite técnico hasta que las reservas lleguen al nivel crítico. A partir de este punto, la economía se encuentra, en principio, restringida por la balanza de pagos y la tasa de crecimiento se ajusta para evitar que el déficit en cuenta corriente sea superior a 5% del producto interno bruto, proporción máxima que se considera financiable.

35. El nivel crítico de las reservas se fijará cuando estas alcanzan una vida de 15 años en relación a la extracción anual. Como hipótesis de trabajo se consideran dos niveles para ellas: 60 mil millones y 100 mil millones de barriles de petróleo crudo equivalente, suponiendo, en este último caso, que las actuales reservas probables se conviertan en probadas. Estas cifras podrán modificarse en el futuro a medida que avance la explotación petrolera.

36. Como ocurre en la mayor parte del mundo, el grueso de los recursos petroleros se encuentran en unas cuantas áreas potencialmente ricas. Extraer una alta proporción de estos recursos requiere largos períodos de vida útil de los campos y aplicar métodos secundarios de recuperación. Esto implica que hay límites a la cantidad máxima por día que se puede producir sin dañar los campos y sin reducir el volumen recuperable en condiciones óptimas de explotación. Por ejemplo debido a la baja productividad de cada pozo en Chicontepec, explotar este campo requiere muchos años. Así, independientemente de la política de extracción que se siga, por razones técnicas la producción máxima de petróleo y gas en México no podrá exceder en período alguno una cifra total de entre 8 y 10 millones de barriles diarios de crudo equivalente. Cabe mencionar que sólo cuatro países han logrado producir en una época en este orden de magnitud.

37. Con estas consideraciones, las proyecciones están basadas en un conjunto de supuestos, algunos de los cuales son comunes a ambos escenarios en tanto que otros son específicos de cada uno. Los primeros se refieren al contexto internacional en que tendrá que desenvolverse la economía mexicana, que se estima será menos propicio al crecimiento del comercio de lo que fue en el pasado. Asimismo, se supone que el precio internacional de los hidrocarburos aumentará en términos reales a una tasa anual de entre 5 y 7% hasta el año 2000.

38. En cuanto a los supuestos particulares a cada escenario sobresalen tres: las políticas respecto al comercio exterior de manufacturas, el crecimiento de las ramas primarias y el comportamiento de la demanda interna de hidrocarburos.

39. En el primer escenario, en el que el petróleo es el apoyo principal de la economía a largo plazo, se suponen elasticidades altas de las importaciones manufactureras frente a la demanda, del orden de 2.5 durante los primeros periodos para ir descendiendo de manera paulatina posteriormente. Esto no parece un supuesto exagerado en función de lo que ha ocurrido tanto en México en el pasado reciente como en otros países que han seguido una política de apertura indiscriminada al exterior.

40. En el segundo escenario, que supone una estrategia -- que busca fomentar a la industria y a la agricultura, se adoptaría una política activa de protección que permita substituir importaciones de bienes de capita y otros insumos, y que evite el aumento de las compras al exterior de bienes de consumo de origen manufacturero. Durante los primeros periodos se requeriría importar, sin embargo, la planta y el equipo necesarios para establecer sólidamente una rama productora de bienes de capita. Ello tiene el efecto de elevar al principio las importaciones pero también el de disminuirlas posteriormente de manera considerable. En comparación con el primer escenario, el crecimiento más rápido de la producción industrial permitiría una mayor penetración en los mercados externos, debido a los incrementos en la productividad y a la introducción de nuevos procesos y nuevas líneas de producción.

41. Por lo que toca a la producción agrícola, existen posibilidades considerables de aumentar la superficies cosechadas y de elevar la productividad por hectárea como se señala en los documentos que sirven de base al Sistema Alimentario Mexicano. Así mismo, de acuerdo con el Plan Nacional Hidráulico, hay suficiente tierra y agua en México para garantizar a largo plazo la autosuficiencia en materia de alimentación.

42. En cuanto a la demanda interna de hidrocarburos, cabe señalar que en México su crecimiento fue superior a 1.7 veces el del producto interno bruto durante 1975-79. Esta cifra es -- excepcionalmente alta en comparación con las registradas en otros países y en otros periodos. En el segundo escenario se supone -- que ésta se reducirá progresivamente hasta ser inferior a la unidad en el largo plazo. En el escenario alternativo también habría una disminución, aunque no tan marcada. Tales metas son --

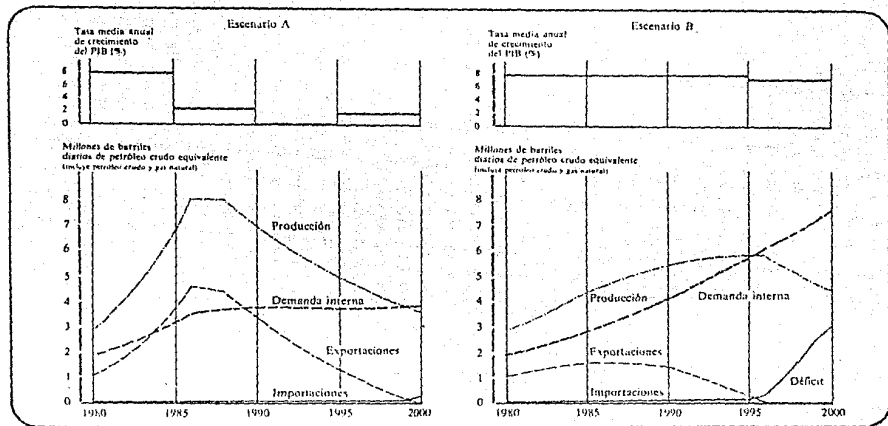
factibles, como se apunta más adelante.

43. Una de las principales conclusiones que se derivan de este análisis es que hasta 1982 el volumen de exportaciones de hidrocarburos establecido por este gobierno -1.5 millones de barriles diarios de petróleo y 300 millones de pies cúbicos de gas natural diarios- permitiría cubrir las necesidades de balanza de pagos de la economía a la tasa de crecimiento que señala el Plan Global de Desarrollo, cualquiera que sea la política económica -- que siga.

44. Sin embargo, a 1990 el nivel de exportación dependerá circunstancialmente de la política económica que se adopte. En el primer escenario basado predominantemente en el petróleo, e incluso bajo supuestos conservadores, en 1990 se requerirá exportar entre tres y cuatro veces el volumen planteado a 1982, a pesar de que ya durante la segunda mitad de los ochentas no se alcanzará -- la tasa de crecimiento del 8% anual del producto interno bruto. Los desajustes creados en el resto de la economía sería tan profundos y las necesidades de divisas tan cuantiosas que se enfrentarían limitantes a la extracción de hidrocarburos antes de terminar el decenio de los ochentas. Es decir, para ese entonces se llegaría a producir entre 8 y 10 millones de barriles diarios de petróleo crudo equivalente. Claramente, este escenario es incompatible con los objetivos a largo plazo del país.

45. Por el contrario, bajo el escenario alternativo, la exportación de 1.5 millones de barriles diarios de petróleo y de 300 millones de pies cúbicos de gas natural será suficiente para satisfacer las necesidades de divisas de un crecimiento anual -- del producto interno bruto de por lo menos 8% durante los próximos 15 años. En este caso, sería hasta los últimos años del presente siglo cuando el país enfrentaría problemas de agotamiento de reservas o de límites técnicos a la producción. Para ese entonces, sin embargo, se habría completado la transición hacia -- una economía industrial autosostenida y hacia una estructura -- energética diversificada. Este marco macroeconómico y sectorial de más largo plazo es consistente con el PNDI a 1990.

Crecimiento económico y producción de hidrocarburos Proyección con reservas totales de 60 mil millones de barriles



Secretaría de Petróleo y Energía Industrial

La gráfica ilustra las implicaciones a largo plazo de dos escenarios alternativos de política económica. Ambos contemplan las mismas reservas de hidrocarburos, aunque los resultados no cambian fundamentalmente si se incluyen también las reservas posibles. El escenario A sigue el deterioro de la posición externa de las zonas no petroleras, lo que hace necesario ser exportador neto de bienes básicos para cubrir el déficit de la balanza de pagos y ser neto de crédito económico con el exterior. En este escenario, ya desde la segunda mitad de los ochenta se enfrentan limitaciones a la producción de petróleo y gas, lo que obliga a ser neto importador neto. Para preservar la vida de las reservas, dicho petróleo sería vendido a precios bajos. Mantener el déficit en el nivel de millones de barriles requiere, en consecuencia, un alto crecimiento de la economía para abarcar las importaciones de bienes básicos. Los costos de trans-

en B plantea una política económica a soma la adoptada por el presente gobierno, que se orienta a fortalecer a la industria y a recuperar el crecimiento de la agricultura. En este caso, para satisfacer las necesidades de divisas de una tasa de crecimiento del 6 por ciento a largo plazo, sería suficiente la exportación de 1.5 millones de barriles diarios de petróleo y 100 millones de pies cúbicos de gas natural al día, ya que otros sectores productivos tienen la contribución como fomentada. Aunque la producción de hidrocarburos seguiría aumentando, ello serviría para cubrir la expansión de la demanda interna, lo que incluso podría permitir a finales de siglo en el día, si de energía a cubrir con importaciones u otras fuentes. Para ser exitoso, un modelo de este tipo completado la transición hacia una economía industrial avanzada, se debe tener una cultura ética y disciplinada.

46. Las implicaciones de uno y otro escenario tienen para el crecimiento económico, sus repercusiones en el ámbito externo y las perspectivas de depender en exceso de las exportaciones petroleras, llevaron al gobierno de la República a la opción de -- una estrategia como la que se deriva del segundo escenario, que supone el fortalecimiento de los sectores productivos, especialmente el agrícola y el industrial. En ella se fincan las posibilidades que tiene el país para eliminar el desempleo y la subocupación hacia finales del siglo. El Plan Global de Desarrollo y el Plan Industrial han adoptado esta estrategia, cuyos lineamientos en materia de energía se precisan en el presente Programa.

Metas y Proyecciones del Programa.

47. Una vez establecido el volumen de exportaciones de hidrocarburos que requiere la economía para crecer bajo la estrategia del PNDI, el Programa propone una serie de metas respecto a la demanda interna de energía a 1990 y hace proyecciones al -- año 2000. El primer conjunto de metas se refieren a la racionalización y a la conservación. Debe señalarse que el crecimiento de la demanda interna de energía en México durante 1975-79 fue uno de los más altos del mundo en comparación con el crecimiento correspondiente del producto interno bruto. Aunque el transporte fue el sector de destino que más contribuyó, el alto crecimiento de la demanda constituyó un fenómeno generalizado.

48. Por sus efectos, la racionalización y la conservación deben conservarse como una fuente adicional de energía capaz de hacer una contribución significativa a los objetivos del Programa, en particular el de disminuir la dependencia frente a los hidrocarburos y el de la diversificación. Dicha contribución, que se expresa en reducciones del consumo energético a un nivel dado del producto interno bruto, puede ser de gran magnitud, alargándose de esta manera la vida de las reservas de petróleo y gas natural. Además, se trata en general de una opción económicamente competitiva al compararse con otras fuentes alternativas, ya que se recuperan con relativa rapidez los costos por unidad de energía en que se incurre para aprovecharla.

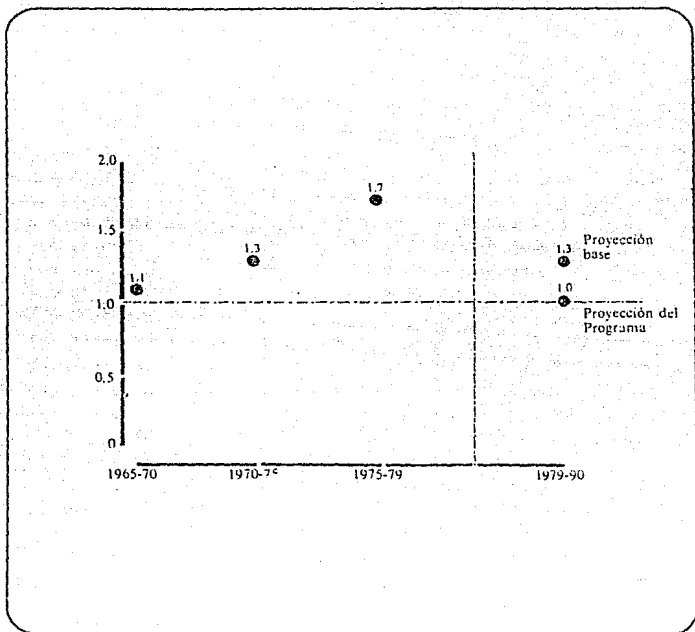
49. Existe un primer conjunto de posibilidades para aho-

rrar energía, que consiste simplemente en hacer un uso más cuidado so de ésta, lo que en muchos casos no implica costo de capital alguno. Estas posibilidades debieren explotarse de inmediato. Un segundo grupo de relaciones con la aplicación más generalizada de tecnología ya conocidas en el país para recuperar desperdicios industriales. Tal es el caso de la cogeneración, que permite un mayor aprovechamiento del vapor producido en los procesos, y del reciclaje de desechos de materiales, como lo de aluminio y acero, que ya incorporan cantidades considerables de energía. En tercer lugar, se han desarrollado nuevas tecnologías aún no aplicadas plenamente en el país. Estas logran una mayor eficiencia energética a través de cambios en los procesos industriales o mediante modificaciones en el diseño de los productos a utilizar como insumos y bienes de capital, tanto por la industria como por otros sectores.

50. El Programa contempla metas específicas de racionalización y conservación a alcanzarse durante los años ochentas a través de la instrumentación de medidas directas. Los ahorros que así se lograrían son adicionales a los que es previsible que ocurra autónomamente, dadas las tendencias tecnológicas presentes. Dichas metas pretenden evitar el desperdicio de combustibles; elevar la eficiencia en el propio sector energético; y ahorrar energía en sus distintos usos, particularmente en el transporte y en la industria.

51. Además de las medidas directas de racionalización, el Programa acorde con el PNDI, establece una política de precios tendientes no sólo a moderar el crecimiento de la demanda interna de energía sino también a lograr otros objetivos de política económica. Los precios internos de los combustibles fósiles han estado tradicionalmente por debajo de los internacionales, con el propósito deliberado de alentar a la industria. Sin embargo, a partir de la depreciación de la moneda en 1976 y de los aumentos recientes en los precios mundiales de los hidrocarburos, las diferencias entre unos y otros se han ampliado notablemente. El PNDI considera que debe continuar la política de fomento a la industria basada en el suministro energético a precios menores a los internacionales. Este es un instrumento que un país en desa

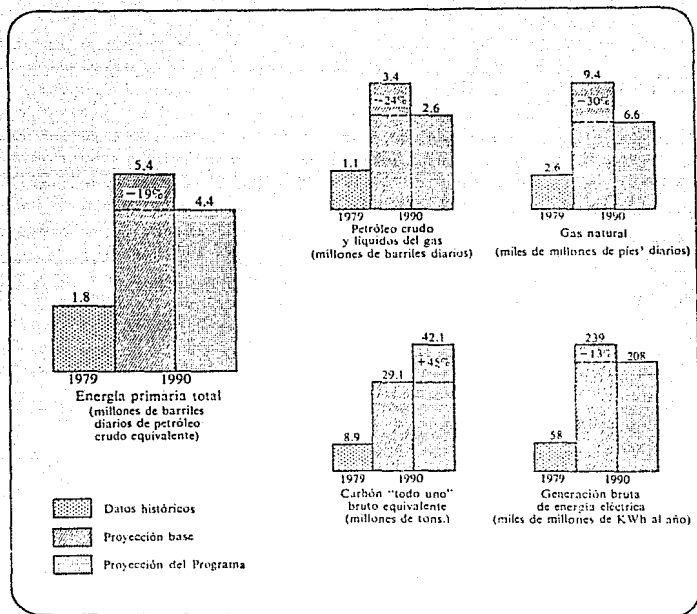
Relación entre las tasas de crecimiento de la demanda interna de energía primaria y del producto interno bruto, 1965-79 y proyecciones a 1990



Sistema de Patrones y Balance Energético

La meta del Programa que se refiere al objetivo de racionalizar el consumo de energía se expresa, simbólicamente, en términos de la relación entre los tasas de crecimiento de la demanda interna de energía primaria y del producto interno bruto. En los últimos años, la primera aumentó a un ritmo significativamente mayor al del segundo. Se estima que durante los años ochenta, debido entre otros factores a la mayor expansión prevista de la economía y a nuevas tendencias tecnológicas, dicha relación disminuirá de manera autónoma para alcanzar un valor promedio de 1.3. Las medidas de racionalización propuestas en el Programa permitirán reducir este coeficiente todavía más, hasta hacer que la demanda de energía y el producto interno bruto crezcan a la misma tasa.

Indicadores seleccionados de la demanda interna de energía, 1979-1990



Secretaría de Economía y Fomento Industrial

La proyección base considera las tendencias autónomas de la demanda de energía. Las diferencias entre esta proyección y la del Programa expresan cuantitativamente la contribución de las políticas propuestas para racionalizar el consumo. En ambos casos se supone que durante el presente decenio el producto interno bruto crecerá anualmente en 8 por ciento, por lo que dichas diferencias obedecen exclusivamente al comportamiento del sector de energía. En 1990, la meta de ahorro total es equivalente en unidades térmicas a un millón de barriles diarios de petróleo crudo. La gráfica también muestra las implicaciones de esta meta para el caso de las principales fuentes primarias y para la generación eléctrica. Dada la política de diversificación del Programa, el consumo de carbón, en contraste con el de los hidrocarburos, sería mayor en ese año al de la proyección base.

rollo con abundancia de hidrocarburos puede usar legítimamente en la competencia internacional. Cabe recordar que el crecimiento industrial de las economías hoy desarrolladas se alimentan de una oferta abundante de energéticos a bajos precios, en ocasiones a costa de sus productores. El PNDI otorga, además, precios preferenciales de energía eléctrica, combustibles y material primas petroquímicas a las nuevas plantas que se establezcan en zonas geográficas prioritarias de desarrollo industrial.

52. Existen otros mecanismos más eficaces para apoyar a la industria nacional que el de mantener precios excesivamente bajos de la energía. La propuesta que a continuación se detalla supone como contrapartida que los estímulos que ahora se otorgan a través de ese mecanismo se canalicen por otras vías. Esto permitirá ser más selectivos, otorgando los apoyos a ramas productivas prioritarias en lugar de concederlos indiscriminadamente a ciertas industrias por el solo hecho de ser intensivas en el uso de la energía. Por otra parte, un mayor precio de las gasolinas, además de su impacto sobre estos combustibles, tiene efectos sobre la estructura económica en su conjunto al absorber ingresos de las capas medias-altas de la población y redistribuirlos a través del gasto público.

53. El Programa establece criterios para modificar los precios de los distintos energéticos. Por lo que a los hidrocarburos se refiere, se propone un esquema que contempla un horizonte de largo plazo y que toma en consideración su repercusión tanto en la economía en su conjunto como sobre el sector energético mismo. Los ajustes correspondientes han sido diseñados para evitar impactos inflacionarios desproporcionados. El objetivo que se pretende es llegar al 70% de los precios externos de referencia de los combustibles industriales y de diesel y a eliminar prácticamente la brecha en el resto de los productos petrolíferos en el lapso de un decenio.

54. En el caso de la electricidad, la política de tarifas que propone el Programa tiene como uno de sus objetivos resguardar el poder adquisitivo de los consumidores de bajos ingresos y ofrecer cierto grado razonable de protección a la industria a través de costos menores a los internacionales de este insumo de uso generalizado. Los precios actuales al público por tipo de suministro

cumplen en buena medida con estos objetivos, aun que resulta necesario hacer ciertos afinamientos a la estructura tarifaria a fin de eliminar distorsiones que propician usos inadecuados de la energía.

55. Además de estos ajustes, el Programa establece una fórmula cuyo propósito es, entre otros, evitar que el precio medio de la electricidad se deteriore en términos reales. Dadas las metas de aumento de la productividad en la generación eléctrica, se persigue que el sector financie con recursos propios alrededor de un 25% de su programa de inversiones.

56. Las distintas metas y políticas se simularon en los submodelos de hidrocarburos y electricidad que forman parte del Modelo Industrial de México, bajo las nuevas previsiones del PNDI. Así, en las proyecciones obtenidas a partir de éstos existe plena interacción entre las variables macroeconómicas y los subsectores de energía, permitiendo estimar el impacto de dichas metas y políticas en los sistemas energético y económico considerados en conjunto. Los submodelos están contruidos sobre una base desagregada: 14 grupos de productos, arios destinos y distintas regiones productoras y procesadoras de hidrocarburos, así como la estructura detallada de la oferta y la demanda de electricidad. Si bien los resultados de estas proyecciones se utilizaron para elaborar los escenarios a que se hizo referencia, en cada caso los métodos aplicados y los horizontes temporales abarcados son distintos.

57. Ello hace realizar dos proyecciones a 1990 de los balances de energía del país. La proyección base supone que continuarán las tendencias históricas de la demanda interna de energía, modificadas por los cambios tecnológicos que previsiblemente ocurrirán de manera autónoma durante los próximos diez años. Asimismo, supone una política de precios de los energéticos que tan solo evite que éstos se deterioren en términos reales respecto a la tasa interna de inflación. Por su parte, la proyección del Programa de Energía incorpora las metas específicas de racionalización y conservación a conseguirse de manera directa así como la política de precios descrita.

