UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

METODOS PARA CALCULO DE BLINDAJE DE REACTORES NUCLEARES

T E S I S

que para obtener el Título de :

LICENCIADO EN FISICA

p r e s e n t a :

LUIS MIGUEL GUTIERREZ RUIZ

ejem.
20

México, D. F. 1979

INDICE

APENDICES

INTRODUCCION

El desarrollo de los reactores nucleares ha proporcionado una nueva fuente de energía para usos pacíficos, pero dicha fuente de de energía emite radiación de gran intensidad. Para utilizar los beneficios de la energía nuclear es conveniente atenuar la radiación mediante blindajes ya que la industria nuclear se basa en el principio fundamental de producir el menor daño posible al medio ambiente.

La principal razón para blindar el reactor se debe a que la radiación gamma y los neutrones transportan parte de la energía liberada durante la fisión y esta energía puede ocacionar daños al personal y al equipo que se encuentre en las inmediaciones del reactor.

En base a lo anteriormente expuesto, el objetivo de esta tesis es presentar un panorama general sobre el cálculo de blindajes de los reactores nucleares y como tema particular se calculara el blindaje de un reactor nuclear.

En el capítulo 1 se discuten cuales son las principales fuentes de radiación en un reactor nuclear.

En el capítulo 2 se discute brevemente la forma en que interacciona la radiación con la materia.

En el capítulo 3 se da una idea sobre la protección radiológica y los niveles de radiación apropiados para esta seguridad.

En el capítulo 4 se trata la forma de atenuar la radiación procedente de fuentes con diversas configuraciones geométricas que se encuentran detrás de un blindaje en forma de placa.

En el capítulo 5 se define el concepto de "factor de acumulación" y se procede a estudiar la forma en que se atenua la radiación procedente de fuentes con diversas configuraciones geométricas considerando este factor.

En el capítulo 6 se describen algunas de las mas importantes técnicas seminuméricas para calcular la atenuación de los haces de de partículas al atravesar un cierto grosor de blindaje.

En el capítulo 7 se calcula el blindaje del núcleo de un reactor de agua hirviente, tomando como base el reactor de la planta nucleoeléctrica de Laguna Verde, Ver.

Finalmente se obtiene una serie de conclusiones con respecto al trabajo desarrollado, destacando la referente a la comparación de resultados obtenidos por medio de métodos sencillos y aquellos que vienen de métodos más elaborados, los cuales difieren en a lo más un veinte por ciento.

CAPITULO 1

PRINCIPALES FUENTES DE RADIACION EN UN REACTOR NUCLEAR

1-1. INTRODUCCION.

Los reactores nucleares representan el tipo mas complejo de fuentes de radiación. Las radiaciones que deben de ser tomadas en cuenta para el diseño de un blindaje son:

Neutrones inmediatos, neutrones retardados, rayos gamma inmediatos, rayos gamma producidos por productos de fisión, rayos gamma producidos por captura y activación en el moderador, en el enfriador y en los materiales estructurales y del blindaje, rayos gamma producidos por neutrones dispersados inelasticamente y fotoneutrones. En forma esquemática se presentan estas fuentes en la figura 1-1, este esquema constituye una ilustración de la complejidad de las radiaciones nucleares que salen de un reactor. La figura se refiere principalmente a las radiaciones gamma y a los neutrones, puesto que son los más penetrantes y, cualquier material capaz de atenuar estas radiaciones en grado suficiente, reducirá todas las demás a proporciones despreciables.

El proceso de fisión produce fragmentos de fisión, neutrones y rayos gamma. Estos experimentan diversas reacciones, tanto en el interior del propio reactor como en el blindaje, que conducen a la formación de una gama complejísima de radiaciones distintas. A efectos de diseño de blindajes, los neutrones y los rayos gamma se consideran desde el punto de vista de su lugar de origen: las radiaciones primarias son aquellas que se originan en el interior del núcleo del reactor, mientras que las radiaciones secundarias se producen en el exterior, como consecuencia de la interacción de las radiaciones primarias con núcleos del reflector, del refrigerante y del blindaje.