58. Las diferencias entre una proyección y otra constituyen la expresión cuantitativa de la contribución de las políticas del Programa al logro de sus objetivos. Ambas están contruidas sobre

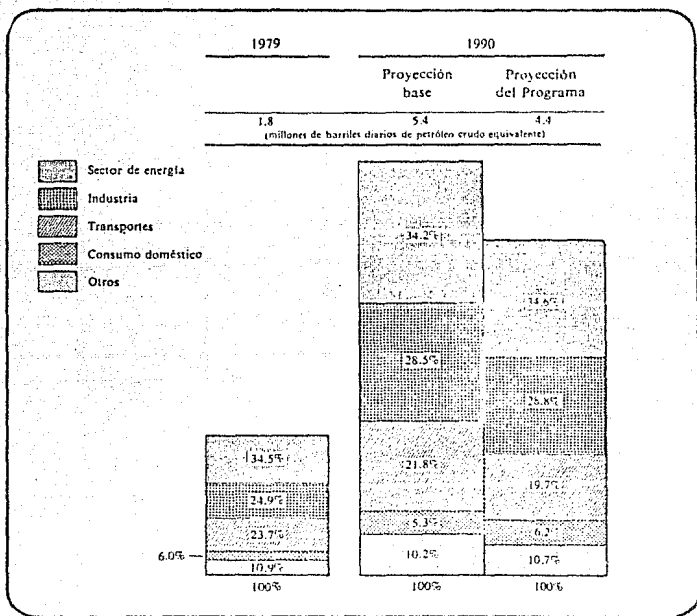
la misma trayectoria macroeconómica de crecimiento, consistente con la nueva versión del PNDI, por lo que dichas diferencias obedecen exclusivamente a cambios en el sector de la energía. Considerar una sola trayectoria macroeconómica implica que en ambas proyecciones se establezca la misma política de exportación de hidrocarburos para los años ochentas: 1.5 millones de barriles diarios de petróleo y 300 millones de pies cúbicos por día de gas natural.

59. Como se señaló, durante los últimos cinco años la relación entre las tasas de crecimiento de la demanda interna de energía y del producto interno bruto fue del orden 1.7. No obstante, es de esperarse que en el futuro, entre otras razones por el mayor dinamismo previsto de la economía y por la presencia de nuevas tendencias tecnológicas, esta relación disminuya de manera autónoma. Así, la proyección base estima que durante 1979-90 dicho coeficiente será de 1.3. Por su parte, con las políticas propuestas por el Programa deberá reducirse aun más, hasta llegar a 1.0

60. La diferencia entre estas dos últimas cifras es considerable: implica que en 1990, a la misma tasa de crecimiento del producto interno bruto, se estaría demandando 19% menos energía primaria. Asimismo, ello significa consumir en ese año internamente 24% menos petróleo - 2.6 millones en lugar de 3.4 millones de barriles diarios -; 36% menos gas - 6,600 millones en vez de 9,400 millones de pies cúbicos diarios -; y 13% menos electricidad -206 TWh frente a 239 TWh-.

61. Los ahorros que resultan del efecto total de las políticas propuestas por el Programa son moderados en la medida que no agotan las posibilidades identificadas. No obstante, como ya se apuntó, tienen una contribución a la oferta de energía en 1990 de un orden de magnitud de una y media veces la que provendría en ese año de las fuentes hidráulica, geotérmica, nuclear y carbonífera tomadas en conjunto. Ascenden al final del decenio al equivalente de un millón de barriles diarios de petróleo crudo, volumen similar al de la carga actual de las refineras en México, cuyo valor, a los precios que hoy prevalecen en el mercado internacional es aproximadamente de 11 mil millones de dólares. Por ello, la racionalización y la conservación pueden conservarse como una fuente adicional de energía de gran importancia, susceptible de aprovechar-

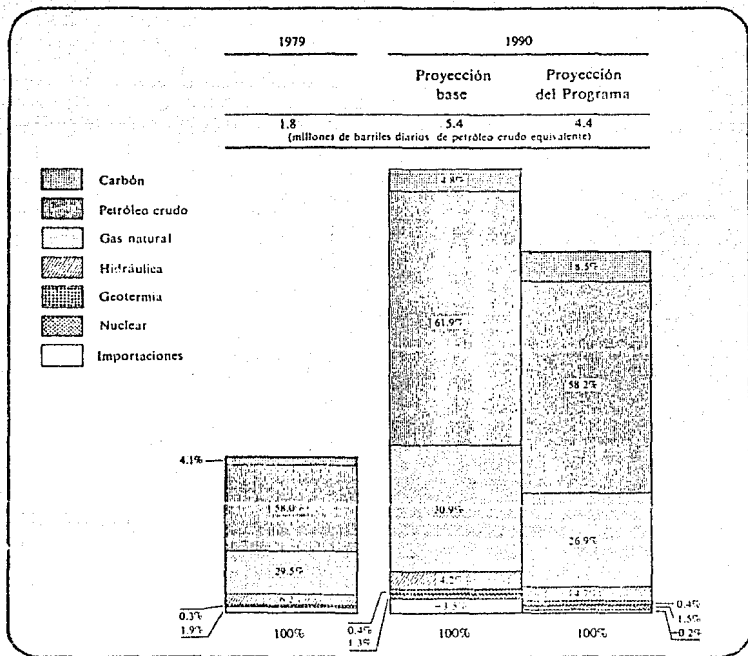
Estructura de la demanda interna de energía primaria por principales destinos, 1979-1990



Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial

Estos gráficos muestran los mismos datos globales que la anterior respecto a la demanda interna de energía primaria y los subdivide por principales destinos. En 1990 los ahorros más significativos por su magnitud, que surgen de las diferencias entre la proyección base y la proyección del Programa, se presentan en el consumo del propio sector de energía, en el de transportes y en el industrial. Frente a la situación prevaleciente en 1979, los transportes son los que más disminuyen su participación relativa. La industria, en cambio, aumenta la suya. Ello ocurre debido a que, bajo las metas del Plan Nacional de Desarrollo Industrial, su producto interno bruto crece con mayor rapidez que el del resto de la economía.

Estructura de la oferta de energía primaria con destino interno, por principales fuentes, 1979-1990



Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial

Las metas para la demanda de energía por destinos, examinadas en la práctica anterior, tienen como contrapartida metas correspondientes por el lado de la oferta. Unas y otras son el resultado de aplicar las mismas políticas. Los hidrocarburos realizan la contribución principal al ahorro de energía. Ella se debe a que el Programa les asuma el papel de fuente residual a 1990, de manera que los aumentos en la oferta proveniente de otros recursos, así como las reducciones en la demanda total, se obtienen a costa del petróleo y el gas. Así, bajo la proyección del Programa se logra detener la tendencia hacia una mayor dependencia frente a los hidrocarburos que se encuentra presente en la proyección base. En cambio, se hace un mayor aprovechamiento del carbón, casi duplicándose su participación en el balance energético nacional.

se a costos menores para la economía nacional que los que suponen las opciones alternativas.

62. Por destinos, los ahorros más significativos por su magnitud se observan en los consumos del propio sector de energía, en el transporte y en el industrial. Por fuentes, los hidrocarburos realizan la contribución principal y se hace un mayor aprovechamiento de otros recursos como el carbón. Por políticas, la que más importancia tiene a 1990 es la de precios de hidrocarburos, que afecta sobre todo al sector transporte. No obstante el considerable impacto de dicha política en alcanzar las metas del Programa, durante el decenio los aumentos propuestos harían que la tasa general de inflación solo creciera en alrededor de un punto anual por encima de lo que se elevaría de otra manera.

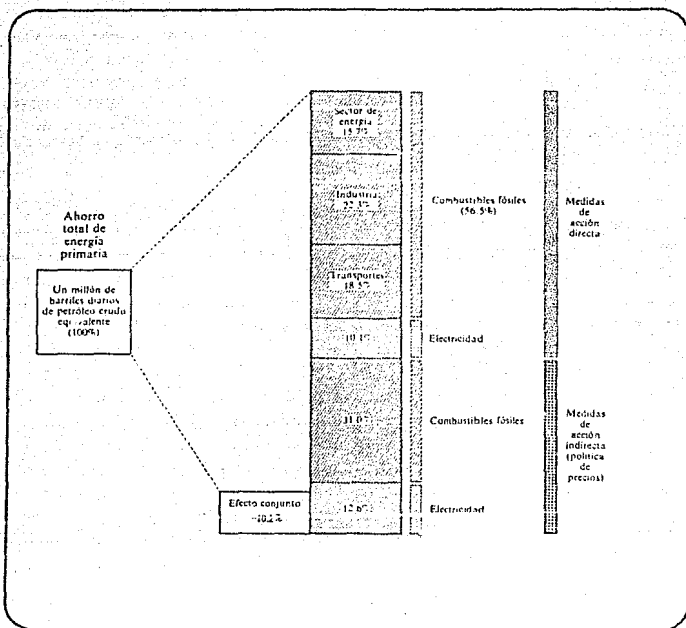
Petróleo y Gas Natural.

63. México cuenta con grandes reservas de hidrocarburos. Al primero de septiembre de 1980 las reservas probadas ascendían a 60 mil millones de barriles de petróleo equivalente, de las cuales más de tres cuartas partes constituyen hidrocarburos líquidos y el resto gas natural. A la misma fecha se estimaban reservas probables de 38 mil millones de barriles. Las reservas potenciales, que incluyen a los dos conceptos anteriores, se calculaban en 250 mil millones de barriles.

64. Con base en las reservas probadas de hidrocarburos líquidos, México se encuentra entre los cinco países más importantes del mundo. Respecto a la producción que se prevee para finales de 1980, el país también alcanzará el quinto lugar mundial por lo que a estos combustibles se refiere. En cuanto al gas natural, México se ubica entre los siete países más importantes tanto por sus reservas probadas como por su extracción neta.

65. La magnitud de las reservas mexicanas y los costos relativamente bajos que suponen su extracción colocan al país en una posición única en el plano internacional. En el resto del mundo, los nuevos descubrimientos han procedido a un ritmo más lento que el de la producción, por lo que las reservas han ido disminuyendo. De continuar esta tendencia, el crecimiento de la producción mundial de crudo tendrá necesariamente que moderarse e inclusive, hacia finales del siglo, podría estabilizarse. La creciente escasez

Contribución de las políticas del Programa al ahorro de energía primaria, 1990



Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial

A través de sus políticas, el Programa se propone lograr en 1990 un ahorro de energía equivalente a un millón de barriles diarios de petróleo. Su efecto sobre la demanda y la oferta se examinó, respectivamente, en las dos gráficas anteriores. Aquí se muestra la contribución individual de cada una de las políticas propuestas a la diferencia entre la proyección base y la proyección del Programa. Las medidas directas están diseñadas para incidir específicamente en los principales sectores consumidores. Mediante acciones concertadas y disposiciones reglamentarias, estas propician un aprovechamiento más racional de los combustibles fósiles y de la electricidad así como la introducción de tecnologías más eficientes en el uso de la energía. Las medidas indirectas actúan a través del mecanismo del mercado y se refieren a la política de precios del Programa. Como puede apreciarse, el ahorro total es menor a la suma de las contribuciones individuales. El residuo corresponde al efecto conjunto de aplicar simultáneamente las distintas políticas y surge debido a que, con una misma tasa de crecimiento del producto interno bruto en las dos proyecciones, los ahorros de energía liberan recursos que permiten una mayor expansión del resto de la economía, lo que requiere a su vez cierto consumo adicional de combustibles y de electricidad.

de petróleo estaría asociada a mayores costos de exploración y de desarrollo de reservas, dado que en el futuro los descubrimientos de hidrocarburos se concentrarán probablemente en campos de menores dimensiones y mayores profundidades, en regiones más inhóspitas y más alejadas de los principales mercados. Los hallazgos de Tabasco, Chiapas y Campeche, por su gran potencial a escala internacional, pueden calificarse de excepcionales.

66. A la declinación de las reservas mundiales y al incremento de los costos de producción en las nuevas áreas, debe agregarse la posibilidad de interrupciones repentinas en el suministro de hidrocarburos. La inestabilidad política que impera en muchos países producto es podría precipitar crisis recurrentes en los mercados petroleros. En estas condiciones, las reservas mexicanas adquieren mayor relieve.

67. Como se señaló, con las políticas económicas propuestas por PNDI para los años ochenta, la extracción de hidrocarburos, necesaria para alcanzar las metas establecidas de crecimiento del producto interno bruto, procederá a un ritmo moderado. La producción deberá cubrir la demanda interna, cualquiera que ésta sea, y generar un excedente exportable de 1.5 millones de barriles diarios de petróleo y 300 millones de pies cúbicos de gas natural diarios. Ello significa, dadas las proyecciones del Programa de Energía que la extracción de petróleo crudo y líquidos del gas sería de 3.5 millones de barriles diarios en 1985 y de 4.1 millones en 1990. La de gas natural ascendería a 4,300 millones y a 6,900 millones de pies cúbicos diarios en esos años, respectivamente.

68. La capacidad de producción primaria deberá expandirse a un ritmo consistente con las metas de extracción y con la necesidad de contar con una mayor flexibilidad de operación. Un margen de capacidad excedente de 10% es suficiente para lograr dicha flexibilidad, hacer frente a posibles accidente y contrarrestar oportunamente desviaciones respecto a la previsión de la demanda interna. Dicho margen se define como la diferencia entre la extracción planeada y la capacidad operativa sostenible. Este último concepto se refiere al nivel máximo que puede mantener el sistema de producción primaria en su conjunto durante varios meses sin dañar los campos.

69. La explotación de las reservas probadas actuales, al ritmo que establece la proyección del Programa, garantiza que en 1990 la relación entre reservas y producción sea aproximadamente de 23 veces en el caso del petróleo y de 19 veces en el del gas natural. Ello constituye un margen de seguridad adecuado, que podrá ampliarse en la medida en que avance la exploración. En la proyección base, que no considera las metas de ahorro propuestas en el Programa, las cifras anteriores se reducirían en alrededor de 5 años.

70. La composición del petróleo que va a las refinerías cambiará substancialmente a partir de 1980. Durante la primera mitad del decenio, el crudo pesado irá ganando participación en el total a costa del ligero. A corto y mediano plazos esto es una consecuencia del incremento correspondiente en la producción del Golfo de Campeche, dada la alta productividad de estos yacimientos. Ello tiene importantes implicaciones en la política de refinación. En los próximos dos o tres años, cada barril promedio de crudo tenderá a generar más combustóleo y otros productos pesados y menos gasolinas y petrolíferos ligeros. El Programa considera las inversiones planeadas para modificar la configuración de las refinerías de manera que, a partir de 1983, la producción de petrolíferos ligeros tienda a elevarse e incluso a superar los valores obtenidos en el pasado, a pesar de la distinta mezcla de crudos.

71. El Programa de Energía establece, asimismo, que la política de refinación más adecuada consiste en cubrir las necesidades internas de productos ligeros, particularmente de gasolinas y kerosinas. Ello obedece a que estos productos son los más caros en el mercado internacional. En el corto plazo este objetivo implica, dada la composición actual del crudo mexicano, la necesidad de elevar la carga de las refinerías. Con ello aparecerán en los próximos dos o tres años excedentes de combustóleo y de otros productos pesados respecto a la demanda interna. Igualmente, es probable que durante estos años la capacidad instalada sea insuficiente para cubrir la demanda interna de gasolinas.

72. Hasta 1984 la capacidad de refinación estará dada por los planes actuales de inversión de Pemex; a partir de ese año, las proyecciones del Programa de Energía señalan los incrementos necesarios en dicha capacidad para cumplir con la meta de satisfacer el -

consumo nacional de petrolíferos ligeros. Debido a los extensos - períodos de maduración de las inversiones en esta industria, es im prescindible seguir de cerca el comportamiento de la demanda interna. Para cubrirla, será necesario duplicar en 1990 la capacidad actual de las refinerías. De abrirse la posibilidad de sustituir exportaciones de crudo por ventas al exterior de productos petrolíferos, se requerirá un aumento mayor.

73. La ampliación prevista de la capacidad de refinación supone un esfuerzo de gran magnitud. Durante los años ochenta será necesario construir cinco plantas equivalentes en tamaño a la refinería de Minatitlán, la más grande del país. Paralelamente se desarrollarán importantes proyectos en el área de la petroquímica básica. Esto significará un cambio en la asignación de recursos al interior de la rama de hidrocarburos, otorgando mayor importancia relativa a las actividades de transformación. Después del rápido - - crecimiento de la capacidad de producción de petróleo y gas observada en los últimos años, será necesario hacer inversiones considerables para balancear y optimizar los sistemas de manejo, procesamiento, transporte y distribución de productos primarios y derivados del petróleo. La magnitud y el dinamismo de la industria petrolera mexicana constituye una gran oportunidad para impulsar paralelamente - la fabricación nacional de bienes de capital.

74. La discusión anterior permite apreciar los problemas que enfrenta la industria petrolera para equilibrar la demanda de sus -- distintos productos. Sin embargo, en el combustoleo existe un mayor grado de libertad que en otros casos, debido que para muchos de sus usos el gas natural es un sustituto cercano. El combustoleo que se produce en México tiene un contenido de azufre particularmente alto que deprime su precio en los mercados externos. Eliminar estas impurezas requiere inversiones que no se justificarían en el corto -- plazo en tanto resulte posible utilizarlo internamente, sustituyendo al gas natural en la generación de electricidad y en la refinación de petróleo. Por su parte, en el mediano plazo, cuando es pre visible que haya un déficit de combustoleo, parece recomendable -- sustituirlo con gas natural. Este sería el caso a menos que el -- precio externo por unidad térmica del gas natural se igualara al - del combustoleo de importación más los costos de transporte, con -

lo cual sería prácticamente indiferente optar por uno u otro camino.

75. El aumento de la producción de petróleo crudo en ciertas áreas genera gas asociado. En el pasado, se ha liberado gas a la atmósfera por cuatro razones: por motivos técnicos; por falta de sistemas de recolección en los campos; por insuficiencias en la capacidad de procesamientos; y porque no ha existido la capacidad necesaria de transporte en los ductos nacionales que van a los centros de consumo. La quema de gas ha ido disminuyendo en el tiempo, aunque todavía representa un volumen considerable, alrededor del 12% de la producción bruta. Mientras que la primera causa es hasta cierto punto inevitable, las restantes pueden eliminarse articulando mejor los programas de inversión. En 1980 el motivo fundamental que obliga a quemar gas es la falta de sistemas de recolección en el Golfo de Campeche, problema transitorio que se estima quedará resuelto durante la primera mitad del próximo año. El Programa de Energía establece tanto una reducción paulatina de los coeficientes técnicos de liberación a la atmósfera como la eliminación total de la quema por las otras causas, lo que permitirá restringir dicha quema a un máximo de 3% respecto a la producción bruta.

76. Hay una quinta causa para este fenómeno que no se ha presentado en el pasado. Esta se refiere a la posibilidad de que el gas asociado exceda la demanda interna más las exportaciones planeadas. Ante esta eventualidad el Programa se propone incrementar el consumo de gas del propio sector de energía en lugar de combustóleo. Los procesos de refinación absorben más de una cuarta parte del consumo nacional conjunto de gas natural y combustóleo, medido en unidades calóricas. El programa supone, a grandes rasgos, que el esfuerzo de absorción de gas excedente se haría en una tercera parte por la refinación de petróleo y el resto por la generación de electricidad, aproximadamente en las proporciones actuales del consumo conjunto respectivo de los dos combustibles. En ambos subsectores las posibilidades de sustitución son amplias y prácticamente inmediatas, dada la naturaleza dual de sus equipos. Se estima que alrededor de cinco sextas partes de su consumo conjunto pueden consistir, indistintamente de uno u otro combustible.

77. Los resultados numéricos de las diversas proyecciones realizadas confirman que en ningún caso es necesario recurrir a --

mecanismos especiales para evitar la quema de gas asociado. Esto es así incluso si el sector energético se viera precisado a llegar al máximo consumo posible de combustóleo, debido a la existencia de este producto. En este caso el resto de la economía, y particularmente la industria, estaría en posibilidades de absorber sin dificultad todo el gas asociado al disponer de los sistemas de distribución necesarios.

78. Con este fin se inició la construcción de la Red Nacional de Distribución de Gas, que permite graduar el uso de este producto a nivel regional y en diversos sectores de destino. Esta ha beneficiado a la industria nacional al darle un mayor acceso a un combustible limpio y de alta calidad. El Programa supone que la expansión de dicha red se llevará a cabo de acuerdo con los objetivos señalados en el PNDI y en el Plan Nacional de Desarrollo Urbano. Igualmente, se apoyará la instalación de quemadores duales en las plantas de industrias intensivas en el uso de energía para que sus procesos tengan una mayor flexibilidad de consumir distintas mezclas de combustibles.

79. A corto plazo el Programa plantea mantener aproximadamente constante la proporción actual de gas natural en el consumo con junto de combustibles industriales, en la medida en que no se dañen las posibilidades de expansión de ramas en que éste es insustituible. A más largo plazo, hacia mediados del decenio, al lograrse una reducción relativa en la producción de combustóleo, será necesario favorecer un mayor uso del gas natural.

Carbón.

80. El carbón mineral es tanto una materia prima como una fuente primaria de energía. En la industria siderúrgica se emplea con ambas características: es a la vez un combustible y un agente reductor. En las centrales eléctricas solo se utiliza como combustible para generar el vapor que mueve las turbinas de dichas plantas. Esta diversidad de funciones permite utilizar tipos de carbón con características también diferentes. La siderurgia requiere carbones que puedan transformarse en coque. Por otra parte, las calderas de las plantas eléctricas consumen carbón de manera directa, por lo que es posible alimentarlas con carbones no coqueables.

81. En México, la producción de carbón ha estado íntimamente ligada al desarrollo de la industria siderúrgica. Ello ha determinado que todos los esfuerzos en este campo estuvieran orientados a la explotación de carbones coquizables. Sin embargo, la CFE instrumenta actualmente un programa que descansa en el desarrollo de la minería de carbones no coquizables, iniciándose así una nueva etapa de esta industria. A la fecha se han probado en la cuenta de Río Escondido, Coahuila, reservas de estos últimos, por un total de 600 millones de toneladas.

82. El PNDI prevé que la demanda interna de acero aumentará de 8.5 millones de toneladas en 1979 a 23 millones en 1990. Satisfacer esta demanda, sustituyendo las importaciones actuales, supone un esfuerzo de gran magnitud. En promedio, será necesario ampliar la capacidad de producción en casi 3 millones de toneladas cada dos años.

83. La industria siderúrgica integrada transforma la materia prima básica, el mineral de hierro, en acero y productos terminados. Su expansión puede basarse en dos tecnologías: la de alto horno -- con convertidor de oxígeno y la de reducción directa con horno eléctrico. La primera usa coque como agente reductor del hierro para producir arrabio y la segunda gas natural. Los dos procesos se encuentran técnicamente probados a nivel internacional y se emplean de manera simultánea en muchos países. México se encuentra en esta situación. Debido que dispone tanto de gas natural como de carbón, utilizar ambos procesos significa sumar la ventaja de la diversificación a las de versatilidad.

84. Las empresas integradas satisfacen la mayor parte de la demanda de productos siderúrgicos. Sin embargo, las empresas no integradas, que utilizan como materia prima la chatarra y fierro esponja, juegan un papel complementario que permite aumentar la eficiencia energética del sector al procesar acero que ya tiene incorporado un alto contenido de energía. Desafortunadamente, en México solo es posible recuperar cantidades relativamente pequeñas de chatarra, que en consecuencia ha tenido que importarse. Bajo ciertas condiciones de precio, una parte de estas importaciones podría ser sustituida por fierro esponja.

85. El contenido energético de una tonelada de acero líquido es menor en las plantas que emplean la tecnología de alto horno -- que en aquellas basadas en la reducción directa, considerando sus requerimientos de gas natural y de electricidad. Sin embargo, los costos de largo plazo varían de acuerdo al proceso utilizado y a la escala de producción de las plantas. Valuando los combustibles a precios internacionales, la reducción directa es más competitiva en unidades siderúrgicas integradas con capacidad menor a 2 millones de toneladas, mientras que el alto horno es más económico en plantas de mayor tamaño.

86. De acuerdo a estas consideraciones, el Programa propone una estrategia energética para el sector siderúrgico que aproveche las ventajas relativas de los dos procesos. Esta debe contemplar también los factores de localización relacionados con la disponibilidad de combustibles alternativos y los problemas de transporte correspondientes. Cuando sea recomendable instalar plantas de gran tamaño que aprovechen las importantes economías de escala que privan en esta rama, deberá elegirse el alto horno. En cambio, en proyectos de dimensiones menores resultaría preferible la tecnología alternativa. Esta, además, permite en ciertas condiciones abatir el volumen inicial de las inversiones y acortar los períodos de maduración de nuevos proyectos. La reducción directa puede jugar asimismo un papel complementario cuando se trata de ampliar la capacidad y balancear la estructura de plantas ya existentes, incluso aquellas que se basan en el alto horno. Con ello se eliminan rigideces y se eleva la productividad del conjunto. Entre otras posibilidades de complementación, con los gases recuperados del proceso de alto horno puede cogenerarse electricidad para ser utilizada en plantas de reducción directa.

87. En el desarrollo de la industria siderúrgica será necesario, en consecuencia, estudiar cuidadosamente las características específicas de cada una de las nuevas plantas a instalar en función de los elementos de juicio apuntados: dotación de los combustibles alternativos y sus precios relativos, escalas de producción, localización, infraestructura de transporte y eficiencia energética del conjunto industrial. En ese contexto las decisiones deberán tomar en cuenta los cambios que ocurran durante los --

próximos años en la situación externa del gas natural, en particular las posibilidades de consolidar un mercado internacional y de elevar su precio al equivalente de otros hidrocarburos. Ello modificaría las ventajas relativas que la utilización interna de este combustible tiene para la economía nacional.

88. En México, el bajo precio del gas natural ha hecho hasta ahora que al nivel de la empresa el proceso de reducción directa - sea más rentable que la opción alternativa. La política de precios propuesta por el Programa disminuirá de manera gradual pero firme - estas ventajas artificiales e injustificadas, con lo que en el futuro los criterios de eficiencia energética tenderán a cobrar un mayor peso en las decisiones de inversión en esta importante actividad.

89. Si la expansión de la industria mantuviera las actuales proporciones entre ambos procesos - 70% para el alto horno y 30% - para la reducción directa- el consumo bruto de carbón "todo uno" - equivalente con destino siderúrgico aumentaría de 8.9 millones de toneladas en 1979 a 28.7 millones en 1990. Las reservas probadas de carbón coquizable -actualmente alrededor de 1,500 millones de toneladas in situ, equivalentes a más de 1,000 millones de carbón "todo uno"- permitirían satisfacer con holgura el volumen requerido durante la vida útil de las plantas que, bajo esta proyección, se construirían hasta 1990. Sin embargo, sería necesario asignar importantes recursos a ampliar la capacidad de producción en esta actividad minera. Si bien el problema no es de reservas, habrá que determinar con mayor precisión que parte de ellas es viable explotar y a que ritmo puede proceder la extracción. Se pretende que esta expansión se haga de manera simultánea a la que lleva a cabo la siderurgia.

90. México, al igual que el resto del mundo, cuenta con una amplia dotación de carbón. Su relativa abundancia permite prever que su precio en el mercado internacional continuará siendo menor, por unidad térmica, al de los hidrocarburos. Sin embargo, el problema en el país se centra actualmente en sus mercados potenciales. Se ha creado un círculo vicioso entre la necesaria apertura de nuevas minas y los proyectos de expansión siderúrgica que le dieran sustentamento. Es imperativo, por tanto, adoptar políticas y tomar de-

siciones que permitan concertar compromisos de largo plazo a fin de sustentar las importantes inversiones a realizar en materia de carbón, incluyendo las relativas a su transporte.

91. El ritmo acelerado de crecimiento de la industria siderúrgica, y la ampliación del programa carboeléctrico, obligan a asignar mayores recursos a la extracción de carbón. Supone también reestructurar la minería de este producto con objeto de encausar y coordinar mejor sus actividades.

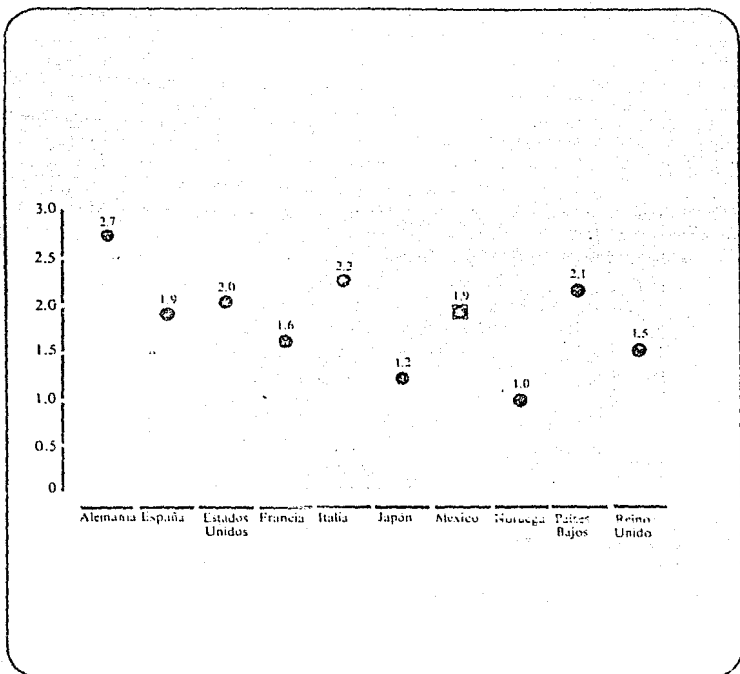
Energía Eléctrica.

92. Destacan tres características del desarrollo del sector eléctrico en México: el rápido crecimiento durante un período relativamente largo, la considerable dimensión absoluta del sistema interconectado, y el hecho de depender cada vez más de combustible fósiles, particularmente hidrocarburos.

93. Durante los últimos veinte años, la generación eléctrica creció a una tasa media anual de 10%. Este crecimiento es más de 1.6 veces el del producto interno bruto durante el mismo período, -- relación que se ha mantenido durante el último decenio. Ello ha -- permitido duplicar cada 7 años la electricidad generada. El suministro de energía en alta tensión, cuyo destino principal es la industria, aumentó durante estos 20 años a una tasa media anual superior al 11%.

94. Es importante que la relación entre las tasas de crecimiento de la demanda de electricidad y del producto interno bruto disminuya apreciablemente en el futuro. Incluso en países desarrollados dicha relación ha permanecido en niveles elevados. Además, el consumo de electricidad por persona y por unidad de producto interno bruto son particularmente bajos en México, en comparación -- con lo observado en países industrializados y en aquellos con un nivel de desarrollo similar. Con respecto a España, por ejemplo, el consumo per cápita en el país es tres veces inferior. A medida que se eleva el ingreso personal, aumentará el consumo de electricidad. El acceso a las redes de distribución, restringido y muy desigual, tenderá a ampliarse. Actualmente, el 61% de la población nacional consume el 98% de la energía con destino doméstico; el -- 11% siguiente demanda únicamente el 2%; y el 28% restante no utiliza

Relación entre las tasas de crecimiento de la demanda de energía eléctrica
y del producto interno bruto en países seleccionados, 1970-1976



Secretaría de Estudios e Información Industrial

Aun en países con sistemas eléctricos maduros, el consumo de energía tiende a crecer a tasas considerablemente mayores que las correspondientes al producto interno bruto. En México, durante el período indicado, la relación entre ambas y otra no parece particularmente alta y es improbable que disminuya de manera significativa en el futuro. El Programa prevé que durante los años ochenta, tomando en consideración el mayor dinamismo de la economía, la demanda de electricidad se eleve una y media veces más rápidamente que el producto interno bruto.

electricidad en lo absoluto.

95. El Programa de Energía prevee que durante los años ochenta el crecimiento de la demanda de electricidad tan solo disminuirá marginalmente su relación histórica respecto al producto interno bruto. Así, aumentará anualmente entre 12 y 13%. De las naciones en desarrollo, solo India y Brasil generan más electricidad que México. Por su magnitud y tasa de expansión, el sistema nacional permite la instalación de plantas a escala suficiente para disminuir los costos unitarios de generación y lograr mayores eficiencias.

96. El rápido crecimiento de bienes de capital utilizados en esta industria ofrece, al igual que en el caso del petróleo, una gran oportunidad para iniciar o ampliar su fabricación en el país. La magnitud del mercado de maquinaria y equipo eléctrico hace posible establecer una industria nacional que opere a costos unitarios razonables.

97. Una meta fundamental para el programa es asegurar el suministro de energía eléctrica. En 1980 el sector agotó temporalmente sus reservas tanto de energía como de potencia. Estos acontecimientos se originaron por una combinación de factores: la diferencia entre las capacidades nominal y real de los equipos así como su menor disponibilidad; accidentes ocasionados, entre otras razones, por un deficiente mantenimiento de las unidades; y un prolongado estiaje que afectó a algunas centrales hidroeléctricas del país. En el futuro será necesario que aumente el margen real de las reservas y la disponibilidad de los equipos instalados, ya que de lo contrario cualquier evento inesperado pondría en riesgo el suministro oportuno y suficiente de energía.

98. En un sector de la complejidad del eléctrico, cuya capacidad tendrá que triplicarse en los próximos diez años, es imperativo poner en marcha medidas para aumentar la eficiencia de operación y la calidad con que se instalan las nuevas unidades. Ello implica observar normas estrictas de mantenimiento, elevar el nivel de competencia del personal y mejorar las prácticas de diseño, construcción y adquisiciones de nuevos equipos. Solo con medidas que aumenten efectivamente la disponibilidad será posible garantizar los márgenes de reservas necesarios.

99. Son asimétricos los costos para la economía nacional de

incurrir en excedentes o déficit de capacidad. De existir una sobreinversión, dada la velocidad con que crece el sector eléctrico, ésta se absorbe razonablemente en un corto tiempo y representa un costo que para el conjunto de la economía es de segundo orden de magnitud. En cambio, un error de planeación que significara menor capacidad de la necesaria, impondría una restricción efectiva al crecimiento de la economía. Dados los largos períodos de maduración de las inversiones en este sector, la deficiencia en la capacidad no podría cubrirse con rapidez o bien, en algunos casos, solo a costos muy altos.

100. Conviene insistir en los peligros de que representa una generación eléctrica insuficiente. El Programa de Energía establece que las medidas de eficiencia indicadas deberán elevar la disponibilidad total de la capacidad en alrededor de 10%. Sobre esta base, fija las siguientes metas en cuanto a las reservas del sistema eléctrico:

(I) 15% para la reserva bruta de potencia, calculada al mes de diciembre de cada año, período mensual en que normalmente se alcanza la demanda máxima.

(II) 5% para la reserva bruta de energía, calculada al mes de mayo, fecha en que el nivel de las presas hidroeléctricas tiende a ser más bajo.

101. En la elección de las plantas a instalar se toman en cuenta, entre otros factores, los costos de largo plazo de generación. Los estudios indican que, considerando los precios internacionales de los combustibles, las distintas fuentes se ordenan, de menor a mayor costo por unidad de generación, de la siguiente manera: geotermia, carbonífera, hidráulica, nuclear y térmica a base de hidrocarburos. No obstante que dichos costos unitarios pueden cambiar en el futuro, esta última fuente continuará siendo la menos económica.

102. El Programa combina el objetivo de ofrecer seguridad en el suministro de energía eléctrica con el de diversificar las fuentes primarias de generación. Durante el presente decenio se harán avances significativos a favor de la diversificación. Se iniciará la generación carboceléctrica y se provee que en 1990 estén operando dos plantas nucleoceléctricas. No obstante, como no se desea

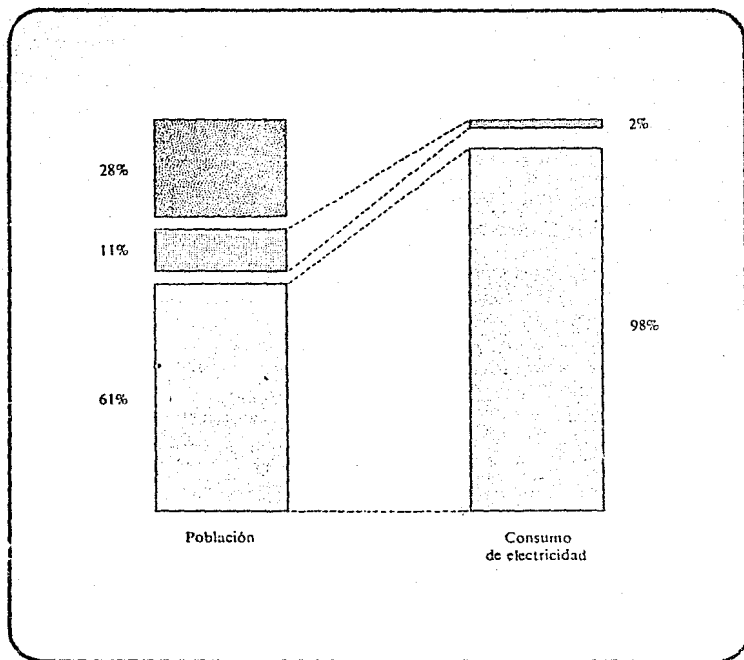
profundizar la dependencia respecto a los hidrocarburos y a otras - fuentes no renovables, es necesario realizar mayores esfuerzos en - la generación hidroeléctrica y en otras que, como la geotermia, se encuentran en estado incipiente.

103. La energía hidráulica, que representaba el 60% de la generación bruta total a finales de los sesentas, contribuye actualmente con solo el 28%. Esta reducción ha sido suplida en su totalidad por los hidrocarburos, que en el presente participan con más de dos terceras partes. La dependencia creciente frente a esta fuente no renovable tiene repercusiones sobre el propio sector eléctrico, en el balance nacional de energía y en las reservas de dichos combustibles. Sin embargo, con las acciones planeadas hasta ahora para los próximos diez años, no será posible abatir apreciablemente tal dependencia.

104. La situación descrita es el resultado de una estrategia de desarrollo del sector que comenzará a agotarse a finales de los años ochenta cuando, a pesar de los programas hidráulico, geotérmico, carbonífero y nuclear, reaparecerán las tendencias hacia una -- mayor importancia relativa de los hidrocarburos. En este sentido, una de las principales contribuciones de este Programa radica en el tiempo que otorga para formular una estrategia de más largo plazo - en materia de electricidad y para desarrollar los recursos e instr^umentos que implica su puesta en marcha.

105. Dados los largos plazos de maduración a que están sujetos los proyectos en el campo de la electricidad, a 1990 la estructura por fuentes de generación no podrá variar apreciablemente respecto a lo que contemplan los proyectos actuales. Por la misma razón, sin embargo, el grado de diversificación que se logre durante los años noventa dependerá de los esfuerzos que se desarrollen durante el transcurso del presente decenio, así como de la magnitud, ritmo y composición de las inversiones que se realicen en este período. Desde un punto de vista nacional, dado el elevado precio - del petróleo crudo y del gas natural en el mercado mundial, la - - energía hidráulica, geotérmica, carbonífera y nuclear más económicas que la generada a base de dichos combustibles. Hay, en consecuencia, un amplio margen para desarrollarlas simultáneamente conforme a su potencial relativo.

Concentración del consumo doméstico de electricidad, 1979



Secretaría de Planeación y Fomento Industrial

Una proporción importante de la población del país aún no tiene acceso a la electricidad. En términos absolutos 20 millones de personas, cifra equivalente a la población total del país en 1940, no la consume en sus hogares. Extender este servicio a grupos sociales marginados es una prioridad del Programa.

106. Los montos considerables de inversión que se aplican en todo el mundo a la investigación y desarrollo en energía permiten prever cambios tecnológicos de importancia en lo que resta del siglo. México tiene una posición privilegiada en el campo de la energía en virtud de sus amplios recursos petroleros. A mediano y largo plazos, esta posición solo podrá conservarse si participa de manera activa en el progreso técnico que previsiblemente ocurrirá. Deben crearse los medios para fomentar y financiar estos desarrollos.

107. En este contexto, y como ya se apuntó, a pesar de los avances logrados, es necesario mejorar los conocimientos sobre los recursos energéticos del país. Hay que orientar las actividades de prospección, sistematizarlas, complementarlas y darles continuidad. Para ello se requiere dedicar recursos suficientes a fin de contar con un censo energético nacional sujeto a actualización permanente.

108. En cuanto a los recursos hidroeléctricos, existe una relación de 5:2:1 entre las reservas identificadas, las que se estima posible desarrollar al año 2000 y las que se planea explotar para 1990, respectivamente. El potencial teórico es bastante mayor de lo que sugieren estas cifras. Ello indica que hay todavía grandes posibilidades hidroeléctricas, aunque las cuencas más importantes ya hayan sido explotadas o las inversiones correspondientes ya están en marcha. Se requiere dedicar esfuerzos para generar un mayor número de proyectos susceptibles de ponerse en ejecución, sobre todo porque en el futuro las expansiones se localizarán en unidades de tamaño intermedio y pequeño.

109. Esto mismo creará un importante mercado interno de equipo apropiado para dichos proyectos que, por su reducida dimensión y por utilizar tecnologías disponibles en el país, beneficiará a la industria nacional. El aprovechamiento de este tipo de oportunidades juega un papel de importancia en la concepción del desarrollo petrolero de la región de Chicontepec, y debe extenderse a otras áreas.

110. Las características propias de la energía hidráulica hacen de ella una fuente particularmente atractiva. Se trata de un recurso permanente de uso múltiple. Un programa de desarrollo integral permite aprovecharlo no solo para generar electricidad sino también para irrigación, el control de inundaciones y diversos usos

de tipo municipal. Los beneficios asociados a la generación hidráulica, en especial por lo que a la agricultura se refiere, deben pesar de manera importante en las decisiones respecto a la expansión del sistema eléctrico y en la evaluación de sus costos.

111. La discusión anterior sugiere la conveniencia de realizar un esfuerzo por determinar mejor el potencial hidroeléctrico aprovechable en el país. Tomando en cuenta las atribuciones que la Secretaría de Agricultura y Recursos Hidráulicos tiene en esta materia, y considerando además que diversas entidades son usuarias en este recurso, se propone que la Comisión de Energéticos, apoyada en un grupo técnico del más alto nivel, oriente respecto a las posibilidades de ampliar la generación hidroeléctrica más allá de lo que ahora se tiene planeado así como la utilización de las obras correspondientes para fines distintos al de energía.

112. El país está ubicado en una área privilegiada del mundo por su potencial en geotermia. Si bien una parte del proceso de aprovechamiento de esta fuente requiere tecnologías similares a las usadas en la actividad petrolera, la perforación y operación de los campos geotérmicos presenta dificultades particulares. Sin embargo, dadas sus posibilidades, y por tratarse de una fuente de energía en la que se tiene poca experiencia a nivel mundial, debe asignarse recursos considerables para su exploración y explotación consecuentemente. Un avance significativo en este campo bien vale los riesgos en que pudiera incurrirse. Desde un punto de vista nacional, los beneficios potenciales son importantes y los costos muy bajos. A este respecto, la experiencia japonesa puede resultar interesante.

113. Se establecen metas mínimas de aprovechamiento de este recurso, que consisten en llegar a 620 MW de capacidad en 1990 en lugar de los 150 MW en 1980. Aunque en términos relativos el incremento propuesto es sustancial, debe considerarse que se parte de una situación en que el recurso está prácticamente inexplorado.