En los siguientes incisos definiremos los terminos que se han utilizado en la figura 1-1, para las radiaciones primarias. Las ra--

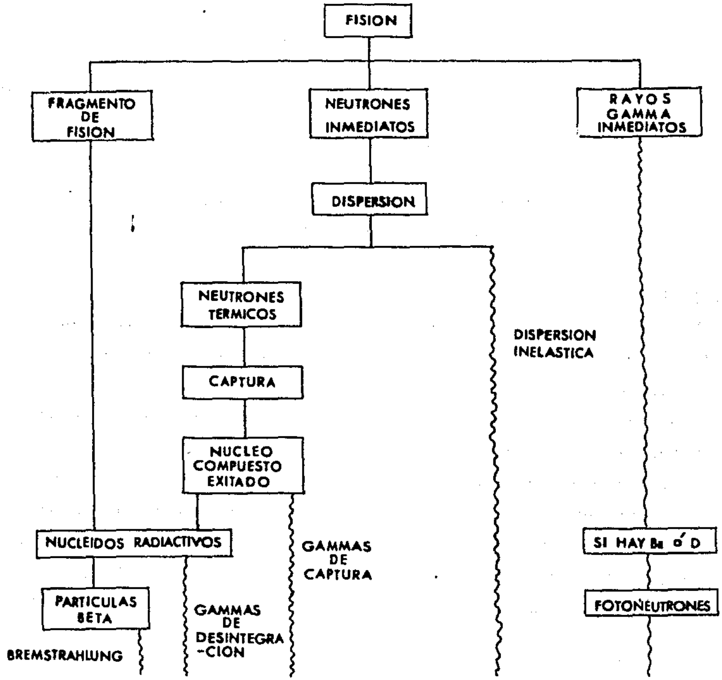

Fig. 1-1. Radiaciones procedentes de un reactor nuclear.

diaciones secundarias se veran con mas detalle en los siguientes capitulos.

1-2. FISION.

Cuando ciertos núcleos atómicos son bombardeados por un neutrón ó por una partícula cargada, puede suceder que estos núcleos se dividan en dos o tres pedazos formandose así dos o tres nuevos átomos de menor número atómico y masa. Se denomina como fisión a esta reacción nuclear.

Aquí se estudiará la fisión producida por neutrones. En este tipo de reacción, el núcleo se fisiona en dos o tres nuevos núcleos, -llamados productos de fisión, y emite simultaneamente uno, dos, tres o más neutrones llamados inmediatos. Además de los neutrones inmedia tos se emite radiación gamma, partículas beta y neutrinos, en el instante de la fisión o algun tiempo después cuando decaen los fragmentos de fisión (1).

1-3. DECAIMIENTO DE LOS FRAGMENTOS DE FISION.

La mayor parte de la energía producida durante la fisión, aparece como energía cinética de los fragmentos de fisión. Debido a su gran energía, los fragmentos de fisión pasan a través de la materia circundante como partículas cargadas. Sin embargo, los fragmentos de fisión llegan pronto al reposo y su energía es depositada en no mas lejos de 10^{-3}cm desde el sitio en que se produjo la fisión (1), por lo que nada de esta energía escapa del reactor.

Los fragmentos de fisión contienen demasiados neutrones para ser estables y por lo tanto decaen con la emisión de una o mas partículas beta.

El decaimiento de los productos de fisión en un reactor es importante debido a que:

La energía emitida en forma de partículas beta y rayos gamma durante el tiempo de operación de un reactor representa una contribución importante de la energía de fisión recuperable debido a que la mayor parte de esta radiación no puede escapar del reactor. También es importante, debido a que el decaimiento de los productos de fisión continua después de que el reactor se ha apagado. La energía del decaimiento proporciona fuentes continuas de calor que en muchos reactores debe de ser removido después de que se apago el reactor (2).

1-4. NEUTRONES INMEDIATOS.

En la fisión de los materiales fisionables los neutrones inmediatos que se denominan así porque aparecen en un intervalo de tiempo muy corto después de la misma (del orden de 10^{-17}seg), constituyen más del 99 por ciento del total de neutrones producidos.

No todos los neutrones inmediatos tienen la misma velocidad, sino que éstas cubren un amplio intervalo. No son, pues, monoenergéticos y experimentalmente se ha determinado la distribución de ener---

gías o espectro energetico de estos neutrones.

Una expresión reciente para el espectro de los neutrones inmediatos es (1)

$$\chi(E) = 0.453e^{-1.036E}\,\mathrm{senh}\sqrt{2.29E}, \qquad (1\text{-}1)$$

donde $\chi(E)$, es la fracción de los neutrones inmediatos con energía E, donde E está en Mev. Esta función se muestra en la figura 1-2. Apesar de que la ecuación (1-1) esta basada en mediciones para U^{235}, el espectro inmediato para todos los otros núcleos fisionables es muy similar.

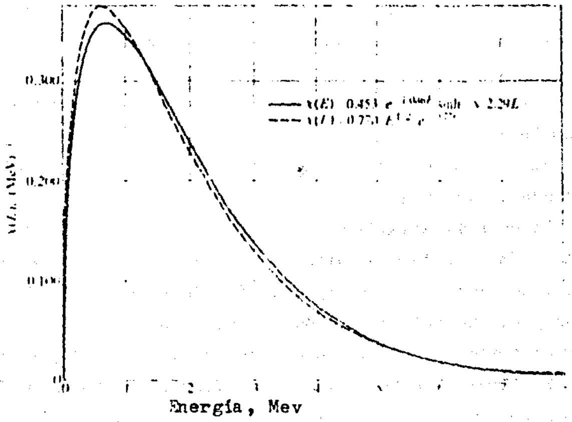

Fig. 1-2. Espectro de los neutrones inmediatos calculado de las ecuaciones (1-1) y (1-2).

Una expresión mas simple para $\chi(E)$, pero que tiene menor exactitud es (1)

$$\chi(E) = 0.770E^{1/2}e^{-0.776E}, \qquad (1\text{-}2)$$

donde E está en Mev. La ecuación (1-2) también está graficada en la figura 1-2.

La energía promedio de los neutrones inmediatos puede ser encontrada integrando sobre todo el espectro de los neutrones inmediatos, es decir

$$\bar{E} = \int_0^\infty E\chi(E)\,dE = 1.98 \text{ MeV}. \qquad (1-3)$$

La energía mas probable de los neutrones inmediatos, es la energía que corresponde al pico de la curva $\chi(E)$, y es de 0.73 Mev como se muestra en la figura 1-2.

1-5. NEUTRONES TERMICOS.

Supongamos un medio de materiales con núcleos ligeros en el cual puedan desplazarse los neutrones con pocas probabilidades de ser absorbidos, es decir, un medio constituído por un material con baja absorción de neutrones, ó sea lo que se suele, en consecuencia, llamar mal absorbente, como lo son, por ejemplo, el grafito y el agua pesada. Si en un punto de este medio colocamos una fuente de neutrones de gran energía, a los cuales se les suele llamar rápidos, estos irán alejándose de la fuente y en su recorrido chocarán con los núcleos ligeros de los átomos del material, casi sin ser absorbidos. Su trayectoria será en zig - zag, y unos instantes después existirán neutrones en todos los puntos del material. Ahora bien, los neutrones que al salir de la fuente eran rápidos verán su velocidad disminuída por los sucesivos choques que experimentan, y al cabo de un cierto número de colisiones, su velocidad alcanzará valores tales que unas veces el neutrón en un choque perderá velocidad y en otro la ganará, pues los núcleos de los átomos del material al vibrar podrán o bien adquirir, o bien ceder energía en cada colisión. Cuando los neutrones alcanzan esta zona de energías se dice que han sido termalizados y se dice que éstos neutrones son térmicos. Esta terminología tiene su justificación en el hecho de que la intensidad de la vibración de los núcleos de los átomos del material en el que tiene lugar la difusión de los neutrones es proporcional a la temperatura y, por consiguiente, cuanto mayor es ésta más pronto alcanza el neutrón la zona termal, es decir, más pronto alcanza el neutrón la zona de velocidades en las cuales, si se considera un conjunto dado de neutrones, éste está en equilibrio "térmico" con el medio difusor, ya que su energía total es constante y en promedio no cede, ni recibe energía del mencionado medio.