114. La geotermia es una opción energética que deberá rendir sus principales frutos en los años noventa. A finales del presente decenio esta fuente no podrá contribuir de manera significativa al balance energético nacional. Sin embargo, su potencial futuro dependerá en buena medida del esfuerzo que se realice en el presente. Dicho esfuerzo, para que esté bien encausado, requiere conocer

Costos estimados de generación eléctrica para nuevas plantas (pesos por KWh)*

	Geo- térmica	Carbo- eléctrica	Hidro- eléctrica	Nucleo- eléctrica	Termo- eléctrica a base de combustóleo
Total	0.37	0.47	0.48	0.52	0.69
Costo de inversión	0.25	0.18	0.44	0.32	0.12
Costo de explotación	0.12	0.07	0.04	0.05	0.04
Costo de combustible**	—	0.22	—	0.15	0.53

* Precios de 1979

** Comparación con base en precios internacionales de los combustibles

Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial

Los costos unitarios totales se calcularon con base en cifras a precios de 1979 considerando el valor de los combustibles en el mercado internacional. Para las estimaciones se seleccionaron las plantas más representativas por fuente energética primaria. Puede observarse que en los casos de la generación geotérmica, hidráulica y nuclear, el costo de inversión tiene el mayor peso relativo, mientras que en las termoeléctricas a base de carbón y de hidrocarburos predomina el de los combustibles. Sumando los distintos componentes, la fuente más económica es la geotérmica y la más costosa la generación a partir de combustóleo. No hay gran diferencia en el caso de las tres fuentes restantes. Debido al alto valor de los hidrocarburos en el mercado internacional y a los usos alternativos que éstos tienen, conviene disminuir su participación en la generación eléctrica. En el futuro, a medida que su precio se eleve en términos reales, resultará cada vez menos atractivo para la economía utilizarlos para este propósito.

mejor el recurso y la factibilidad de su aprovechamiento. Por ello, el Programa propone que la Comisión de Energéticos establezca un grupo de trabajo que analice las posibilidades del país en esta materia. Ello servirá para normar el criterio del gobierno federal respecto al ritmo y modalidades con que actualmente se propone explotar la geotermia en México.

115. A la fecha se han probado reservas de carbón no coquizable en la cuenca del Río Escondido por un total de 600 millones de toneladas. Esta dotación ha permitido construir una primera planta carbocelétrica con capacidad de 1200 MW y se prevee la construcción de dos plantas más, de 1400 MW cada una, durante los años ochenta. El efecto de ello sobre el balance de energía es considerable: permitirá explotar un recurso que hasta ahora no se utilizaba y sustituir cerca de 120 mil barriles diarios de combustibles en 1990. En ese año, contribuirá con casi el 11% de la generación bruta de electricidad, cifra equivalente a la que se obtendrá conjuntamente de las energías geotérmica y nuclear. Las posibilidades a más largo plazo de esta fuente están bajo estudio y dependerán, entre otros factores, de los resultados de la exploración que en materia de carbón se realicen en el país.

116. Con la entrada en operación en 1983 y 1984 de los reactores de Laguna Verde, y con una unidad más a ponerse en marcha antes de que termine el decenio, México contará en 1990 con capacidad nucleocelétrica del orden de 2500 MW. Con estas plantas, y con otras más cuya construcción se iniciará durante los años ochenta, se prepararan las primeras generaciones de técnicos y obreros mexicanos en este campo. Este esfuerzo en materia nuclear obedece, entre otras razones, al convencimiento de que la única forma efectiva de asimilar una tecnología es mediante su aplicación práctica.

117. El último decenio ha visto el inicio de importantes programas de investigación en diversas áreas de la tecnología nuclear. En el futuro se preveen desarrollos en nuevos combustibles, en el diseño de reactores más eficientes y en nuevas normas y dispositivos de seguridad. Por ejemplo, es probable que hacia finales del siglo esté disponible comercialmente la tecnología de los llamados reactores de cría, lo que podría modificar el panorama de la energía nuclear en el mundo. Es imperativo que México cuente con cua-

dos técnicos del más alto nivel, condición necesaria para aprovechar estos avances en el largo plazo.

118. Además de las dos plantas nucleoelectricas que deberán estar en operación en 1990, se propone iniciar a partir de 1981 la selección del sitio y tecnologías para las unidades que empezarán a funcionar durante los años noventa. El objetivo planteado es que a finales de siglo se tengan instalados 20,000 MW de capacidad nuclear. Durante el presente decenio se contará con un plazo razonable para precisar las dimensiones y las características técnicas del esfuerzo en esta materia. Sin embargo, alcanzar dicho objetivo supone tomar acciones inmediatas. Ello se debe a que los periodos de maduración de los proyectos son particularmente extensos en este campo y la necesidad de dar a la industria nacional el tiempo suficiente para que pueda vincularse adecuadamente al desarrollo de una actividad en la que no se tiene todavía experiencia en el país.

119. Hay por el momento varias tareas a realizar. Las reservas probadas de uranio solo alcanzarán para la vida útil de Laguna Verde. Por su parte, la recuperación de este combustible como subproducto del procesamiento de la roca fosférica con que cuenta el país, permitirá nutrir los reactores que se proyectan para fines de los años ochenta. Todo ello hace aconsejable reforzar los programas de Uramex en materia de exploración de uranio en México. Asimismo, es necesario continuar con los estudios para determinar posibles localizaciones de plantas a instalarse en el futuro, atendiendo a sus características sísmicas, y a los problemas de enfriamiento de agua y de almacenamiento de desechos.

120. Por último, deben concluirse los estudios encaminados a elegir las tecnologías de los nuevos proyectos. Es probable que, al igual que en el caso de la siderurgia, la mejor solución fuera no optar por un solo tipo de reactor sino combinarlo para mantener un mayor margen de maniobra, flexibilidad y autodeterminación tecnológica. En cualquier caso, la decisión correspondiente no deberá demorarse.

121. La opción solar ha recibido recientemente gran atención en el mundo y se le dedican volúmenes crecientes de recursos. Su utilización en gran escala es, sin embargo, un evento del futuro.

A corto y mediano plazos su aportación al balance energético será marginal. No obstante, puede ayudar a mejorar las condiciones de vida y de producción de comunidades no integradas al sistema eléctrico nacional. Asimismo, tiene aplicaciones domésticas de gran importancia, como la llamada energía solar pasiva, consistente en diseñar los espacios habitacionales de manera que se aproveche mejor este recurso. A más largo plazo, si los esfuerzos tecnológicos en este campo tienen éxito, dicha fuente contribuirá a sentar las bases para el desarrollo de sistemas eléctricos descentralizados que utilicen un recurso permanente, ampliando así la gama de opciones energéticas.

122. Dado el objetivo de diversificar las fuentes primarias de generación al año 2000, se deben ponderar las ventajas relativas y las posibilidades prácticas de las distintas opciones. Para definir el tamaño del esfuerzo a realizar en cada una de estas alternativas, deben reunirse y confrontarse las conclusiones de los grupos técnicos que en materia hidráulica, geotérmica, de carbón, nuclear y solar coordinará la Comisión de Energéticos. Tales decisiones deben tomar en cuenta, entre otros factores, el vínculo entre el sector de la energía y la industria, evaluando la manera en que esta última deba orientarse a satisfacer las necesidades de equipo y maquinaria.

123. Es necesario garantizar un suministro confiable y económico de energía eléctrica en el medio rural. Ello permitirá aumentar la producción agropecuaria al ampliarse la capacidad de bombeo de agua para irrigación, alentar el desarrollo de pequeñas industrias y establecimientos comerciales, aumentando, por tanto, las posibilidades de empleo de estas áreas. Asimismo, ayudará a satisfacer mínimos de bienestar de grupos hasta ahora marginados, al extender el servicio eléctrico a comunidades aisladas. El logro de estos objetivos supone racionalizar los programas de electricidad rural y darles un mayor apoyo, conforme a las directrices del Sistema Alimentario Mexicano.

124. Dadas las características tecnológicas de los sistemas eléctricos modernos, se requiere un mayor grado de descentralización. En muchos casos, debido a la reducida magnitud de los consumos locales, no es económico extender las redes nacionales de dis-

tribución a comunidades aisladas. Por ello, los programas deberán orientarse a la aplicación de tecnologías de pequeñas escalas apropiadas al medio rural. Esto significa hacer un mayor esfuerzo por desarrollar, adaptar y difundir dichas tecnologías. En este sentido destacan la instalación de microcentrales eléctricas y el aprovechamiento de la tecnología solar para calentar agua destinada a usos domésticos y de producción así como para el secado de bienes agrícolas y pecuarios.

Instrumentación.

125. Los recursos energéticos primarios del país son propiedad de la Nación. Su transformación en energía utilizable es una actividad reservada al estado. A través de la empresa pública, éste juega un papel clave en actividades que consumen importantes volúmenes de combustibles. Con relación a los organismos descentralizados que operan en el campo de la energía, corresponde al Ejecutivo Federal formular políticas básicas, establecer metas, controlar y vigilar su cumplimiento, y evaluar resultados. Asimismo, el Estado tiene amplias atribuciones que le permiten afectar los patrones de oferta y demanda de energía. Para ello cuenta con diversos instrumentos administrativos de acción directa así como con otros que obran de manera indirecta a través del mecanismo de mercado.

126. Alcanzar las metas del Programa de Energía supone, por su propia naturaleza, las acciones directas de diversas entidades del gobierno federal, debidamente coordinadas. Su instrumentación implica también establecer mecanismos de seguimiento y de evaluación de resultados. A continuación se indican algunas de estas acciones directas, agrupadas bajo encabezados generales, que deberán enriquecerse con el concurso de las dependencias gubernamentales relacionadas de una u otra manera con este campo:

(I) Energía.

- Exploración, evaluación y explotación de recursos. Con el objeto de mejorar el conocimiento de los recursos energéticos del país y de precisar mejor su potencial, la Comisión de Energéticos integra subcomisiones con expertos de alto nivel y personas eminentes que evalúen el potencial de las fuentes primarias, recomienden estrategias de exploración, fijen criterios de medición de reservas y propongan programas alternativos de explotación o aprovechamiento

a largo plazo.

- Explotación racional de la energía. Se acordarán metas específicas de productividad con las entidades parastatales que operan en la rama de la energía, buscando elevar sus niveles de eficiencia. Esas considerarán, entre otros aspectos, la reducción de mermas y desperdicios.
- Tributación. Entre otros, su propósito es captar la renta económica asociada a la explotación de recursos energéticos, propiedad de la Nación, para canalizar las actividades prioritarias.
- Metas financieras. Estas pretenden garantizar una estructura financiera compatible tanto con criterios de manejo del presupuesto federal como con las necesidades de expansión de las empresas parastatales que operen en el campo de la energía. Los subsidios que se otorguen a través de sus precios y tarifas deberán ser más explícitos.
- Comercio exterior. Las ventas externas de energéticos persiguen objetivos más amplios que los estrictamente comerciales. El gobierno federal fijará metas, determinará su destino y negociará las contrapartidas correspondientes.
- Aspectos regionales. Se intenta aprovechar los efectos dinámicos de la expansión de la rama de hidrocarburos para fortalecer la política de ordenamiento territorial de la actividad económica.
- Protección ambiental. Se establecen límites a la emisión de descargas de materiales contaminantes y se reglamentan prácticas de explotación de materiales contaminantes y se reglamentan prácticas de explotación y aprovechamiento de recursos energéticos para proteger el medio ambiente.

(II) Industria.

- Programas de fomento. En estos se consignarán metas de ahorro de energía atendiendo a las posibilidades de cada actividad. El otorgamiento de precios diferenciales de combustibles será condicional a la firma y cumplimiento posterior de estos compromisos.
- Normas de eficiencia energética. Se establecerán a nivel de los procesos industriales así como en el caso de productos intermedios y finales cuyo uso requiera consumir energía. Las normas variarán en el tiempo de acuerdo a programas específicos acordados con las empresas y tendrán una difusión amplia entre el público.

- Cogeneración. A fin de lograr un mejor aprovechamiento de la energía primaria, en el caso de las empresas que no forman parte del sector eléctrico se autorizarán los proyectos de cogeneración que cumplan con los requisitos exigidos por las autoridades competentes.

- Flexibilidad en el uso de combustibles. Con el objeto de mantener un amplio grado de flexibilidad respecto al uso de combustibles industriales, el sector eléctrico, el petrolero y otros grandes demandantes deberán instalar equipos duales que permitan usar indistintamente gas y combustóleo.

- Industria alimentaria. Se impulsará la producción de nutrientes con base en insumos no agropecuarios, como la proteína unicelular para consumo animal y humano a partir del metanol. Ello permitirá liberar tierras para cultivar alimentos básicos. Asimismo, se fomentará el uso de nuevas tecnologías para mejorar el procesamiento, conservación y almacenamiento de productos alimentarios a través de la aplicación de la energía. El Sistema Alimentario Mexicano contempla varios proyectos en estas áreas cuya puesta en marcha deberá recibir la más alta prioridad.

(III) Transporte.

- Redes de transporte colectivo. En los grandes centros urbanos éstas requieren ampliarse y modernizarse, por lo que el Estado les asignará mayores recursos. Al mismo tiempo, se buscará disminuir de manera gradual diversos incentivos que actualmente tiene el transporte individual. Ello contribuirá a realizar ahorros considerados de energía.

- Normas de eficiencia automotriz. Se alentarán mejoras en el diseño y la operación de vehículos automotrices que reduzcan el consumo de combustibles por kilómetro recorrido.

- Medios alternativos de transporte. En cuanto al sistema ferroviario, se han iniciado programas de grandes dimensiones tendientes a fortalecerlo, ampliarlo y modernizarlo mediante su electrificación paulatina. Se hacen esfuerzos similares por lo que se refiere a la infraestructura portuaria, la flota marina y las redes de ductos. Estos medios, además de otras ventajas, hacen un uso más racional de la energía que el transporte por carretera, por lo que deben fomentarse. El programa de "barcos y tubos" de Pemex, por -

ejemplo, persigue estos propósitos.

(IV) Sector de bienestar social.

- Suministro eléctrico a regiones y grupos marginados. En coordinación con Coplanar se buscará impulsar esquemas de electrificación rural utilizando tecnologías adecuadas. Estas pueden aprovechar fuentes convencionales de energía así como la biomasa, la energía solar y los vientos, entre otras.

- Subsidios. Se protegerá a los sectores sociales más débiles, y a las regiones de menor desarrollo, de los efectos de corto plazo del proceso de racionalización energética. Sin embargo, los subsidios que se otorguen para estos fines deberán hacerse transparentes.

(V) Sector doméstico y de servicios.

- Se buscará moderar el uso de aire acondicionado y calefacción mediante diseños arquitectónicos que aprovechen mejor la ventilación natural, protejan el ambiente interior de la irradiación del sol o en su caso, hagan un mayor uso pasivo de la energía solar. Los programas de vivienda pública deberán servir como vehículo para difundir las nuevas tendencias en esta materia.

127. La política de precios que plantea el Programa constituye su principal instrumento de acción indirecta. Busca no solo racionalizar el crecimiento de la demanda interna de hidrocarburos y de la electricidad sino también alcanzar objetivos económicos más amplios. Lograr los efectos esperados de estas medidas sobre el consumo de energía requiere, sin embargo, que durante el período de transición hacia la nueva estructura de precios se adopten simultáneamente acciones directas como las indicadas. De otra manera no existirán las bases necesarias para que el mecanismo del mercado pueda operar. Entre otros propósitos, esta política pretende impedir que los bajos costos de la energía y el esquema de precios diferenciales alienten el mal uso de combustibles y la adopción de tecnologías obsoletas.

128. A lo largo de este documento se ha destacado que el desarrollo del sector energético nacional, en sus diversas modalidades, requiere de un esfuerzo importante en materia de investigación científica y tecnológica. El Estado cuenta con varias entidades dedicadas específicamente a esta labor que, por su importancia, tendrá que reforzarse en el futuro. Entre ellas se encuentra el Instituto Mexicano del Petróleo, El Instituto de Investigaciones

Eléctricas y el Instituto de Investigaciones Nucleares. Asimismo, el Conacyt apoyará a las universidades y a los institutos de investigación superior para que las disciplinas relacionadas con la energía reciban una mayor atención. En general, el sistema educativo deberá, contribuir a la formación y adiestramiento de personal técnico de nivel medio y superior. El Programa de energía propone que una parte significativa de los recursos financieros derivados de la explotación de combustibles fósiles se destine a la educación e investigación en este campo.

129. Será necesario dar un mayor impulso a la comunicación social a fin de sensibilizar al público respecto al carácter y a la dimensión de los problemas en esta materia, conocer su opinión al respecto e informarles sobre las acciones que puede tomar para hacer un mejor uso de la energía. Ello contribuirá a la mayor comprensión de las medidas propuestas en este Programa.

130. Por su naturaleza y estructura, la Comisión de Energéticos, depende de la Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial, será el órgano encargado de la instrumentación, el seguimiento y la evaluación de este Programa de Energía.

18.3 COMENTARIOS AL PROGRAMA NACIONAL DE ENERGIA.

18.3.1 RESERVAS DE HIDROCARBUROS.

La pregunta obligada en el caso es: ¿En base a este Programa, cuánto tiempo durará el petróleo? y conjuntamente ¿son lo suficientemente confiables las proyecciones del Programa?

Para contestar estas preguntas hemos hecho algunos cálculos - que presentamos a continuación.

En base a la gráfica del escenario (b) tenemos los siguientes consumos internos:

<u>AÑO</u>	<u>MILLONES DE BARRILES DIARIOS</u>
1980	2.0
1985	2.75

<u>AÑO</u>	<u>MILLONES DE BARRILES DIARIOS</u>
1990	4.0
1995	5.6875
2000	7.375

Linealizando la curva entre estos puntos se tendrán los siguientes consumos quinquenales:

$$m = \frac{2.75 - 2}{1825} = 4.1095 \times 10^{-4}$$

$$f(x) = 4.1095 \times 10^{-4} X + 2$$

$$\text{consumo} = f(x) = 4334.375 \text{ para el quinquenio } 1980-85$$

realizando las mismas operaciones correspondientes, en los demás casos tendremos:

<u>QUINQUENIO</u>	<u>MILLONES DE BARRILES</u>
1980-85	4334.375
1985-90	6159.375
1990-95	8839.8437
95-2000	<u>11919.53</u>
TOTAL	31253.375

Haciendo el mismo cálculo para las exportaciones tendremos:

<u>QUINQUENIO</u>	<u>MILLONES DE BARRILES</u>
1980-85	2509.375
1985-90	2794.5312
1990-95	1653.9062
1995-96	<u>68.4375</u>
TOTAL	7026.25

Lo cual representa que al año 2000 habremos consumido:

Consumo interno	31,253.123	
Exportaciones	<u>7,026.25</u>	
TOTAL	38,279.373	Millones de barriles de petróleo crudo equivalente.

Tomando en cuenta la proyección base y la del Programa se tendrán los siguientes porcentajes de participación de las fuentes alternativas:

Proyecciones base.

<u>QUINQUENIO</u>	<u>PORCENTAJE</u>
1980-85	12.5
1985-90	12.5
1990-95	7.2
95-2000	7.2

Proyecciones del Programa.

<u>QUINQUENIO</u>	<u>PORCENTAJE</u>
1980-85	12.5
1985-90	12.5
1990-95	14.9
95-2000	14.9

De esta manera los consumos totales de hidrocarburos serán:

<u>QUINQUENIO</u>	<u>MILLONES DE BARRILES</u>	
	caso (2)	(1)
1980-85	3792.587	3792.578
1985-90	5389.4531	5389.4531
1990-95	7522.707	8203.3749
95-2000	10143.52	11061.323
TOTALES	26848.258	28446.729

Si consideramos que las reservas probadas al 31 de agosto de 1981 son:

México: reservas probadas de hidrocarburos al 31 de agosto de 1981

	<u>Hidrocarburos totales¹</u> (millones de barriles)			<u>Petróleo²</u> (millones de barriles)			<u>Gas natural</u> (millones de pies cúbicos)		
	31/XII/79	31/XII/80	31/VIII/81	31/XII/79	31/XII/80	31/VIII/81	31/XII/79	31/XII/80	31/VIII/81
Total	45,803	60,126	72,008	33,561	47,224	57,000	61,216	64,510	75,352
Zona Norte	3,182	2,760	2,977	690	731	728	12,461	10,159	11,248
Zona Centro ³	2,509		2,362	1,758		1,606	3,756		3,782
Chicontepec	17,608	20,131	17,596	12,261	13,981	12,252	26,735	30,745	26,724
Zona Sur	22,504	37,235	49,073	18,852	32,512	42,414	18,261	23,606	33,598

1 Incluye petróleo crudo, condensados, líquidos del gas y gas natural.

2 Supone que 5,000 pies cúbicos de gas natural son equivalentes a un barril de petróleo.

3 Se trata de hidrocarburos líquidos: crudo, condensado y líquidos del gas.

4 Incluye Poza Rica y Angostura.

en el primer caso las reservas en el año 2000 serán:

$$72,008 - 35,357.021 = 36,650.979 \text{ Millones de barriles de crudo equivalente.}$$

en el segundo caso, el proyectado por el Programa, serán:

$$72,008 - 33,874.5 = 38,133.5 \text{ Millones de barriles de crudo equivalente.}$$

Para calcular el tiempo que durarán las reservas después del año 2000 consideraremos un consumo igual al del quinquenio 1995-2000, que representa un crecimiento anual del 5.93% en el consumo de energía total.

Así para el caso (1)

$$f(x) = (9.2465 \times 10^{-4}) X + 5.6875$$

integrando esta función e igualandola a las reservas estimadas al año 2000, tenemos:

$$X^2(9.2465 \times 10^{-4}) + (5.6875)X - 36,650.979 = 0$$

de donde la solución es:

$$X = 3931.39 \text{ días} = 10.77 \text{ años}$$

en el segundo caso la función es:

$$X^2(9.2465 \times 10^{-4}) + (5.6875)X - 38,133.5 = 0$$

cuya solución es

$$X = 4045.0386 \text{ días} = 11.08 \text{ años}$$

esto quiere decir que si no se realizara ningún crecimiento en la oferta de energía a partir de los proyectados a 1990 las reservas alcanzarían, manteniendo un crecimiento del 5.93% anual en la demanda a partir del año 2000, hasta el año 2011 en ambos casos, lo cual quiere decir que se cuenta con reserva para 29 años, si se descarta la posibilidad de que parte de las reservas probables pasarán a ser probadas.