1-6. NUCLEO COMPUESTO.

Durante este proceso el neutrón incidente es absorbido, formando un sistema conocido como núcleo compuesto. Es decir si el núcleo blanco es Z^A, el núcleo compuesto será Z^{A+1}.

Este núcleo compuesto puede ser un núcleo de una familia de isótopos o puede ser una especie inestable (radiactiva); pero de cualquier forma, inmediatamente después de su formación el núcleo compuesto estará en un estado de mayor energía (excitado). Dentro de un corto tiempo el núcleo excitado sufre la siguiente etapa de la reacción

(a) expulsión de una partícula, ya sea, un neutrón, un protón, o una partícula alfa.

(b) emisión de un rayo gamma.

(c) fisión.

1-7. EXPULSION DE UNA PARTICULA.

La energía de excitación del núcleo compuesto proviene de la energía cinética del neutrón absorbido más su energía de enlace. El núcleo compuesto en su estado excitado puede decaer inmediatamente si la energía de excitación es mayor que la energía de enlace de la ultima partícula nuclear amarrada, pues habrá mayor probabilidad de que este nucleon sea expulsado. Un nivel de energía de este tipo es llamado estado virtual del núcleo compuesto, para distinguirlo de un estado base en el cual la energía de excitación no es suficiente para permitir la expulsión de un nucleon.

A pesar de que la emisión de neutrones de un estado virtual es energéticamente posible, la probabilidad de que ésto ocurra es muy pequeña. Esto se debe a que la energía de excitación nuclear se distribuye rapidamente entre varios de los nucleones constituyentes, y la posibilidad de que un neutrón adquiera suficiente energía es poco probable (1).

1-8. CAPTURA RADIATIVA.

Si en lugar de expulsar un neutrón, el núcleo formado por la absorción de un neutrón emite su exceso de energía en forma de radiación gamma, el proceso se denomina como captura radiativa. Este proceso puede ocurrir en cualquier energía, pero es mas probable a ba-- jas energías y en particular en aquellas energías que conducen a estados de larga vida del núcleo compuesto. El requisito de que el estado compuesto debe de tener larga vida se debe al hecho de que la emisión de radiación gamma por un núcleo puede ser mostrado como un proceso muy largo cuando es medido en tiempos de la escala nuclear.

Como se mencionó anteriormente la energía de excitación del núcleo compuesto se divide entre varios nucleones y la emisión de uno de ellos se retrasa hasta que un nucleon obtiene una energía, en colisiones con otros nucleones, mayor que su energía de enlace en el núcleo. Entonces es razonable esperar que cuando la energía de excitación es repartida entre un gran número de nucleones, el tiempo promedio que transcurre antes de que un nucleon pueda ser emitido es mayor que cuando hay involucrados pocos nucleones. Siendo lógico suponer que para una excitación de energía dada es repartida entre mas nucleones en núcleos pesados que en ligeros, se sigue que la captura radiativa será menos importante para núcleos ligeros que para núcleos pesados (1).

1-9. DISPERSION INELASTICA.

Cuando un neutrón inmediato sufre dispersión inelástica, primero es capturado por el núcleo blanco para formar un estado excitado del núcleo compuesto, posteriormente se emite un neutrón de menor energía cinética, dejando al núcleo blanco en un estado excitado (1). Este exceso de energía será emitido posteriormente mediante uno o mas fotones de radiación gamma, llamados rayos gamma debidos a dispersión inelastica.

La probabilidad relativa de que ocurra una dispersión inelastica, aumenta cuando aumenta la energía de los neutrones. Esto se debe a que la separación de los niveles excitados de un nucleido, son menores en energías de excitación altas.

La energía de los rayos gamma dispersados inelasticamente dependera de si se emiten uno o varios fotones.

1-10. RAYOS GAMMA INMEDIATOS.

Cierto número de rayos gamma son emitidos durante la fisión y -

estos son llamados rayos gamma inmediatos, para distinguirlos de la radiación gamma que acompaña al decaimiento de los productos de fisión. El espectro de los rayos gamma inmediatos puede ser representado entre 1 y 7 Mev mediante la misma función de distribución que para los rayos gamma de los productos de fisión (3), es decir

$$N(E) = 8.0e^{-1.10E}, \text{Mev}^{-1}, \qquad (1\text{-}4)$$

donde N(E) es el número de rayos gamma emitidos con energía E, donde E está en Mev.

1-11. FOTONEUTRONES.

La acción de los rayos gamma de energía moderada (alrededor de 2 Mev) en ciertos núcleos, como por ejemplo: Deuterio y Berilio, producen esencialmente neutrones monoenergéticos. Las reacciones que son de especial interes en relación con la operación de los reactores nucleares son:

$${}_4Be^9 + {}_0\gamma^0 \rightarrow {}_4Be^8 \text{ (o } 2\ {}_2He^4) + {}_0n^1$$

y

$${}_1H^2 + {}_0\gamma^0 \rightarrow {}_1H^1 + {}_0n^1.$$

estas reacciones son descritas, como reacciones (γ, n), donde un rayo gamma es la partícula incidente y el neutrón es la partícula expelida. Las fuentes basadas en reacciones (γ, n), son denominadas fuentes de fotoneutrones.

Las reacciones (γ, n), ocurren sólo si la energía de los rayos gamma es al menos igual a la energía de enlace de los neutrones en el núcleo blanco y es debido a que la energía de enlace es excepcionalmente baja en el Deuterio (2.2 Mev) y en el Berilio (1.6 Mev) que estas substancias sean generalmente utilizadas en fuentes de neutrones. Para obtener neutrones de otros elementos se requieren rayos gamma de al menos 5 a 8 Mev de energía. Para fotones de una energía dada, los neutrones obtenidos son monoenergéticos, y la energía será igual a la diferencia entre la energía del fotón y la energía de enlace del neutrón en el núcleo blanco (2).

1-12. BREMSSTRAHLUNG.

Aparte del hecho de que los rayos X frecuentemente tienen baja energía y su longitud de onda es algo mayor la diferencia esencial - entre los rayos gamma y los rayos X es que los ultimos se producen - afuera del núcleo atómico. Los rayos X característicos como su nom-- bre lo indica, tienen energías características del elemento particular, resultando de las transiciones de electrones entre los niveles atómicos. Estas radiaciones son, sin embargo, de pequeño significado para el proposito presente. De mayor interes son los rayos X conti-- nuos, llamados bremsstrahlung, literalmente "radiación de frenamiento", la cual es producida cuando los electrones (o partículas beta) de altas velocidades pierden su energía por frenamiento al pasar a-- través de la materia.

Como regla general, la fracción de energía cinética de los electrones convertida en radiación de esta manera aumenta con la energía del electrón y con el número atómico del material en el cual es moderado.

Cuando los electrones de energía de 1 Mev o mas interaccionan - con un elemento de alto número atómico, algunos de los resultantes - "bremsstrahlung", a pesar de originarse fuera del núcleo, son indistinguibles en su comportamiento a los rayos gamma que aparecen en -- las transiciones nucleares (2).

1-13. IMPORTANCIA DE LAS PRINCIPALES FUENTES DE RADIACION EN UN REACTOR NUCLEAR, CON RESPECTO A DISEÑO Y BLINDAJE.