Con respecto a la segunda pregunta podemos decir lo siguiente: Los crecimientos anuales que se derivan de los consumos enunciados en la discusión precedente son:

QUINQUENIO	INCREMENTO PORCENTUAL ANUAL DE LA DEMANDA
1980-85	7.5
1985-90	9.09

<u>QUINQUENIO</u>	<u>INCREMENTO PORCENTUAL ANUAL DE LA DEMANDA</u>
1990-95	8.4375
95-2000	5.93

Por lo que se puede ver estas tasas de crecimiento son absolutamente realistas, por lo que podemos confiar en ellas.

18.3.2 ALTERNATIVAS CONSIDERADAS.

Una vez establecido el horizonte de transición en 29 años la siguiente pregunta es: ¿Se han considerado adecuadamente las alternativas energéticas del país?

Todo parece indicar que las inquietudes a este respecto se han centrado básicamente en las consideraciones hechas sobre el aprovechamiento del potencial hidroeléctrico con que cuenta el país.

Para analizar este punto procederemos por un lado, haciendo una revisión de la potencialidad de estas reservas energéticas, y por otro, veremos lo que las proyecciones del Programa plantean, para después ponderar ambos aspectos y deducir conclusiones.

En la siguiente tabla se presenta el potencial hidroeléctrico identificado por la Comisión Federal de Electricidad, publicado en 1978.

POTENCIAL HIDROELECTRICO IDENTIFICADO POR ENTIDAD FEDERATIVA.

NUM.	ESTADO	No PROYS.	POF. MED M w	G. MED A. D. w w	% POTENCIA	% GENERACION
1.	Coahuila	1	14	123	0.1	0.1
2.	Colima	3	42	369	0.2	0.2
3.	Chiapas	01	6,568	57,430	32.4	33.4
4.	Chihuahua	24	613	5,371	3.1	3.1
5.	Durango	28	701	6,144	3.6	3.6
6.	Guerrero	33	1,826	15,995	9.3	9.3
7.	Guerrero	2	42	369	0.2	0.2
8.	Hidalgo	7	127	1,113	0.6	0.6
9.	Jalisco	31	783	6,684	3.9	3.9
10.	México	14	353	3,098	1.8	1.8
11.	Michoacán	30	768	6,728	3.9	3.9
12.	Moreros	2	68	578	0.3	0.3
13.	Nayarit	30	656	7,501	4.1	4.4
14.	Nuevo León	1	5	44	0.0	0.0
15.	Oaxaca	66	2,507	21,954	12.8	12.8
16.	Puebla	28	817	7,159	4.2	4.2
17.	Queretaro	4	137	1,200	0.7	0.7
18.	San Luis Potosí	21	447	3,918	2.3	2.3
19.	Sinaloa	24	527	4,617	2.7	2.7
20.	Sonora	15	414	3,629	2.1	2.1
21.	Tlaxcala	8	209	1,830	1.1	1.1
22.	Tlaxcala	10	95	833	0.5	0.5
23.	Veracruz	52	1,614	14,133	8.2	8.2
24.	Zacatecas	9	118	1,035	0.6	0.6
	S U M A S	541	19,619	171,806	100.0	100.0

FUENTE: Comisión Federal de Electricidad

Como puede verse, el potencial teórico es de 170 TWh aproximadamente, este potencial incluye 18 TWh de generación anual ya en operación, alrededor de 13 TWh en construcción y programados y cerca de 140 TWh de potencial teórico propiamente.

De acuerdo a la proyección base del Programa el consumo total diario a 1990 será de 5.4 millones de barriles diarios, de los cuales el 4.2% será energía generada a partir de la hidroeléctricidad, esto representa 226,800 barriles diarios de crudo equivalente y - - 82.8 millones anuales.

Tomando como base los poderes caloríficos publicados en el Boletín de Energéticos del mes de agosto de 1981, podemos hacer los siguientes cálculos:

Petróleo crudo	1,526.493	KCal/Barril
Energía eléctrica		
Primaria	2,860	KCal/KWh
$(82.8 \times 10^6) (1,526,493) = 1.2639 \times 10^{14}$ KCal		
$1.2639 \times 10^{14} / 2860 = 4.4193 \times 10^{10}$ KWh = 44.2 TWh		

De acuerdo a la proyección del Programa el consumo total de -- energía a 1990 será de 4.4 millones de barriles diarios de crudo -- equivalente, de los cuales el 4.7% será de origen hidroeléctrico, - esto representa anualmente 75.5 millones de barriles; haciendo los mismos cálculos que en el caso precedente obtendremos una generación anual de 40.3 TWh.

Tomando en cuenta los datos citados y los cálculos anteriores, la proyección del Programa representa duplicar la capacidad de generación hidroeléctrica en tan solo 10 años.

Al respecto diremos aun más, de acuerdo al artículo de Joaquín Carrión, publicado en el citado Boletín en el mes de diciembre de - 1981 se ha previsto que para fines de siglo podrían generarse 80 -- TWh hidroeléctricos, lo cual representa cuadruplicar la generación en un lapso de 20 años. Como vemos estas apreciaciones no pueden - considerarse pobres, por el contrario, puede decirse que se proyecta explotar intensivamente este recurso energético, ya que se proyecta realizar el 47% de las reservas potenciales.

18.3.3. EL PROGRAMA NUCLEOELECTRICO MEXICANO.

Bajo este subtítulo analizaremos los aspectos que creemos más relevantes en relación al Programa Nucleoeléctrico planteado en el Programa de Energía.

18.3.3.1 CONSIDERACIONES ECONOMICAS.

Dada la actual crisis financiera mundial que vivimos y la influencia que ésta ha ejercido sobre el país, conviene analizar el aspecto económico de un programa nuclear en México debido a que esta tecnología puede considerarse de importación en un 90% aproximadamente.

Debo aclarar que las consideraciones hechas aquí pueden adolecer de muchas carencias ya que están hechas bajo un criterio personal y no sobre cifras o datos hablados por alguna institución.

La actual crisis financiera por la que pasa el país limita extraordinariamente la capacidad de inversión que éste pudiera tener en otras circunstancias y ello repercute obviamente en un programa como el nucleoeeléctrico, dando lugar a que muchos pensarán en su aniquilación en su postergamiento a un plazo largo en el mejor de los casos.

Creo que cualesquiera de estas dos posiciones son extremistas y privan al país de uno de sus proyectos más importantes y ambiciosos con severas consecuencias negativas.

Esta aseveración puede provocar tres preguntas inmediatas que serían:

¿Por qué podemos considerar a estas posiciones extremistas, dadas las condiciones financieras del país?

¿Por qué es tan importante el Programa Nucleoeléctrico?

¿Cuáles son, si es que existen, las consecuencias negativas?

Argumentaré, apoyando mi aseveración, sobre estos tres aspectos.

1) El punto a analizar para argumentar una contestación a la primera pregunta es la crisis financiera por la que atraviesa el país.

Como puede verse, el potencial teórico es de 170 TWh aproximadamente, este potencial incluye 18 TWh de generación anual ya en operación, alrededor de 13 TWh en construcción y programados y cerca de 140 TWh de potencial teórico propiamente.

De acuerdo a la proyección base del Programa el consumo total diario a 1990 será de 5.4 millones de barriles diarios, de los cuales el 4.2% será energía generada a partir de la hidroeléctricidad, esto representa 226,800 barriles diarios de crudo equivalente y 82.8 millones anuales.

Tomando como base los poderes caloríficos publicados en el Boletín de Energéticos del mes de agosto de 1981, podemos hacer los siguientes cálculos:

Petróleo crudo	1,526.493	KCal/Barril
Energía eléctrica		
Primaria	2,860	KCal/KWh
$(82.8 \times 10^6) (1,526,493) = 1.2639 \times 10^{14}$ KCal		
$1.2639 \times 10^{14} / 2860 = 4.4193 \times 10^{10}$ KWh = 44.2 TWh		

De acuerdo a la proyección del Programa el consumo total de energía a 1990 será de 4.4 millones de barriles diarios de crudo equivalente, de los cuales el 4.7% será de origen hidroeléctrico, esto representa anualmente 75.5 millones de barriles; haciendo los mismos cálculos que en el caso precedente obtendremos una generación anual de 40.3 TWh.

Tomando en cuenta los datos citados y los cálculos anteriores, la proyección del Programa representa duplicar la capacidad de generación hidroeléctrica en tan solo 10 años.

Al respecto diremos aun más, de acuerdo al artículo de Joaquín Carrión, publicado en el citado Boletín en el mes de diciembre de 1981 se ha previsto que para fines de siglo podrían generarse 80 TWh hidroeléctricos, lo cual representa cuadruplicar la generación en un lapso de 20 años. Como vemos estas apreciaciones no pueden considerarse pobres, por el contrario, puede decirse que se proyecta explotar intensivamente este recurso energético, ya que se proyecta realizar el 47% de las reservas potenciales.

Creo que la crisis por la que atraviesa el país es transitoria y que sus síntomas no podrán durar mucho tiempo, estos síntomas tienen su principal exponente en la falta de divisas para el pago de la deuda externa y de fondos para el financiamiento de las obras de infraestructura y servicios proyectadas. Los factores que han inducido la crisis son transitorios, entre los que destacan la baja en los precios de las materias primas y la baja en los precios y la demanda de petróleo, son transitorios porque los países que consumen estos bienes y el mundo en general, no pueden soportar una recesión de las magnitudes de la actual por mucho tiempo, y se vislumbra que a más tardar a comienzos de 1985 se entrará en período de recuperación.

México cuenta con recursos sobrados para cumplir sus compromisos y costear su desarrollo, si consideramos tan solo los recursos financieros derivados del petróleo veremos que esto no es exagerado.

En base a los cálculos de exportaciones totales de petróleo presentados en el artículo dedicado a las reservas de hidrocarburos del país, y por tanto proyectadas por el Programa de Energía, notamos que estas ascienden a 7,026.25 millones de barriles; si consideramos que este petróleo se vendiera a un precio de 35 dólares, en promedio, por barril, los recursos con que contaría el país por este concepto serían de 245,918.75 millones de dólares aproximadamente, lo que representa 5.07 veces la deuda externa del país si esta se considera de 80,000.00 millones de dólares.

Si consideramos por otro lado, que el costo de una instalación nuclear con capacidad de 1000 MW sea de 1,200 millones de dólares, y que el Programa Nucleoeléctrico proyecta 20 de estas centrales, el costo del programa sería, por este concepto, de 24,000.00 millones de dólares; si consideramos que la infraestructura necesaria para el programa requiera una inversión de 35,000.00 millones de dólares, el costo total del programa alcanzaría los 59,000.00 millones de dólares, lo que representa el 24% de los ingresos por la venta de hidrocarburos proyectados. Si el 12% de la tecnología para los reactores es de origen nacional, esto quiere decir que este concepto causaría una erogación al exterior de 21,120.00 millones de dólares, lo que haría un total de 56,120.00 millones de dólares, divisas que regresarían al exterior y que representan el 22.8% de las

divisas provenientes del petróleo.

Si por otro lado consideramos que las condiciones actuales no permiten un desembolso inmediato para la realización del proyecto, existe la posibilidad de negociar un crédito a plazo razonable. -- Creo, aun cuando puedo equivocarme, que por simples apreciaciones - hechas del interés publicamente manifestado por países como Suecia, Canadá, Alemania, Francia y quizás el mismo E.U., poseedores todos ellos de una tecnología nuclear, habría la posibilidad real de que estos países estuvieran dispuestos a una transferencia de tecnología a partir del crédito.

2) Los argumentos que podríamos citar para contestar a la segunda pregunta pueda ser muchos, sin embargo solo daremos algunos pocos.

El Programa Nucleoeléctrico cumple con los objetivos planteados por el Programa de Energía en los párrafos 8,9,12,15,24,25,98,100, 101,117,118,119,120,121,127,129 y 130.

La importancia del Programa Nucleoeléctrico radica en la importancia de la Energía Nuclear, con todas sus consecuencias tecnológicas, científicas, sociales y económicas. La Energía Nuclear es hoy por hoy la única capaz de sustituir la energía derivada de los combustibles fósiles, es capaz de producir grandes volúmenes a precios económicos, las demás alternativas energéticas solo representan soluciones parciales reducidas a la necesidad de generar para el año 2030 la cantidad de 23 TW-año en el mundo; al año 2050 se estima -- que el 50% de los requerimientos mundiales de energía serán satisfechos con Energía Nuclear.

México programa al año dos mil, 20,000 MW nucleoeléctricos, lo que significa sustituir 247.6 millones de barriles manuales de petróleo, considerando que en el año 2000 el barril llegue a costar 58 dólares (estimación demasiado conservadora) este consumo representa 9408.8 millones de dólares anuales, si además consideramos -- que la energía nuclear siga siendo, como lo estima el Programa de Energía, 25% más barata que la energía a base de hidrocarburos, esto quiere decir que realizando el programa se tendría un ahorro de 2840.4 millones de dólares anuales, y a su vez significa que la inversión sería recuperada en 21 años considerando solamente los ahorros.

Nótese que las estimaciones no están hechas favoreciendo a la

Energía Nuclear, ya que se estima un costo bajo de los hidrocarburos y se considera que la proporción de costos solo se mantenga de acuerdo a las estimaciones de 1979, apreciación ésta poco real, ya que los precios de los hidrocarburos tienden a aumentar y los de la Energía Nuclear a disminuir. La recuperación de la inversión se refiere solo a los ahorros, esto quiere decir que la inversión se recuperaría en 21 años solo con las divisas provenientes del ahorro, no de la recuperación costo-precio, ésta no se ha tomado en cuenta.

Nota. Las estimaciones de sustitución generación nuclear-barriles de crudo equivalente están tomadas del Boletín de Energéticos del mes de diciembre de 1981. La relación de costos está tomada del Plan de Energía.

Si por otro lado consideramos una vida útil de 30 años de las plantas nucleares, en ese lapso se habrán sustituido 7428 millones de barriles de crudo equivalente que representarían el 19.5% de las reservas con que se contará al año 2000, y significaría un ahorro de 85,211.8 millones de dólares, 106.5% la actual deuda externa total de México.

Estas pocas consideraciones son referidas únicamente al aspecto económico, pues de acuerdo al orden que establecimos, éste es el aspecto que analizamos en esta sección. Respecto a las ventajas tecnológicas y de otra índole hablaremos más adelante.

3) Para argumentar una respuesta a la tercera pregunta diremos lo siguiente: El no realizar el Programa Nucleoeléctrico representaría desperdiciar en un lapso de 30 años, 1857 millones de barriles de crudo equivalente y 85,211.8 millones de dólares. Si esto lo referimos por ejemplo a la actual deuda externa de México podremos hacer las siguientes consideraciones; la deuda total actual de México es de 80,000 millones de dólares y representa la inversión que se ha hecho en infraestructura en un periodo de 30 años aproximadamente, si no se llevara a cabo el Programa Nucleoeléctrico, su intervención en la oferta interna de energía tendría que ser sustituida forzosamente por la quema de hidrocarburos, puesto que la explotación de los demás recursos energéticos se habrían hecho a la máxima capacidad, esto representaría incurrir en un endeudamiento igual al actual con la diferencia de que al cabo de 30 años solo

tendríamos las cenizas de la quema de los hidrocarburos. Esto considerando como dijimos un precio de 38 dólares por barril de crudo, - no me diga si el precio llegara a ser más alto.

Creo que en base a estas consideraciones queda argumentada mi anterior afirmación.

Aun cuando pueden hacerse muchos más comentarios al Programa de Energía que se plantea, creemos que las hechas pueden ser las de más interés para este trabajo, en lo que resta de él trataremos de profundizar más en el Programa Nucleoeléctrico que se propone.

18.4 EL PROGRAMA NUCLEOELECTRICO NACIONAL. REQUERIMIENTOS Y ASPECTOS GENERALES.

18.4.1 INTRODUCCION.

La implementación de un programa nuclear en México requiere de una cuidadosa planeación por los requerimientos intrínsecos de esta tecnología y por tratarse de un aspecto en el que el país tiene muy poca experiencia.

La tecnología nuclear completa puede dividirse en tres grandes áreas que son:

- 1) La infraestructura necesaria para producir los combustibles y componentes de las plantas nucleoelectricas.
- 2) La construcción y operación de las mismas.
- 3) El reprocessamiento y disposición final de los desechos.

La infraestructura y capacitación de recursos humanos necesarios para implementar estas tres áreas constituyen los requerimientos para un programa nucleoelectrico nacional.

En base a este desglose por áreas del problema, México tiene creadas las instituciones encargadas del desarrollo de los dos últimos puntos en su totalidad y parcialmente en el primero.

Las instituciones que se encargarían del desarrollo de la primera área serían: Uramex, en lo que respecta a producción y manejo de combustibles, y sería necesario crear plantas industriales - paraestatales, de participación mixta o privadas, para la producción de las partes de los reactores. La Comisión Federal de Elec-

tricidad sería la encargada de la construcción y operación de las plantas. Por último el reprocesamiento y disposición final de los desechos estaría a cargo nuevamente de Uramex.

Con esto quedaría abarcado el requerimiento de infraestructura del programa. La capacitación de recursos humanos podría estar a cargo de diferentes instituciones con participación en su dirección de la CFE, el ININ y Conacyt; las instituciones que participarían en la capacitación podrían ser las de educación superior que tuvieran mayores posibilidades, los mismos organismos de CFE e ININ en México, y el Conacyt en el extranjero.

De acuerdo a este esquema, acorde con el Programa de Energía, la siguiente cuestión es la implementación de los programas en cada una de estas áreas. Estos programas se hallan aun en proceso de elaboración por las instituciones gubernamentales.

Otro aspecto a considerar es, de acuerdo a los requerimientos de energía eléctrica considerados por CFE y el Programa de Energía es, cuales son los recursos uraníferos del país para la implementación de un Programa Nuclear.

En el siguiente apartado daremos un panorama general de éste último aspecto, y en el subsiguiente analizaremos los requerimientos, posibilidades y logros actuales de la capacitación de recursos humanos. Esta última cuestión es fundamental para la totalidad de las áreas y requerimientos expuestos.

18.4.2 REQUERIMIENTOS.

Según datos publicados en el Boletín Energéticos del mes de diciembre de 1981, la demanda de electricidad en el año 2000 estará comprendida entre 374 y 550 TWh anuales.

Se estima que la hidroelectricidad podrá contribuir con 80 TWh anuales; la geotermia por su parte contribuirá aproximadamente con 20 TWh y el carbón con 40 TWh anuales, esto representa que al año 2000 se obtendrán 140 TWh de fuentes alternativas al petróleo sin contar con la energía nuclear.

En el mejor de los casos, con una demanda de 374 TWh, estas contribuciones representan el 37.4% de la demanda de energía eléc

trica al año 2000.

El programa nucleoelectrico proyecta 20,000 MW al año 2000 que representan aproximadamente 130 TWh anuales, y que también en el -- caso de la demanda baja, vienen a ser el 34.76%. Esto quiere decir que se proyecta que el 28.84% de la demanda de electricidad se cubrirá con combustibles fósiles. Como puede apreciarse, este esquema es adecuadamente balanceado, ya que las tres fuentes principales de energía contribuirán con aproximadamente 1/3 de la demanda, respectivamente.

México: pronósticos de la demanda de electricidad, 1980-90

Demanda máxima bruta (MW)

A r e a	Cifras históricas		Proyección		Tasa media de crecimiento anual		
	1975	1980	1985	1990	1980/75	1985/80	1990/85
Total	7,615	11,264	20,642	35,267	8.1	12.9	11.3
Central	2,642	3,549	5,345	7,631	6.1	8.5	7.4
Oriental	1,491	2,290	4,333	8,373	9.0	13.6	14.1
Occidental	1,211	1,853	3,909	6,690	9.0	16.1	11.3
Noreste	756	1,195	2,559	4,922	9.6	16.5	14.0
Norte	548	763	1,301	2,101	6.8	11.3	10.1
Noroeste	440	848	1,670	3,235	13.6	14.5	14.1
Tijuana-Mexicali	307	451	891	1,201	8.0	14.6	6.2
Peninsular	119	207	483	859	11.7	18.5	12.2
La Paz	14	52	137	232	30.0	21.4	11.1
Pequeños Sistemas	79	56	14	23	- 6.7	- 24.2	10.4

Energía necesaria bruta (GWh)

A r e a	Cifras históricas		Proyección		Tasa media de crecimiento anual		
	1975	1980	1985	1990	1980/75	1985/80	1990/85
Total	41,227	62,490	115,846	200,750	8.7	13.1	11.6
Central	13,638	18,974	28,106	40,170	6.8	8.2	7.4
Oriental	8,549	12,367	25,257	50,047	7.7	15.4	14.7
Occidental	6,151	10,385	21,289	37,843	11.0	15.4	12.2
Noreste	4,595	7,325	15,415	29,349	9.8	16.0	13.7
Norte	3,355	4,852	7,945	12,820	7.7	10.4	10.0
Noroeste	2,473	4,902	9,302	18,114	14.7	13.7	14.3
Tijuana-Mexicali	1,475	2,075	5,354	6,928	7.1	20.9	5.0
Peninsular	581	1,086	2,394	4,309	13.3	17.1	12.5
La Paz	68	261	725	1,173	30.9	22.7	10.1
Pequeños Sistemas	342	263	59	97	- 5.1	- 2.6	10.5

Fuente: C.F.E. Gerencia General de Estudios e Ingeniería Preliminar, Desarrollo del Mercado Eléctrico 1974 - 1980
Comisión Federal de Electricidad, Desarrollo del Mercado Eléctrico, 1976 - 1990, México, 1981.