En el núcleo de un reactor nuclear y en el blindaje que lo ro-- dea estan presentes casi todos los tipos de radiación mencionados. - Como ya se dijo, los neutrones y los rayos gamma son emitidos durante la fisión y en algunos procesos secundarios. Los fragmentos de fisión, son partículas cargadas que pueden causar daños biológicos, y por lo tanto deben de ser considerados como parte de la radiación nuclear. Estos fragmentos generalmente son radiactivos y, entre otras radiaciones emiten partículas beta (electrones y positrones), neutrinos y radiación gamma. Los electrones también pueden resultar de varios procesos secundarios causados por rayos gamma y neutrones. Fi-- nalmente como resultado de las reacciones nucleares en el núcleo del reactor o en el blindaje, pueden aparecer partículas cargadas de mayor masa que los electrones, como son los protones, los deuterones, las partículas alfa, etc. Por conveniencia, esta compleja variedad de partículas nucleares puede dividirse en dos clases, partículas cargadas y partículas neutras, como se muestra en la tabla 1-1.

Tabla 1-1

RADIACION NUCLEAR INVOLUCRADA EN EL BLINDAJE DE UN REACTOR

PARTICULAS CARGADAS	PARTICULAS NEUTRAS
Fragmentos de fisión	Neutrinos
Partículas alfa	Neutrones
Tritones	Rayos gamma
Deuterones	
Protones	
Partículas beta	
Electrones (+ y -)	

Hay que aclarar que no todas estas radiaciones son de igual importancia para cálculos del blindaje. Por ejemplo, las partículas cargadas en virtud de su carga eléctrica, interaccionan fuertemente con los electrones atómicos de la materia a través de la cual pasan, perdiendo su energía rapidamente, por lo que pueden ser paradas en capas relativamente delgadas de material absorbedor. Para partículas con velocidades mucho menores que la velocidad de la luz, la trayectoria de una partícula con una energía determinada es inversamente proporcional a la masa multiplicada por el cuadrado de la carga (3). Por lo tanto, los fragmentos de fisión, a pesar de llevar la mayor parte de la energía liberada durante la fisión, son parados en los mismos elementos del combustible. Para las otras partículas cargadas pesadas (protones, partículas alfa, etc.) las trayectorias serán mayores, pero todavía mucho menores que el grosor de las estructuras que se encuentran en el núcleo del reactor. Una partícula alfa de 10 Mev de energía es parada en un material tal como el aire a una distancia no mayor de unos pocos centimetros. Bajo las mismas condiciones la distancia que recorre un protón es diez veces mayor, pero aún estas distancias son despreciables.

Dadas sus pequeñas masas, las distancias que recorren los electrones de una energía determinada son mucho mayores que las de las — partículas pesadas. Un electrón de 5 Mev de energía recorre en el aire una distancia de 22 metros, pero sólo 2.6 cm en agua y 0.33 cm en plomo. Siendo claro que aun con estas distancias resulta relativamente "barato" - en peso, volumen y costo - el parar a los electrones -- con las energías de interes en los reactores nucleares. Es importante hacer notar, que cuando los electrones con energías de varios Mev pasan a través de un material que tenga alto número atómico, como el -- plomo, pierden su energía mediante la emisión de rayos X en el proceso conocido como bremsstrahlung. Esta radiación es más dificil de detener que los electrones emitidos, y la posibilidad de que se presente debe de ser cuidadosamente considerada en el diseño del blindaje.

Por lo tanto, en comparación con las radiaciones previamente discutidas, los neutrones y los rayos gamma proporcionan el principal -- problema para el blindaje de un reactor nuclear. Aunque estas radiaciones interaccionan fuertemente con la materia, no lo hacen en un -- grado tal que puedan ser atenuadas satisfactoriamente con pequeñas -- cantidades de material absorbedor. Aún mas, en comparación con las -- partículas cargadas, hay una diferencia fundamental en la manera en - la cual los neutrones y los rayos gamma son atenuados. Las partículas cargadas pierden su energía principalmente mediante colisiones con -- los átomos y moléculas de la materia y estos procesos continuan hasta que la partícula pierde toda su energía y es neutralizada. Es decir, la partícula cargada desaparece definitivamente a una distancia denominada "alcance", la cual depende del tipo de la partícula, de su energía inicial, y del medio.

En contraste, un neutrón o un rayo gamma puede ser absorbido completamente en la primera colisión, o puede sufrir cambios de energía y de dirección. Hay una distancia promedio entre colisiones (llamada camino libre medio) pero la probabilidad de que ocurra la primera colisión a una cierta distancia del origen de la "partícula" disminuye exponencialmente a medida que aumenta esta distancia. Como se verá - en detalle, este comportamiento exponencial es dominante en la determinación de la penetración total de estos tipos de radiación.

Entonces no existirá una distancia para los neutrones y los rayos gamma (comparable al "alcance" para las partículas cargadas) más alla de la cual sean completamente absorbidos. De ahí, que la atenuación de haces intensos de neutrones y rayos gamma requieran grosores de materiales que deben ser varias veces mayores que el camino libre medio.

Hay que hacer notar que no todas las energías de estas partículas son de interes en los reactores. Fotones con energías mayores de 10 Mev raramente se producen durante la fisión o mediante otros procesos producidos por neutrones, y este valor puede ser utilizado como un límite superior de energía para la radiación gamma. El límite inferior es algo mas vago. Ciertamente, hay poco interes en rayos -- gamma de energías tan bajas ($E < 20$ kev) que no puedan penetrar distancias apreciables de aire o tejido. Radiación gamma de mayor energía (arriba de algunos cientos de kevs) es facilmente absorbida en - materiales pesados. Sin embargo, los fotones de baja energía pueden aparecer como fuentes secundarias producidas por rayos gamma de ma-- yor energía y deben de ser incluidos para determinar la dosis biológica.

Neutrones con energías de 18 Mev han sido detectados en el es-- pectro de la fisión y esta energía sera adoptada arbitrariamente como un límite superior para discusiones del blindaje. En el otro ex-- tremo es necesario ir hasta energías que corresponden a la agitación térmica ($E = 0.025$ ev). Sin embargo, los neutrones térmicos producen menos daño biológico que el mismo flujo de neutrones rápidos y, además pueden ser absorbidos mas facilmente.

En resumen las principales fuentes de radiación que deben de -- ser consideradas para cálculos de blindaje de un reactor son: los rayos gamma y los neutrones rápidos, ya que los otros tipos de radia-- ción serán absorbidos en los grosores de blindaje que se calculen para estas radiaciones, por ser éstas las más penetrantes.

Pero como en esta tesis le vamos a dar mayor importancia a los reactores térmicos y, en todo caso, los neutrones rápidos pueden -- ser termalizados rapidamente, solo vamos a considerar los rayos --- gamma para los cálculos que se harán posteriormente.

En el siguiente capítulo vamos a ver en detalle la forma en que interaccionan los rayos gamma con la materia, para energías entre -- 20 kev y 10 Mev.

CAPITULO 2

INTERACCION DE LOS RAYOS GAMMA CON LA MATERIA

2-1. INTRODUCCION.

Aún restringiéndonos a intervalos de energía que vayan desde -- 20 kev a 10 Mev, el número de mecanismos mediante los cuales los fotones pueden interaccionar con la materia es bastante grande. Estos mecanismos estan enlistados en la tabla 2-1 en orden de importancia para cálculos de atenuación. La diferencia entre las últimas dos categorias en la tabla se debe a que los procesos enlistados en la sección C pueden ser desechados con una breve justificación, mientras - que los enlistados en la sección B requieren discución y justificación más a fondo para ser omitidos en los cálculos. Todos los fenómenos enlistados en la tabla son funciones del número atómico Z, y cambian gradualmente de elemento a elemento.

Tabla 2-1

PROCESOS EN QUE INTERACCIONAN LOS RAYOS GAMMA ENTRE 20 KEV Y 10 MEV

A. De primera importancia

1. Efecto fotoeléctrico
2. Dispersión Compton
3. Producción de Pares

B. De menor importancia

4. Dispersión coherente de electrones (Rayleigh)
5. Radiación de aniquilación
6. Radiación fluorescente
7. Bremsstrahlung

C. De importancia despreciable

8. Dispersión Thomson para el núcleo
9. Dispersión Delbrück o potencial
10. Dispersión molecular coherente
11. Interacciones nucleares
    (a) Fotoefecto nuclear
    (b) Dispersión nuclear

2-2. EFECTO FOTOELECTRICO.