18.4.2.1 RESERVAS DE URANIO.

Puede decirse que la exploración de los recursos uraníferos con que cuenta el país apenas ha comenzado, ya que las inversiones que pueden considerarse adecuadas para este fin, no han comenzado sino hasta 1975 o 1976. A continuación se presentan algunos datos de éstas.

Radiometría aérea

Año	Espectrometría sistemática a/ (km ²)	Reconocimiento radiométrico b/ (km ²)	Costo estimado c/ (dólares)
Antes de 1977	130,000	110,000	2,078,000
1977	50,000	8,000	662,000
1978	40,000	0	750,000
1979	70,000	0	893,000
1980	20,000	0	1,600,000
1981 d/	150,000	0	2,700,000
Total	460,000	118,000	8,673,000

a/ Incluye procesamiento y ordenamiento por computadora; el intervalo para el reconocimiento aéreo sistemático es de aproximadamente 800 metros.

b/ Registro gráfico y observación directa.

c/ Excluye compra de equipo.

d/ Programado.

Año	Minería subterránea (metros lineales)	Costo (dólares)	Pruebas en superficie	Costo a/ (dólares)
Antes de 1972	50,000			
1972	1,596	144,000	3,000	24,000
1973	926	16,600	3,200	25,000
1974	351	48,000	31,000	52,000
1975	60	8,000	121,000	50,000
1976	22	5,013	18,300	16,000
1977-80 b/	n.d.	n.d.	n.d.	n.d.

a/ Excluye el costo de la compra de equipo.

b/ Esta actividad se ha reducido y cambiado por técnicas de perforación.

Perforación terrestre

foración de diamante, neumática y rotatoria, dependiendo del área bajo exploración. El monto del trabajo realizado se muestra en el cuadro siguiente:

Para este propósito se han usado sistemas de per-

Año	Número de perforaciones	Metros perforados	Costo g/ (dólares)
Antes de 1977	7,199	562,500	6,224,000
1977	750	88,155	706,000
1978	425	51,000	441,506
1979	750	90,000	794,701
1980	1,151	108,990	3,404,000
1981 <i>b/</i>	2,000	209,000	7,000,000
Total	12,275	1,100,645	18,569,000

a/ Costos estimados; incluye pruebas geológicas y geofísicas y acceso a los sitios, pero excluye costo de adquisición de maquinaria y equipo.

b/ Programado.

Como puede apreciarse la mayor actividad se ha realizado en -- 1981, ya que de 1957 a 1977, por ejemplo, se habían inspeccionado -- por radiometría aérea 130,000 Km², y en 1981 se inspeccionaron -- 150,000 Km².

Esto no nos indica otra cosa sino que el potencial de reservas puede ser aumentado considerablemente.

A continuación presentamos una tabla de las reservas probadas de Uranio a enero de 1981.

Según estos datos se cuenta con aproximadamente 8,993.8 toneladas de Uranio.

 México: reservas nacionales de minerales de uranio, enero 1981

Sitio	Grado Promedio % de U_3O_8	Toneladas de U
Chihuahua		
El Nopal	0.29	311.5
Margaritas - Puerto III	0.12	1,052.4
	0.12	1,524.9 a/
Nopal III	0.10	176.9
La Domitila	0.25	52.6
Otros: (depósitos minerales)	0.20	325.4
	0.05 - 0.2	87.2
(lotes y concentrados)		62.1
Sonora		
Los Amoles	0.19	409.9
	0.05	493.6 a/
Noche Buena	0.06	178.6
Luz del Cobre	0.04	178.6
Otros "	0.07	122.5
Durango		
La Preciosa	0.06	181.2
	0.06	193.3 a/
El Mezquite	0.05	77.6
Otros	0.06	78.5 a/
Nuevo León		
La Coma	0.20	1,134.0
Buenavieta	0.20	1,221.1
El Chapote	0.08	684.4
Otros	0.07	437.5
		<u>8,993.8</u>

 a/ Indicado

Pero según datos más recientes publicados en el boletín de Energéticos en el artículo de Juan Eibenschutz, Nucleoelectricidad para México, del mes de agosto de 1982, las reservas medidas con que cuenta el país son de 28,000 toneladas; en la tabla que presentamos a continuación pueden observarse los requerimientos de combustible de 4 tipos de reactores, los que utilizaremos para hacer ciertos cálculos que nos permitan formular un esquema somero de disponibilidad de combustible en cuanto a la posibilidad de un Programa Nucleoelectrónico Nacional.

Representative Characteristics of Commercial Power Reactors
(1000-MWe capacity)

	PWR Pressurized- Water Reactor	BWR Boiling-Water Reactor	CANDU Canadian Deuterium- Uranium	HIGH High Temperature Gas-Cooled Reactor
Coolant	Ordinary water (H ₂ O)	Ordinary water (H ₂ O)	Heavy water (D ₂ O)	Helium gas
Moderator	Ordinary water	Ordinary water	Heavy water ^a	Graphite
Percent ²³⁵ U enrichment	2-4%	2-4%	0.7%	93% (initial load)
Fertile (bred) nuclide	²³⁸ U (²³⁹ Pu)	²³⁸ U (²³⁹ Pu)	²³⁸ U (²³⁹ Pu)	²³² Th (²³³ U)
Yearly uranium require- ment at equilibrium (tons of U ₃ O ₈) ^b	129	121	125	85
Lifetime uranium require- ments (tons of U ₃ O ₈) ^b	4,100	4,020	4,160	2,980
Thermal efficiency (percent)	32-33%	33-34%	28-30%	39%
Approximate once- through external cooling water requirements (gal/min with 15 °F temp. rise)	1,000,000	960,000	1,220,000	740,000
Core type	Fuel rods (bundled into assemblies)	Fuel rod assemblies	Fuel rod assemblies (individually pressurized)	Fuel parti- cles dis- persed in graphite blocks
Coolant pressure, psi (MPa)	2,250 (15.5)	1,020 (7.0)	1,490 (10.3)	700 (4.8)
Coolant temperature at exit from core, °F (°C)	620 (327)	545 (285)	590 (310)	1,370 (743)

^a The D₂O moderator is separate from the coolant and is at essentially atmospheric pressure (15 psi).

^b These uranium requirements are abstracted from Table 10.1. They assume recycle of plutonium and uranium for the LWR and BWR, recycle of uranium for the HTRG, and no recycle for the CANDU. (The requirements of present CANDUs are higher than given here.)

En el caso del PWR por una simple regla de tres tendremos:

Peso atómico del U	238	de modo que en el U_3O_8
Peso atómico del O	16	
		$238 \times 3 = 714$
		$16 \times 8 = 128$
	Total	842

842 - 4100

714 - X X = 3,476.722 Ton. de uranio natural

En este caso México cuenta en la actualidad con combustible para 8 plantas de 1000 MW, considerando los requerimientos de toda una vida útil de 30 años de la planta y 28,000 Ton. de reservas de U.

En el caso del BWR, por medio de cálculos similares se llega a que los requerimientos de U de este tipo de reactor son de - - 3408.88 Ton., en cuyo caso las reservas cubren los requerimientos de algo más de 8 plantas, considerando toda su vida útil.

En el caso de la tecnología CANDU la situación es similar, cubriéndose también los requerimientos de combustible de 8 plantas.

Estos datos pueden ser comprobados con un balance energético sencillo como el que presentamos a continuación:

$$3476.722 \times 0.007 = 24.337 \text{ Ton. de U-235}$$

$$24.337 \times 10^6 / 235 = 103,561.7 \text{ moles}$$

$$(103561.7)(6.022 \times 10^{23}) = 6.2364 \times 10^{28} \text{ átomos de U-235}$$

si consideramos 200 MeV por fisión tenemos

$$(6.2364 \times 10^{28})(200) = 1.2472 \times 10^{31} \text{ MeV}$$

$$1 \text{ MeV} = 4.450 \times 10^{-24} \text{ kWh por lo tanto}$$

$$(1.2472 \times 10^{31})(4.45 \times 10^{-24}) = 5.5504 \times 10^{11} \text{ kWh} = 555.04 \text{ TWh}$$

si se considera una eficiencia de planta del 35%, quiere decir que se producirán 194.3 TWh por planta durante su vida útil de 30 años, lo que representan 6.5 TWh anuales por planta, si a la vez consideramos 20 plantas, esto quiere decir un total de 130 TWh anuales, - cálculo acorde con las estimaciones de fuentes autorizadas y citado

en la sec. 18.4.2.

En el citado artículo del Boletín de Energéticos del mes de -- agosto de 1982, el autor menciona además, que estas mismas reservas utilizadas en reactores de crfa sustituiría 180,000 millones de barriles de crudo, lo que quiere decir que con cálculos sencillos tenemos:

$$\text{Petróleo crudo } 1,526,493 \text{ KCal/Barril} \\ (180 \times 10^9)(1,526,493) = 2.7476 \times 10^{17} \text{ KCal}$$

$$\text{Energía eléctrica primaria } 2,860 \text{ KCal/KWh} \\ (2.7476 \times 10^{17}) / (2860) = 9.6072 \times 10^{13} \text{ KWh} = 96,073 \text{ TWh}$$

Esto quiere decir que con la tecnología de los reactores de -- crfa y considerando una demanda de 500 TWh anuales se contaría con recursos para 192 años, solo con las reservas actuales.

Aun más, el autor menciona que las reservas estimadas de la so la península de Baja California son de 150,000 Ton. de U. Si solo el 30% de estas reservas pasarán a ser medidas, sería suficiente para abastecer la demanda de 12 plantas más de 1000 MW, que vendrían a completar las 20 necesarias al año 2000.

Es de considerarse además que solo el 25% aproximadamente del territorio nacional ha sido explorado.

En base a estos argumentos es válido pensar en la factibilidad del programa nucleoelectrico, en lo que a reservas de uranio se refiere, ya que con las reservas actuales se cubrirían las necesidades de combustible de las 20 plantas durante un periodo de 12 años, -- tiempo suficiente para incrementar las reservas mediante la explora ción pertinente.

México: producción de uranio
(toneladas de U)

Proyecto	1982	1983	1984	1985	1986	1987	1988	1989	1990	1991	Total
Peña Blanca <i>a/</i>	43	199	199	199	199	199	146	-	-	-	1,184
La Coma <i>b/</i>	62	216	216	216	216	216	216	216	216	145	1,935
A.B. (Los Amoles)	23	48	48	48	48	48	48	48	48	-	407
UP - 1	43	130	130	130	130	130	130	130	130	130	1,213
Purificación de concentrados <i>c/</i>	41	-	-	-	-	-	-	-	-	-	41
Total	212	593	593	593	593	593	539	394	394	276	4,780

a/ Incluye: Nopal I, Margaritas y Puerto III
b/ Incluye: La Coma y Buenavista
c/ Concentrados producidos en 1969-1970

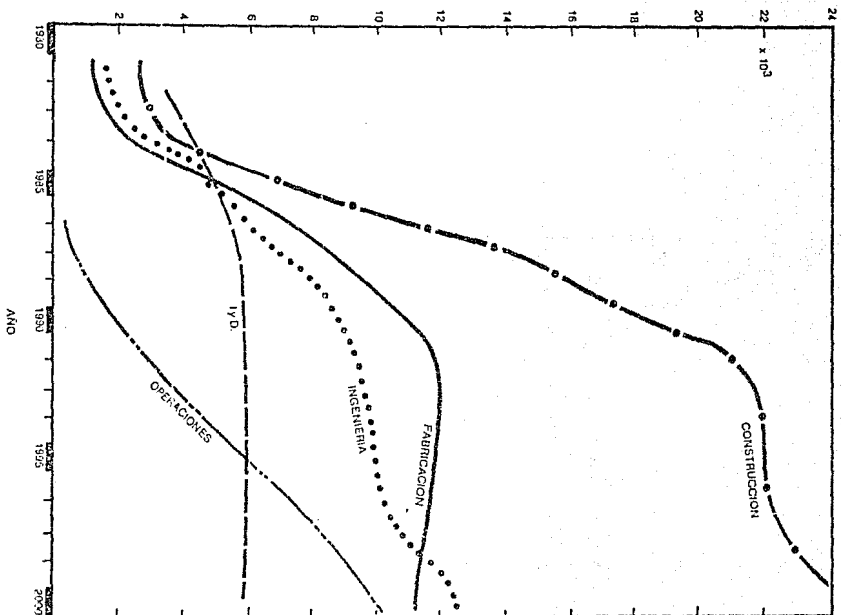
Las tablas han sido tomadas del boletín de Energéticos del mes de mayo de 1982.

18.4.2.2 RECURSOS HUMANOS.

El planteamiento que se ha tratado de seguir en este trabajo en cuanto al establecimiento de un Programa Nucleoeléctrico contempla algunos de los aspectos que pueden considerarse de mayor importancia para lograr una cierta independencia en el logro de los objetivos -- que el mismo plantea. Es de la mayor relevancia, para obtener esta independencia, el contar con una planta industrial capaz de satisfacer los requerimientos que del Programa se derivan, para ello es indispensable contar con los recursos humanos que sean capaces de crear la infraestructura humana necesaria para el logro de tales objetivos.

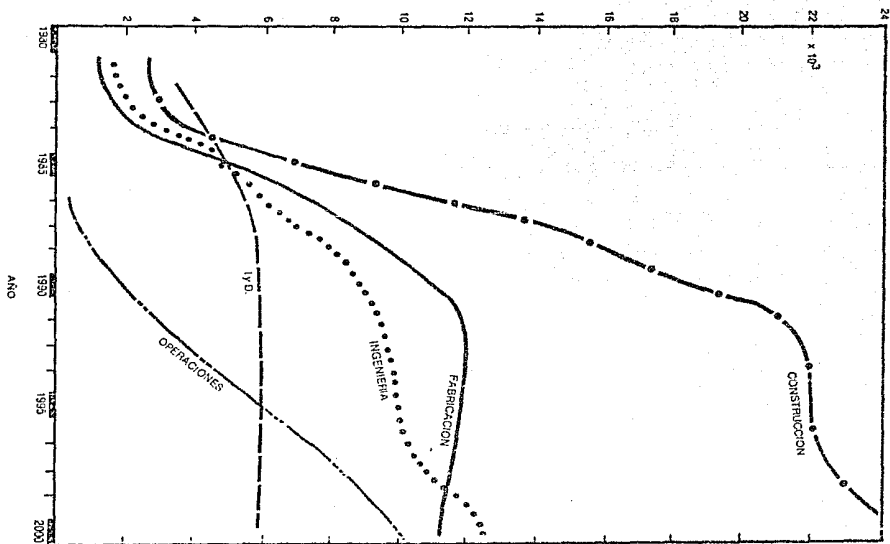
A continuación se presentan algunos datos del estudio hecho por el AECL para Comisión Federal de Electricidad en 1980 de los requerimientos humanos para el programa nuclear mexicano basado en reactores CANDU. Aunque este estudio marca los requerimientos para una tecnología en especial, puede tomarse como indicador para establecer un panorama general.

Requerimientos de personal para el programa nuclear de México
(EMPLEOS)



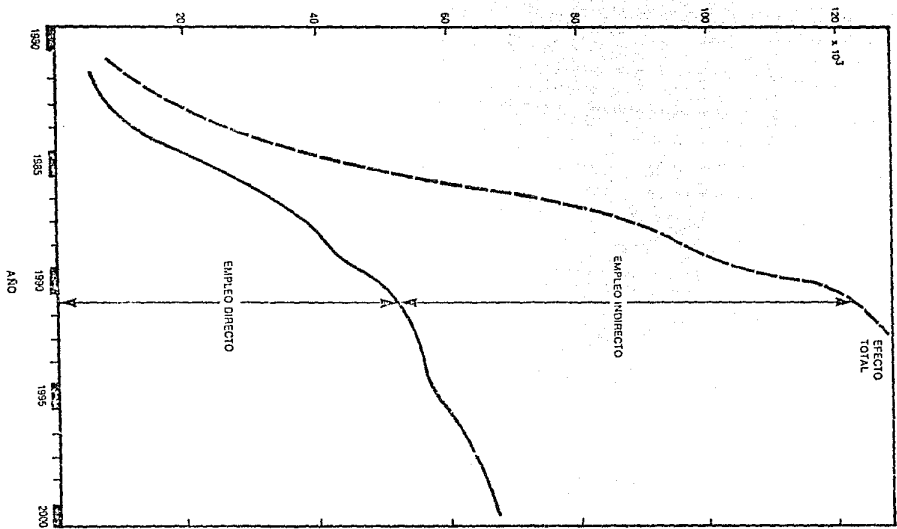
Fuente: AECL basado en la experiencia canadiense

Requerimientos de personal para el programa nuclear de México
(EMPLEOS)



Fuente: AECL basado en la experiencia canadiense

Requerimientos de personal para el programa nuclear de México
(EMPLEOS)



De estas gráficas vemos que tan solo para el renglón de Investigación y Desarrollo serán necesarios cerca de 6,000 profesionales calificados.

Tomaremos esta cifra como base para hacer ciertas consideraciones. Las consideraciones que haremos en seguida solo se referirán a los profesionales con estudios de nivel superior.

Según el estudio hecho por Juan Lartigue bajo el título Experiencia en la formación de recursos humanos, publicado en la revista Energía del Fuego al átomo de los meses Oct-Nov. de 1981, la experiencia en la formación de recursos humanos y los creados por ella son:

"Considerando exclusivamente a los cursos tendientes a la obtención de un diploma de especialización profesional y un grado académico en Ciencias o Ingeniería Nucleares, puede decirse que el primer fue el de Técnicas Básicas en Radioisótopos e Instrumentación Nuclear, que impartió la Comisión Nacional de Energía Nuclear en la Facultad de Ciencias de la UNAM en 1958, y el cual fue continuado posteriormente en ambas instituciones, así como en el IPN, Chapingo y otras universidades de provincia.

A nivel de Licenciatura, se inició en la Facultad de Ingeniería de la UNAM, en 1960, un curso de Introducción a la Ingeniería Nuclear. En la Facultad de Química comenzó un curso de Ingeniería Nuclear en 1962, otro de Química Nuclear en 1964, así como dos más, de Tecnología Nuclear y de Radiofarmacia, en 1967. En la Facultad de Medicina se estableció, a partir de 1968, el curso de Pruebas Funcionales con Radionúclidos y ese mismo año, en la Facultad de Ciencias, la Radiobiología y la Física Nuclear I. También en 1968 se empezó a impartir en la Universidad de Querétaro un curso de Química Nuclear y Radioquímica. En la UAM se fundó, en 1975, la Licenciatura en Ingeniería de Recursos Energéticos, con una opción en Energía Nuclear.

En cuanto a estudios de posgrado, la Maestría en Ingeniería Nuclear se inició en la Escuela Superior de Física y Matemáticas del IPN en 1961, continuando hasta la fecha. Poco después, en 1963, se inició en la Facultad de Ingeniería de la UNAM otra Maestría en Ingeniería Nuclear (en la que se graduaron tres personas). La cual se suspendió en 1968, pero se reabrió en 1980 bajo una - -

nueva forma. En 1967 se fundó la Maestría en Química Nuclear e Ingeniería Química Nuclear, en la Facultad de Química de la UNAM, la que se amplió a una Maestría en Ciencias Nucleares a partir de 1974.

En 1967 se creó el Laboratorio Nuclear de la UNAM, como una dependencia interdisciplinaria para realizar actividades de docencia, investigación y servicios nucleares. En 1972 cambió su nombre por el de Centro de Estudios Nucleares, pero a partir de 1976, disminuyó sensiblemente sus actividades de docencia.

En 1974 se estableció, en la Facultad de Ciencias de la UNAM, una Maestría en Instalaciones Nucleares y Radiactividad Ambiental, la que, aparentemente, se transformará en breve en una Maestría en Física de Reactores Nucleares.

Por último, dentro de la UNAM, se fundó en 1980 una Maestría en Ingeniería Energética en la Facultad de Ingeniería, la cual ofrece una opción en Energía Nuclear.

Por otra parte, cabe señalar que desde hace varios años existe una Maestría en Ingeniería Nuclear en la Universidad de Nuevo León.

En estrecha relación con estas actividades educativas y de investigación, se instalaron en el país 4 reactores nucleares: 2 subcríticos y 2 críticos. El primero, en 1967, en la ESFM del IPN. El segundo, igual al primero, en la Universidad de Zacatecas, en 1968. El tercero, también en 1968, en el Centro Nuclear de la entonces Comisión Nacional de Energía Nuclear, el cual es adecuado no solo para entrenamiento a investigación, sino también para producción de radioisótopos. El cuarto reactor, donado por la República de Alemania, se instaló en 1972 en el Centro de Estudios Nucleares de la UNAM. De todos estos reactores de enseñanza, solo funcionan el del ININ y el del IPN.

Ante la carencia inicial de laboratorios nucleares en las instituciones docentes, fue determinante la colaboración y el apoyo brindado por el Programa de Capacitación de la CNEN tanto en orientación y profesorado como en equipo electrónico, mucho del cual fue diseñado construido en el Instituto de Física de la UNAM.

Situación actual.

A nivel de Licenciatura, continúa impartándose normalmente la de Ingeniería en Recursos Energéticos, con su opción en Energía Nuclear, en la UAM.

A nivel de posgrado, la siguiente tabla muestra la situación en que se encontraban en 1980 las dos únicas Maestrías que han funcionado ininterrumpidamente desde su fundación.

SITUACION DE LAS MAESTRIAS

	FQ-UNAM	ESFM-IPN	TOTAL
alumnos inscritos en 1980	15	13	28
alum. graduados hasta 1980	10	15	25
alum. que terminaron créditos pero no tesis	33	40	73
alum. que no terminaron créditos	34	170	204
TOTAL	92	238	330

Como puede observarse, respecto a la Maestría de la FQ, el 37% de los alumnos abandonó sus estudios, el 11% se graduó y, aproximadamente la mitad ya no puede obtener el grado por razones de reglamento, encontrándose, la otra mitad, en realización o trámites de su tesis."

Como puede verse esta situación es sumamente grave ya que el país requerirá 6,000 profesionales de este nivel, cuando menos, al año 2000, y solo cuenta con 25 en la actualidad, el 0.4%, esto es obviamente alarmante.

Esto ocurre en lo que podemos considerar el "núcleo" de los requerimientos humanos para el Programa.

A esto debemos agregar otro fenómeno de gran importancia que se da en la Facultad de Ingeniería de la UNAM.

Considerando que esta institución debería ser uno de los pilares en la formación de recursos humanos en el área, nos enfrentamos con una muy triste realidad. La Maestría en Ingeniería de Energéticos que se imparte en la División de Estudios Superiores tiene en su programa de estudios solo seis materias de Ingeniería Nuclear que son:

<u>CLAVE</u>	<u>NOMBRE DE LA ASIGNATURA</u>
630606	Análisis numérico de reactores nucleares.
630406	Economía de plantas nucleoelectricas
630306	Ingeniería avanzada de reactores nucleares.

<u>CLAVE</u>	<u>NOMBRE DE LA ASIGNATURA</u>
630206	Ingeniería de reactores nucleares
630106	Introducción a la ingeniería nuclear
630506	Tecnología y administración de combustibles nucleares.

Si consideramos que en países como Francia una especialidad equivalente en el área comprende de 24 a 28 materias y que además se hacen trabajos prácticos de investigación en reactores de potencia cero o de baja potencia, notamos que la diferencia es abrumadora y lamentable.

En países como el citado además, existe el equivalente a la Maestría en México en diferentes áreas relacionadas con la Tecnología Nuclear, como son Estructuras, Neutrónica, Termohidráulica, Control, Combustibles, etc.

Estos datos serán tomados en cuenta para las conclusiones de este trabajo.

18.4.3 CONSIDERACIONES GENERALES.

Como dijimos al hablar de la importancia de un Programa Nucleoeléctrico Nacional, la importancia de éste radica en la trascendencia de la Energía Nuclear como fuente alternativa y única capaz de satisfacer a largo plazo los requerimientos de energía de la humanidad.

En esta sección trataremos de exponer que esta tecnología no solo es importante a largo plazo, sino que tiene aplicación de inmediato y a mediano plazo.

La aplicación inmediata de la Tecnología Nuclear se halla en la generación de electricidad, a mediano plazo, una de sus aplicaciones más importantes sin duda, ha de ser su aplicación a lo que se ha dado en llamar la Tecnología del Hidrógeno.

La Tecnología del Hidrógeno comprende dos grandes fases, una a mediano plazo y otra a largo plazo, que son: la hidrogenación de combustibles fósiles y la creación de combustibles líquidos sintéticos, y el hidrógeno como combustible para el transporte y la

Fusión Nuclear, respectivamente.

La mayor parte de ciertas fuentes fósiles, tales como las arenas petrolíferas, son ricas en carbono y pobres en hidrógeno, lo que se hace con la Tecnología del Hidrógeno en esta área es extraer el carbón hasta obtener la mezcla correcta de carbón e hidrógeno.

La intervención de los reactores nucleares estaría en la producción de hidrógeno y oxígeno por medio de la electrolisis, además de suministrar calor, con estos elementos (hidrógeno, oxígeno y calor) podría aumentarse el contenido energético de las arenas petrolíferas en tres o cuatro veces.

Se puede utilizar el mismo principio para producir combustible sintético a partir del carbón. El hidrógeno producido vía nuclear, podría utilizarse para aumentar el contenido energético de los combustibles de la biomasa -desechos madereros de la industria forestal o de plantaciones de árboles híbridos de crecimiento rápido, tales como el Alamo Blanco, Alamo Negro o Tulipanero, etc.

A largo plazo el hidrógeno tiende a ser el combustible para el transporte; utilizable en los ferrocarriles, buques, aeronaves y vehículos es el combustible del futuro; muchos países del mundo ya cuentan con ambiciosos proyectos a este respecto.

El hidrógeno es además la base para los ciclos de combustible de los reactores de Fusión.

Es aconsejable que el país comience a implementar programas en todas las áreas de esta tecnología que en su momento será más barata y atractiva que la misma tecnología de Fusión, un buen comienzo sería la Tecnología del Hidrógeno a base de energía Nuclear de Fusión.

Como puede verse del Programa de Energía, cerca del 20% de los requerimientos totales de energía son absorbidos por el transporte en 1990, en el mejor de los casos esta relación tiende a mantenerse después de esta fecha, por lo que será imprescindible que se formulen programas como los de aquí discutidos para satisfacer esta demanda -- en años venideros; la Tecnología Nuclear está presente en el área con su insustituible papel, por lo que podemos concluir de su importancia.

18.5 LOS REACTORES DE CRÍA.

La tecnología de los Reactores de Cría es parte de la tecnología Nuclear para la producción de electricidad, aunque aun se hallan en periodo de pruebas preliminares constituye uno de los cen-

tros de atención para los programas de energía de muchos países. - Es sin duda Francia el país que cuenta con el programa más desarrollado en el área.

Aun cuando esta tecnología esté en fase experimental, no es -- prematuro hablar de ella en relación a México, ya que el contemplar el panorama energético total de nuestro días es un ejercicio saludable para nuestro propio desarrollo energético. Podemos pensar desde ahora en su significado como fuente energética y estar atentos a su desarrollo como el mismo Programa de Energía lo expresa en el párrafo 118.

A continuación daremos un resumen del Programa francés en el -- área de M. Clouet D'Orval, publicado en la revista Energía del fuego al átomo del bimestre feb-mar de 1981.

"I. Estrategia del Programa Nuclear Francés; el papel de los reactores de Cría.

En el contexto francés, una estrategia nuclear basada únicamente en reactores a base de neutrones térmicos, como los PWR, no es -- aceptable por las razones siguientes:

- En primer lugar, y sobre todo, porque las necesidades de uranio (10,000 toneladas por años entre 1995 y 2000) rebasarían nuestros recursos a partir de 1995.

- Además, porque la cantidad de plutonio producida en los PWR conduciría rápidamente a un problema difícil de almacenamiento, si no se le utiliza.

Por el contrario; los reactores a base de neutrones rápidos -- permiten resolver estos problemas y se presentan como un complemento eficaz de los PWR. En efecto, ellos permiten:

- Obtener un mejor partido del potencial energético del uranio natural que los reactores a base de neutrones térmicos del tipo PWR (50 a 70 veces más). Además, ellos pueden usar las muy importantes cantidades de uranio empobrecido que salen como subproducto de nuestra planta de crecimiento, las cuales, transformadas en plutonio en el reactor rápido, representan un potencial energético considerable.

- Utilizar el plutonio proveniente de los PWR, previo reprocesamiento de sus elementos combustibles, controlando fácilmente, de esta manera, el balance de plutonio.

Así a medida que su instalación sea suficientemente desarrollada, las centrales a base de neutrones rápidos podrán autoalimentarse en un ciclo de combustible cerrado, sin plutonio exterior, con solo un ligero aporte de uranio natural empobrecido. Se sabe que, en efecto, con base en el balance neutrónico particularmente favorable en estos reactores, la producción de plutonio proveniente de la captura en uranio puede ser globalmente superior al consumo de plutonio quemado para producir energía. En esta forma se podrá producir plutonio en exceso (cría), para continuar el desarrollo del sistema, o por el contrario, quemar más plutonio del que se produce, si de ti en cantidades excedentes (reemplazando el manto fértil por reflectores in vertes).

II. Etapas Principales; Vías y Opciones.

Estas diferentes razones condujeron a un desarrollo importante de los reactores de cría en Francia, a fin de llevarlos a tomar una participación creciente en la producción de electricidad. Tal ambición se ha concretado en un programa de desarrollo coherente pero prudente, que comenzó en 1950 y en el cual cada etapa fue decidida solo después de que la anterior hubo aportado resultados.

Rapsodia, el primer reactor rápido experimental, entró en funcionamiento en 1967, después de más de 10 años de pruebas de sus principales componentes. La experiencia obtenida en la pila del comportamiento de su combustible y de sus componentes fue inmediatamente utilizada para el diseño y las pruebas fuera de pila de los componentes de Fénix, el reactor de demostración para la producción de electricidad, que fue puesto en servicio en 1974, mientras que Rapsodia se orientó entonces hacia un programa intensivo de pruebas de combustible. Super Fénix, la caldera nuclear de la central prototipo de gran potencia de Creys-Malville fue ordenada en 1977, cuando ya se había obtenido todo el beneficio posible de tres años de funcionamiento de Fénix y de 10 años de funcionamiento de Rapsodia.

Después de Creys-Malville, que deberá entrar en operación a fines de 1983, se ha previsto lanzar una pequeña serie de reactores idénticos, tan próximos como sea posible de la serie comercial. El objetivo es, dentro de una continuidad tecnológica, tender hacia un reactor más simple y más económico.

El programa de inversión y desarrollo, así como el programa de realización, se basan en el principio de las opciones tecnológicas - de base que han sido enteramente en validez, confiabilidad y seguridad. Las principales opciones son:

- Mezcla de óxidos de uranio y plutonio como combustible.
- Sodio líquido como refrigerante.
- Concepto de piscina (o circuito integrado), lo que significa -- que las bombas primarias y los cambiadores de calor están enteramente contenidos en el interior de la vasija principal, de la cual no sale ningún sodio primario (el otro concepto posible es el de circuito exterior, en el cual las bombas primarias y los cambiadores intermedios se encuentran fuera de la vasija del reactor, lo que requiere de tuberías primarias exteriores, cosa que no existe en el otro caso).

III. Rapsodia:

Es un reactor experimental situado en Cadarache, al sur de Francia, que alcanzó criticidad en abril de 1967. Su potencia térmica -- (sin producir electricidad), que originalmente era de 24 MW, aumentó en 1970 a 40 MW. En 13 años de funcionamiento, este reactor ha proporcionado una cantidad considerable de informaciones y experiencias y los objetivos fijados en el momento de su iniciación pueden ser -- considerados como plenamente alcanzados:

- Demostrar la posibilidad, para un reactor de neutrones rápidos refrigerado con sodio, de funcionar de forma segura y confiable;
- Experimentar, dentro de un circuito de reactor (en pila), los principales componentes de este tipo de reactor;
- Por último, comprobar el combustible a una tasa de irradiación elevada. Tres cifras bastan para ilustrar el éxito obtenido en este aspecto; a la fecha, más de 28,000 varillas han sido irradiadas a -- una tasa nominal de combustión de 11%, algunas de las cuales han alcanzado un máximo de 24%.

Rapsodia continúa aportando un valioso mensaje:

- En el campo de los combustibles y de los materiales de encambrado que entran en la composición de los grandes reactores rápidos;
- En el marco mismo de su funcionamiento; comportamiento de sus circuitos, su seguridad, etc.

IV. Fénix.

Es una central de demostración de 250 MW, situada en Moreoule. En julio de 1974, menos de seis años después de su iniciación, Fénix alcanzó su plena potencia y entró en servicio industrial. Su objetivo principal era confirmar que una central a base de neutrones rápidos podía funcionar, para producir electricidad, en condiciones similares a la de las centrales clásicas. Desde su puesta en servicio y hasta el 31 de marzo de 1981 había producido 9 TWh eléctrico, lo cual corresponde a un factor de carga de 58% y a un factor de disponibilidad de 65%; sin embargo, la disponibilidad, en los últimos tres años, fue mayor de 80% y en 1979 fue mayor de 90%.

En lo que se refiere al combustible, se han irradiado más de 85,000 varillas, de las cuales algunas han alcanzado una tasa de irradiación máxima de 100,000 MW día por tonelada, con solamente dos rupturas significativas de encamisado, que han sido detectadas inmediatamente, con la única consecuencia cada vez de una parada de dos días para descargar el elemento de combustible dañado.

En lo que concierne al mantenimiento (específicamente de los componentes), lo que constituye una parte muy importante de la demostración de Fénix, hay que destacar en 1976 y 1977 muchos períodos de parada o de funcionamiento a potencia reducida, los cuales fueron necesarios para la reparación de un defecto común que afectaba la parte superior de los cambiadores intermedios. Tal defecto condujo a pequeñas fugas de sodio que fueron rápidamente controladas. El desmontaje de un componente grande y su reparación demostraron que el concepto "integrado", escogido en Francia, no tiene ningún problema, desde el punto de vista del mantenimiento.

Por último, en lo que se refiere a cuestiones de seguridad y de medio ambiente, Fénix ha probado, después de siete años de explotación, que el reactor de neutrones rápidos se encuentra en un momento particularmente favorable:

- Irradiación muy débil del personal (menos de 20 mrem por persona por año).
- Muy pequeñas cantidades de desechos (600 curies de efluentes líquidos y 1000 curies de desechos gaseosos durante un período de seis años).

V. Super Fénix.

Esta central de 1200 MW representa la última etapa antes del desarrollo industrial de los reactores rápidos en Francia. Esta en construcción desde 1977 en el sitio de Creys-Malville, a 50 kilómetros de Lyon. Su arranque está previsto para fines de 1983.

Conviene repetir que se han esperado tres años de funcionamiento satisfactorio de Fénix para iniciar esta construcción. Las opciones esenciales de Fénix se han conservado.

La central ha sido ordenada por la Nersa, que reagrupa tres productores europeos de electricidad:

- S B K, de Alemania Federal, Bélgica y Holanda.
- ENEL, de Italia.
- EDF, de Francia.

Actualmente, el calendario inicial no está retrasado más que en algunos meses. La situación de la construcción en abril de 1981 era la siguiente:

- El edificio del reactor estaba terminado.
- Las diferentes vasijas, las estructuras internas y los dispositivos de almacenamiento de combustible se han ensamblado en un taller adjunto y se han instalado en el edificio del reactor desde 1980.

- La fabricación de los elementos combustibles se efectúa normalmente, dentro del plazo previsto, en Cadarache.

Actualmente están en curso algunas pruebas de los componentes principales, especialmente en Cadarache. Esta realización permitirá alcanzar la etapa siguiente del programa, que es el lanzamiento de una serie industrial".

Como podemos concluir de este breve resumen del programa francés de reactores de crfa, esta tecnología está a punto de ser comercial. México debe implementar de inmediato los cuadros técnicos capaces de asimilar esta tecnología, al igual que en el caso de los reactores térmicos, hablaremos de esto dando algunas ideas en las conclusiones de este trabajo.

18.6 FUSION THERMONUCLEAR.

En este último apartado, antes de dar conclusiones, trataremos la promesa más grande de la Tecnología Nuclear.

Como es sabido, la Fusión Termonuclear es el proceso que se lleva a cabo en el interior de las estrellas, es la fuente energética - que ha proporcionado toda la energía que hasta ahora ha consumido la humanidad.

La tecnología actual ha llegado al punto de ser capaz de reproducir este fenómeno de manera controlada y a voluntad; aunque parece sencillo de decir implica un logro superior al descubrimiento y utilización del fuego por el hombre. Promete generar energía sin límites para nuestra sociedad, no tendríamos que preocuparnos por el agotamiento de nuestra fuente energética, se dice que podría lograrse la fertilización de los desiertos a través de la desalinización del agua de mar vía fusión nuclear, se lograrían vuelos interplanetarios en períodos de tiempos sumamente cortos, del orden de semanas, si esta tecnología llegara a aplicarse adecuadamente a los vuelos espaciales, etc. etc.

A diciembre de 1980 los dispositivos de tipo Tokamak que había en el mundo en funcionamiento o en proyecto o fase de construcción - se esquematizan en la tabla siguiente.

Tokamak	Lugar	País	R (cm)	r (cm)	B ₀ (KG)	I _p (KA)	T _e (KeV)	T _i (KeV)	n _t (10 ²¹ cm ⁻³)	
T4	(+)	Inst. Kurchatov	URSS	100	17	50	180	1	2	3.10 ¹¹
T6	(+)	Inst. Kurchatov	URSS	70	22	15	150			
ST	(+)	Princeton	EEUU	109	13	40	130	0.5	2	2.10 ¹¹
ATC	(+)	Princeton	EEUU	50-36	17-11	20-60	110-250			10 ¹¹
Alcator	(+)	MIT	EEUU	54	12	120	600	0.8	1	1.2.10 ¹³
Pulsator	(+)	Garching	RFA	70	11	70	100	0.3	0.8	1.7.10 ¹²
TPR	(+)	Fontenay aux R.	FRANCIA	98	20	60	400	1.8	3	2.10 ¹²
JFT2	(+)	Tokai-Mura	JAPON	90	25	10	180			
T10	(+)	Inst. Kurchatov	URSS	150	40	50	1000			
PLT	(+)	Princeton	EEUU	130	45	45	1400			
PDX	(+)	Princeton	EEUU	140	42	25	500			
ASDEX	(+)	Garching	RFA	165	40	28	500			
DITE	(+)	Culham	GB	112	23	30	280			
T20	(+)	-	URSS	500	200	25	6000			
TFTR	(+)	Princeton	EEUU	270	95	45	2500			
JET	(+)	Culham	GB	296	125 horizontal 210 vertical	28	2600			
JTEC	(+)	JAPON	JAPON	300	100	50	3000			

R = Radio mayor del toro r = Radio del plasma B₀ = Campo magnético toroidal en el centro
I_p = Corriente en el plasma T_e, T_i = Temp. iones y electrones n_t = Parámetro de Lawson
(+) Tokamaks ensayados ultimamente
(+/-) Tokamaks actualmente en funcionamiento
(+/-/-) Tokamaks actualmente en proyecto o en fase de construcción

18.6.1 CARACTERISTICAS NOTABLES DE LA FUSION.

Eventualmente, los reactores de fusión operarán con deuterio puro, que constituye más o menos una parte entre 7000 del hidrógeno ordinario. Por lo tanto, el combustible es inagotable y universalmente disponible. Sin embargo, esta no es una ventaja significativa en comparación con la fisión, que también es inagotable, sobre escalas de tiempo humanas, aun por miles de años.

Una de las ventajas significativas de la fusión, en comparación con la fisión, es la ausencia de productos de fisión de larga vida. Esto nos llevaría a reducir el problema de almacenamiento de desechos a largo plazo. Una segunda ventaja de la fusión versis la fisión, es la imposibilidad de condiciones de fuga en una región de reacción por fusión. Finalmente, los sistemas de fusión tendrán -- una radiactividad de vida muy corta, en comparación con los reactores de fisión, de tal modo que el enfriamiento de emergencia del núcleo no presenta los mismos problemas críticos.

Una desventaja de la fusión, en comparación con la fisión, es que actualmente parece ser que un reactor de fusión pura sería complejo y, por lo tanto, más costoso que un reactor de fisión. Esto tendría que equilibrarse contra la posible seguridad y las ventajas de salvaguardias y ambientales.

Desde otro punto de vista, es importante notar que la fusión es rica en neutrones en comparación con la fisión y que la primera aplicación comercial al de la energía de fusión puede ser la de un proveedor, no de energía neta, sino de neutrones que podrían ser utilizados para mejorar el uso y expandir el suministro de combustibles para los reactores de fisión.

18.6.2 ESTATUS INTERNACIONAL DEL DESARROLLO DE LA ENERGIA DE FUSION.

Tanto la Unión Soviética, como los EU, Euratos y Japón tienen programas importantes de energía de fusión y todos están construyendo reactores grandes para investigación y para prueba de principios, basados en una década de experiencia en dispositivos que ya han tenido éxito. Sus planes para el programa requieren de un ini

cio de diseño para reactores de energía de demostración, a principios de los noventas, y una operación inicial un poco después del año 2000. Sin embargo, la introducción comercial real dependerá de muchos factores, incluyendo la disponibilidad relativa y al impacto ambiental que puedan tener y ninguno de estos factores puede predecirse con gran confianza.

Estados Unidos de Norteamérica.

En el año fiscal 82, el presupuesto estadounidense para la fusión excede los 750 millones de dólares y cubre un amplio rango de configuraciones alternativas del reactor de fusión. El proyecto principal, el del primer reactor de prueba de fusión en el mundo -- (TFTR), está programado para entrar en funcionamiento para fines de 1982. La construcción de esta instalación costará más de 500 millones de dólares. El costo de la mayor parte de los principales proyectos dentro del programa queda dentro del rango de los 5 a 40 millones de dólares por año. La meta de este programa de confinamiento magnético es la de una comprobación del sistema de energía de fusión para más o menos el año 2000. La industria estadounidense está empezando a desempeñar un papel importante en el esfuerzo de desarrollo y, como es de esperarse, el acceso a la información técnica y de ingeniería es cada vez más restringido. Por ejemplo, el último y más grande laboratorio que se abrió (PPPL) impuso controles sobre sus documentos técnicos y de ingeniería en abril de 1979.

Unión Soviética.

La Unión Soviética ha estado consistentemente a la cabeza, durante los últimos 20 años, dentro del esfuerzo científico mundial y cuenta con un programa que, según se estimó hace unos cuantos años, es aproximadamente 50% mayor que el de los EU. Una característica notable de su reactor de prueba, el T-15, es la del uso de bobinas superconductoras.

Euratom.

El esfuerzo europeo consiste en programas nacionales individuales integrados a un esfuerzo conjunto bajo la Comisión de Energía Atómica Europea (Euratom). Los programas más grandes se encuentran en Francia, Alemania, Italia y el Reino Unido, pero también Bélgica,

Dinamarca, Los Países Bajos, Suecia y Suiza están participando, en forma conjunta, en un reactor de prueba europeo, el JET, que esta programado para entrar en operación en aproximadamente dos años más (1948-85). Se espera que el costo del JET sea de unos 500 millones de dólares. El esfuerzo total de Euratom, dentro de la fusión con confinamiento magnético, es comparable al de EU.

Japón.

El programa japonés es excepcionalmente vigoroso y, de hecho, comparable en tamaño al de EU (el doble de grande sobre bases per cápita). Ellos cuentan con un gran reactor de prueba (JET-60), que contará cerca de 500 millones de dólares, que se encuentran todavía en construcción, y que esta programado para su operación inicial -- dentro de dos años. Japón ha establecido un acuerdo bilateral con EU, que se espera resulte en una contribución japonesa efectiva al esfuerzo estadounidense en aproximadamente 250 millones de dólares para la primera mitad de los ochentas.

La Unión Soviética, los EU, Euratom y Japón están colaborando bajo los auspicios del OIEA en el diseño conceptual de un reactor de prueba de ingeniería conjunta que se ha propuesto, el INTOR. Dicho reactor sería el siguiente paso después de los reactores de investigación científica actuales. Aun cuando cada uno de los cuatro cuenta con sus propios planes, el gran costo de dichos dispositivos (2,000 millones de dólares) es un incentivo para la colaboración.

18.6.3 LA FUSION EN MEXICO.

En México si se descuentan los esfuerzos aislados que ha hecho el Ing. Vázquez Reina en el ININ y algunos más que se han hecho en el Centro de Estudios Nucleares de la UNAM, puede decirse que la investigación en el área es cero. Desgraciadamente México no cuenta con un programa de investigación en Fusión, más aun, los profesionales preparados en el área, y no creo exagerar, no ascienden a 10; esto es lamentable y se tratará en las conclusiones de este trabajo.

18.7 CONCLUSIONES. GENERALES DE LA TESIS.

Las conclusiones que se derivan de los análisis hechos en este trabajo son las siguientes:

- 1) Es inaplazable e insustituible la realización de un Programa Nuclear en México.
- 2) Es necesario detallar los proyectos que lleven al logro de los objetivos planteados en el Programa de Energía lo antes posible. Especialmente en el área nuclear, y la formación de recursos humanos.
- 3) Es imprescindible la integración de un Programa Nacional de Formación de Recursos Humanos para el Desarrollo Energético.
- 4) Es necesaria la formación de un Programa Nuclear Nacional, que contemple no solo la generación nucleoelectrónica a base de la fisión, sino todas las áreas de esta nueva tecnología incluyendo la Fusión.
- 5) Es necesaria la formación de un Programa Nacional de la Tecnología del Hidrógeno.
- 6) Es necesario difundir con mayor claridad, a todos los niveles -- (gubernamental, profesional y público en general) la importancia de la Energía Nuclear en el panorama del desarrollo nacional.
- 7) Se propone abrir la carrera de Ingeniería Nuclear en la Facultad de Ingeniería de la UNAM, bajo las siguientes consideraciones:
 - a) La Facultad de Ingeniería de la UNAM debe ser una de las instituciones de vanguardia en la formación de recursos humanos para las necesidades del país.
 - b) La apertura de la carrera de Ingeniería Nuclear está justificada por la necesidad de especialistas en el área.
 - c) Se propone esta especialidad a nivel Licenciatura con el fin de que el alumno esté capacitado al terminar su carrera para optar por alguna de las áreas de la Tecnología Nuclear al realizar una Maestría, esta especialización desde el comienzo de los estudios profesionales tiende a hacer más eficiente el proceso de formación y a la vez posibilita un ejercicio más rápido de la actividad profesional, al dar oportunidad a los alumnos que no deseen hacer una especialización superior de integrarse al área de producción contando ya con una formación profesional especializada en la disciplina.
 - d) La formación de un cuerpo de profesores es uno de los puntos primordiales, por lo que deberá formularse un programa para

la capacitación de los mismos en el extranjero y el país.

- e) Una estructuración muy general del programa podría ser:
- Un programa de estudios que contará con un total de 55 -- asignaturas.
 - Las asignaturas básicas de la carrera estarían divididas en:

5 Matemáticas	3 Eléctricas
5 Térmicas	3 Teoría de Control
4 Mecánicas	2 Computación
5 Mecánicas de Sólidos y de Materiales	
5 Físicas (2 Física Atómica Gral. y 3 Física Nuclear)	
 - Las asignaturas superiores podrían tener la siguiente distribución:

4 Teoría Neutrónica
4 Termohidráulicas
4 Estructuras de Plantas Nucleares
4 Control de Reactores Nucleares
3 Diseño de Reactores
2 Ciclos de Combustible
2 Problemas Energéticos Nacionales

f) La consecución de estudios a nivel superior podría hacerse reestructurando los planes de Maestría de la División de Estudios Superiores o en el extranjero.

g) Sería de considerarse la posibilidad de establecer un Doctorado mientras tanto, éste podría estudiarse en el extranjero.

- 8) Es de vital importancia que se reconozca que no solo es necesario definir como meta 20,000 MW nucleoelectricos al año 2000, -- sino además proyectar más allá del año 2010 la oferta interna -- de energía pensando que ésta será la etapa más crítica en la -- transición energética, el país tendrá un déficit de cuando me-- nos 3,000 millones de barriles anuales de crudo equivalente, -- aun considerando la realización de un programa nucleoelectrico de 20,000 MW instalados y que la participación de la hidroelec-- tricidad llegara a los 170 TWh anuales y la contribución de -- otras fuentes alternas fuera de 100 TWh anuales, ya que para -- esta fecha nuestras reservas de petróleo se habrán agotado, la

importación de petróleo en ese entonces es casi inimaginable, si no si no toman las medidas adecuadas nos veremos en la crítica situación de ser importadores del 80% de nuestros requerimientos de energía para estas fechas, debemos de aceptar de una vez por todas que la Energía Nuclear es una "perspectiva" trazada por nuestra historia y circunstancias, el no hacerlo nos coloca fuera de toda esperanza de desarrollo, más aun nos coloca fuera de la realidad de nuestro tiempo, un programa de 20,000 MW nucleoelectrónicos debe ser solo el comienzo, debe pensarse desde ahora en la tecnología de los reactores de cría y en la fusión, sin timidez ni vacilación, en ampliar la programación misma de los reactores térmicos, las reservas de uranio no son una limitación para esto ya que será factible importar uranio que petróleo, el uranio existirá, el petróleo estará convertido en cenizas, no debemos olvidar que prever es no tener que lamentar, el costo de evadir nuestra realidad sería demasiado alto.

19.8 INTERPRETACION DEL FENOMENO NUCLEAR.

Hasta aquí hemos desarrollado las bases técnicas que sustentan la Tecnología Nuclear, pretendemos ahora enmarcarla dentro del contexto histórico para observar la perspectiva que nace más allá de la formación del planeta y que continúa y proyecta con el uso de la energía nuclear por el ser humano.

Como hemos dicho al presentar este trabajo "la Energía es el misterio y la substancia misma del Universo", de manera que para entendernos y entenderla debemos de tratar de seguir "la trama" de la Energía.

Contrariamente a las implicaciones cosmológicas que se han hecho de la Segunda Ley de la Termodinámica, en las que se sostiene que la Energía en el Universo sigue un proceso tendiente al desorden por la acción de la entropía, si observamos con detenimiento, la Energía en el Universo tiende a ordenarse; la acción de la Ley de Gravitación, la atracción y repulsión de las cargas eléctricas, las Fuerzas de Corto Alcance, no son sino los mecanismos mediante los cuales la Energía tiende a estructurarse en formas cada vez más complejas. Si nos remontamos a los orígenes del Universo, cuando la energía se encontraba menos estructurada y continuamos su historia hasta el presente observaremos lo siguiente:

una gran nube de partículas elementales se encontraba "flotando" en el espacio infinito; por la acción de la Gravedad (una de las fuerzas de estructuración), esta nube fue fraccionándose en nubes más densas que posteriormente darían origen a las bellas Galaxias Espirales, dentro de estas primeras estructuras nacen otras que llevan a la Energía más allá en su proceso de condensación, los quasares, esta segunda estructura logra densidades energéticas que rebasan en millones de veces a la densidad primordial. Una vez alcanzado un estado de equilibrio dinámico por las nuevas estructuras, la Energía se lanza a la obtención de estructuras más complejas y es así como aparecen en el Universo por primera vez las Estrellas. Las condiciones gravitatorias prevalecientes en una Estrella naciente dan origen a elevadísimas temperaturas, las que favorecen la acción de las Fuerzas de Corto Alcance (otra fuerza de estructuración) y éstas a su vez dan paso a lo que ahora conocemos como Fusión Termonuclear. De ahora en adelante la "complejificación" de la Energía crecerá a pasos agigantados. Dentro de las primeras Estrellas se lleva a cabo la formación de los Elementos. Como el ave Fénix renace de sus propias cenizas, así estas primeras generaciones de Estrellas, después de lo que conocemos como Supernovas trascienden a la muerte para nacer como nuevas Estrellas no sin dar origen a un nuevo cuerpo celeste, el Planeta. En este nuevo cuerpo, con condiciones más apropiadas, la repulsión y atracción de las cargas aparece en el escenario como fuerza de estructuración, originando estructuras millones de veces más complejas, las "estructuras vivas", todo esto al calor de las Estrellas. Estamos ya muy cerca del presente; estas estructuras vivas siguen complejificandose hasta aparecer el Ser Humano, estructura que es capaz de manejar los procesos mismos de la Energía.

El Ser Humano, este nuevo ente con características trascendentales que lo distinguen de todas las demás estructuras dinámicas del Universo, es ahora el protagonista principal en el escenario de la trama de la Energía (y muy posiblemente otros seres pensantes en otros Planetas y otras Estrellas). La característica sobresaliente de este nuevo ente, que da una nueva dimensión a la manifestación de la Energía es la "Racionalidad". Esta nueva manifestación es lo que Teilhard de Chardin ha llamado "Energía Noosférica", flujo que se dirige nuevamente al infinito para "reconocer" su propio origen, tanto por la vía de la dimensión pensante, como por la vía de la dimen-

si3n espacial, estamos en la etapa embrionaria de los "vuelos inter estelares".

Pero veamos m1s de cerca el proceso evaluativo seguido por el - Ser Humano, para poder enmarcar adecuadamente el significado de la Energ1a Nuclear. Para ello seguiremos los juicios de Eric Lerner.

El Ser Humano utiliza los "flujos de energ1a" al igual que las dem1s estructuras del Universo para sustentarse como estructura y - para trascenderse como tal, mediante el proceso de complejificaci3n. Bajo estas circunstancias una ley que se manifiesta es la que induce que los flujos energ1ticos deben de ser cada vez m1s densos, citando las propias palabras de Eric Lerner:

"La historia humana entera es la sucesi3n de modos del flujo - de energ1a, cada uno m1s denso y m1s productivo que el precedente. A grandes rasgos, el primero de estos modos fue el de las sociedades cazadoras de la 3poca paleol1tica, que aprovechaban la energ1a solar en su forma m1s difusa. En estas sociedades primitivas, la energ1a solar era capturada por las - praderas de la 3poca de las glaciaciones, concentrada en cierta forma por los reba1os de mamutes y otras piezas de caza y "cosechada" por las hordas de cazadores cavern1colas. El crecimiento de esta primitiva "econom1a solar" estaba limitada - por el tama1o de los reba1os y la productividad de las praderas.

Con el fin de las glaciaciones y de sus vastas estepas, ese modo de producci3n tuvo que ser superado. Fue superado. - Nuestros antecesores..... Desarrollaron la agricultura y este segundo modo concentr3 enormemente la energ1a solar y la - acerc3 un poco al control humano. La forma de captura de la energ1a era ahora el cultivo de la tierra. Los granos y los pastos modificados por el hombre se tornaron mucho m1s productivos y su empleo m1s eficiente que el empleo de las praderas por los cazadores. La productividad humana creci3 enormemente y el n1mero de seres humanos tambi3n. Sobre esta base, -- brot3 innovaci3n tras innovaci3n: la alfarer1a, el telar, -- los primeros poblados.

Pero la agricultura neol1tica estaba a su vez limitada por la incapacidad de mejorar la productividad del suelo. Y fue a -

su tiempo superada por la agricultura basada en la irrigación, surgida en la Edad de Bronce. Aquí la energía solar fue concentrada - aun más, tanto por la agricultura intensiva como por el uso del tra bajo animal, así como por el aprovechamiento de la energía concen- trada en la madera, en las nuevas industrias metalúrgicas. Otra -- vez se efectuaron nuevos inventos: la escritura, las ciudades, el bronce, la rueda. Y nuevamente la población y los aprovechamientos de la energía se incrementaron.

Para superar las nuevas limitaciones de la economía de la Edad de Hierro clásica, la fuerza del viento y del agua tuvo que pasar a ser la fuerza motriz primaria de las nuevas industrias urbanas y ya no solo un complemento de las formas agrarias del aprovechamiento - de la energía. Finalmente, el uso limitado del carbón por las sociedades mercantiles de los siglos XVI y XVII fue reemplazado por el pleno apoyo en los combustibles fósiles del capitalismo mo- derno. Un enorme incremento en la densidad energética que enpeque ñece todo lo obtenido antes -impulsó a pasos agigantados la produc- tividad, la población humana y las tasa de crecimiento energético

Ahora estamos en el umbral de una nueva transición, porque -- los combustibles fósiles en los que se basaba nuestra sociedad son también finitos y tendrán que ser superados por tecnologías produc- toras de energía aun más densa, las tecnologías de la Energía Nu- clear

Aprovechando la energía de fusión es controlar los procesos - fundamentales del Universo. En cierto sentido, hasta ahora el hom- bre simplemente ha recolectado la energía producida por la fusión almacenada en las plantas y en los combustibles, del mismo modo -- que nuestros antepasados cavernícolas se limitaron a recolectar la comida, sin controlar su producción. Pero ahora así como nuestros antepasados neolíticos lograron "producir" alimentos a través de - la agricultura, nosotros tenemos que "producir" energía a través - del control directo de la fusión. En cada una de las revoluciones tecnológicas previas, simplemente cambiamos la manera de coleccionar la energía; ahora debemos cambiar el modo mismo. El desarrollo de la energía de fusión será una revolución más importante aun para - la humanidad que lo que fue el descubrimiento del fuego".

Vemos pues que este aprovechamiento y manejo de la Energía no solamente involucra flujos más densos de energía sino también una mayor "eficiencia" en el proceso global. La Energía de Fusión con los reactores de segunda generación de conversión directa de energía superan en mucho la eficiencia de los ciclos térmicos, poniendo a disposición una mayor cantidad de "energía útil" de manera -- que tiende a reducirse en forma global la entropía.

Es por eso que la Energía Nuclear no es una alternativa energética, la Energía Nuclear es una Perspectiva Energética.

B I B L I O G R A F I A .

- 1) Antoni V. Nero, Jr. "A Guidebook to Nuclear Reactors" International Atomic Energy Agency, Viena. 1981
- 2) "Power Reactors in Member States" International Atomic Energy Agency, Viena. 1981
- 3) M. López Rodríguez, F. Pascual Martínez, "Materiales Nucleares" Tomos I y II, Publicaciones Científicas de la Junta de Energía Nuclear, España. 1971.
- 4) Harvey E. White. "Introducción a la Física Atómica y Nuclear" Editorial Alhambra, S.A. España-México. 1970
- 5) Federico Goded Echeverría, Francisco Oltra Oltra "Teoría de Reactores y Elementos de Ingeniería Nuclear" Publicaciones Científicas de la Junta de Energía Nuclear, España. 1979 Tomos I y II
- 6) Bechert y Gerthsen, "Física Atómica" Tomos I, II, III, IV, - U.T.E.A. México. 1961
- 7) K.H. Spring, "Fotones y Electrones" U.T.E.A. México. 1964.
- 8) H. Vázquez B. "Cinémática de la Relatividad Especial" U.T.E.A. México. 1965
- 9) Théo Kahan, "Las Partículas Elementales" Colección ¿Que sé? Francia 1969
- 10) "Simposio Sobre Energía Nuclear y el Desarrollo de Latinoamérica" Editorial Univertistar:ra, Universidad de Puerto Rico. 1967.

- 11) "Enfoque Sobre Física, Física Nuclear" Robert E. Chrien C.E. C.S.A. México. 1979
- 12) Siegfried Wiechowski, "Historia del Atomo" Nueva Colección - Labor, España. 1972
- 13) Peter Michelmore, "Einstein Perfil de un Hombre" Nueva Colección Labor, España. 1973
- 14) Samuel Glasstone, "La energía Atómica" C.E.C.S.A. México 1963
- 15) Samuel Glasstone, "Ingeniería de Reactores Nucleares" Editorial Reverté, S.A. España-México. 1978
- 16) "Plan Nacional de Desarrollo Industrial. 1979-1982" SPFI
- 17) John R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Engineering" Addison-Wesley Publishing Company E.U. 1977
- 18) John R. Lamarsh, "Nuclear Reactor Theory" Addison-Wesley Publishing Company, E.U. 1972
- 19) Thomas J. Dolan, "Fusion Research", Pergamos Press N.Y. E.U. 1982 Tomos I y II
- 20) Terry Kammash, "Fusion Reactor Physics, Principles and Technology" Ann Arbor Science E.U. 1977
- 21)
- 22) Thomas Reis, "Tecnología de los Reactores Nucleares" Ediciones URMO España 1970 Tomos I, II, III, IV.
- 23) Kraftwerk Union, "Cielos de los Combustibles Nucleares" Alemania 1980

- 24) Kraftwerk Union, "Cielos de los Combustibles Nucleares" Alemania 1980
- 25) Kraftwerk Union, "Cielos de los Combustibles Nucleares" Alemania 1980
- 26) "Canada-México Nuclear Symposium on Candú Fuel" México 1981
- 27) General Electric, "General Description of a BWR" E.U.
- 28) Proceedings of a Symposium Bologna, "Design Constructions and Experience of Demonstration LMFBR . Bologna 1978
- 29) Publicaciones de la revista Scientific American.
- Noviembre 1970. "Fasta Breeder Reactors"
- Diciembre 1976. "The Reprocessing of Nuclear Fuels"
- Diciembre 1980. "Física y Tecnología del Reactor de Fusión"
- Noviembre 1980. "Desarrollo Económico"
- "Los determinantes del Crecimiento Económico"
- "Población"
- "Alimentación"
- "Agua"
- "Energía"
- "Desarrollo Económico de México"
- "La economía Mundial en el año 2000"
- Agosto 1953. "The Nuclear Reactor as a Research Instrument"
- Julio 1950. "The Limite of Measurement"
- Noviembre 1958. "The Revival of Thermoelectricity"
- Abril 1967. "Antimatter and Cosmology"
- Octubre 1964. "National Security and the Nuclear-test Ban"
- Diciembre 1962. "The Conduction of Heat in Solids"
- Agosto 1958 "Magnete Resonance"

Mayo	1956.	"The Tracks of Nuclear Particles"
Diciembre	1955.	"A Model of the Nucleus"
Marzo	1951	"The Structure of the Nucleus"
Marzo	1960.	"The Nuclear Force"
Noviembre	1962.	"Neutron Radiography"
Enero	1963.	"Resonance Particles"
Junio	1977.	"The Disposal of Radioactive Wastes from Fission Reactors"
Diciembre	1957.	"Fusion Power"
Enero	1976	"The Necessity of Fission Power"
Junio	1978	"Energía Nuclear, Armas Atómicas y Estabilidad Internacional"
Marzo	1978.	"Teorías Unificadas de las Interac- ciones Fundamentales"
Junio	1979.	"Armas que utilizan Haces de Partícu- las"
Febrero	1979.	"Moléculas Nucleares"
Abril	1978.	"Super Gravedad y la Unificación de las Leyes de La Física"
Abril	1977.	"Misiles Crucero"
Febrero	1980.	"Sistemas para Almacenar Energía" "Desintegración del Vacío"
Marzo	1979.	"La Producción Mundial de Carbón"
Octubre	1980.	"El Electrón Aislado"
Mayo	1978.	"La Producción Mundial de Petróleo" "Leoptones Pesados"
Diciembre	1978.	"La Partícula Hysilon"
Julio	1976.	"A Natural Fission Reactor"
Marzo	1977.	"Superphenix: a Full-Sacale Breeder Reactor"
Mayo	1980.	"Seguridad de los Reactores de Fisión" "Estructura Interna del Protón"
Junio	1981.	"Liberaciones Catastróficas de Radiac- tividad" "Teoría Unificada de las Partículas y de las Fuerzas"

Junio 1977. "The Uses of Synchrotron Radiation"
 Agosto 1981. "Reactores Nucleares Refrigerados por Gas"

- 30) Revista "Fussion" Enero, Julio-Agosto 1981.
- 31) Artículo "Introduction to Fast Reactors" Glen W. Wensch,
 U.S. Atomic Energy Commission.
- 32) Revista "Ciencia y Desarrollo" Marzo 1981
 Enero-Febrero 1982
 Enero-Febrero 1981
- 33) Ley Reglamentaria del Artículo 27 Constitucional es Materia Nuclear.
- 34) "Energéticos" Boletín Informativo del Sector Energético, Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial.
- Noviembre 1979
 Diciembre 1979
 Febrero 1980
 Mayo 1980
 Octubre 1980
 Noviembre 1980
 Diciembre 1980
 Febrero 1981
 Junio 1981
 Julio 1981
 Agosto de 1981 a Agosto de 1982
- 35) Revista, "Energía del Fuego al Atomo"
- Septiembre 1978
 Octubre 1978
 Noviembre 1978

Diciembre	1978
Enero	1979
Marzo	1979
Junio	1979
Dic. 80 Ene.	1981
Feb-Marzo	1981
Abr-Mayo	1981
Oct-Noviembre	1981
Ene-Febrero	1982
Abril	1982
Mayo	1982
Julio-Agosto	1982

FE DE ERRATAS

En la Página

DEBE DECIR

- 338 siendo independiente de la temperatura del moderador
- 352 un valor límite expresado por la ec. anterior
- 354 se ha supuesto
- 360 Pu-239 o Uranio-235
- 385 o que T_f y T_m tengan inicialmente
- 712 manteniendo a esta temperatura por un - - tiempo
- 714 usado arriba), los valores mínimo es no serán algo menores que los dados arriba. - Sin embargo
- 739 La hoja de tijera ocurre