En la figura 2-1 se indica esquemáticamente este proceso como una colisión de un fotón, representado por una onda, con un átomo. Como resultado de la colisión, el fotón es absorbido y desaparece, y emerge un electrón que se suele llamar fotoelectrón.

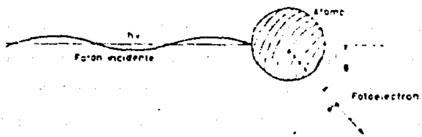

Fig. 2-1. Representación esquematica del efecto fotoeléctrico.

La colisión se efectúa con un electrón orbital del átomo, pero en realidad interviene todo el átomo en la colisión, pues el electrón orbital está ligado a los restantes electrones y al núcleo.

El momento total de este sistema será el del fotón, o sea $h\nu/c$ -- donde ν es la frecuencia del fotón, h es la constante de Planck y c es la velocidad de la luz y estará representado por un vector con la misma dirección de propagación del fotón. Después de la colisión, el sistema inicial fotón-átomo queda convertido en el sistema fotoelectrón-átomo. Como el fotoelectrón sigue una dirección cualquiera, distinta de la inicial del fotón, si su masa es m_o y su velocidad $\underline{v}$, su momento será $m_o\underline{v}$. Está claro, pues, que para que el momento se conserve en la colisión, el átomo, después de ella, debe poseer un momento tal que, sumado con el anterior, nos dé el momento inicial del sistema. Ello claramente presupone que el átomo salga rechazado del lugar de la colisión. Así, pues, el electrón orbital, al recibir el impacto del fotón incidente, es arrancado y separado del átomo, convirtiéndose en un fo-- toelectrón, pero antes de separarse, parte del momento del fotón, es -- transmitido al resto del átomo a través de fuerzas electromagnéticas.

El fotoelectrón sale con una cierta energía cinética

$$T = h\nu - B_e \qquad (2\text{-}1)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente, y B_e es la energía de ionización ó energía de enlace. Como se vé, para que un fotón pueda ser absorbido produciendo un fotoelectrón, se debe de cumplir que

$$h\nu \leq B_e \qquad (2\text{-}2)$$

llamándose a esta energía umbral fotoeléctrica. El exceso de energía -- que el fotón posea sobre este umbral, aparece como energía cinética T - del fotoelectrón producido.

Para rayos gamma de energías mucho mayores que la energía de ionización, el electrón aparece como si estuviera libre y el efecto fotoe-- léctrico será poco probable debido a que el exceso de energía sobre el umbral fotoeléctrico, aparece como energía cinética del fotoelectrón -- producido, en este caso los fotoelectrones tendrían energías relativistas. De ahí, que los electrones mas fuertemente ligados tienen mayor -- probabilidad de ser expulsados debido al efecto fotoeléctrico. La vacante orbital es llenada mediante la transición de un electrón exterior, - la cual es acompañada por la emisión de un rayo X característico denominada radiación fluorescente.

Cualitativamente la probabilidad de que ocurra una interacción fotoeléctrica, depende del número atómico Z y de la energía del rayo ---- gamma incidente E_γ. Se ha encontrado (4) que esta probabilidad, denotada por τ, sigue la relación de probabilidad

$$\tau \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^3} \qquad (2\text{-}3)$$

donde n varia de 3 para los rayos gamma de baja energía a 5 para los rayos gamma de alta energía. Observandose que el efecto fotoeléctrico aumenta cuando aumenta el número atómico del absorbedor y cuando decrece la energía de los rayos gamma.

Cuantitativamente la probabilidad de que ocurra una interacción fotoeléctrica estara determinada por (5)

$$\tau = 2\sqrt{2}\, a_0^2 Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_0c^2}{E}\right)^{7/2} = 32 a_0^2 Z^5 \alpha^9 \left(\frac{c}{v_e}\right)^7 \qquad (2\text{-}4)$$

donde $a_0 = \hbar/$ $= 0.5291 \times 10^{-8}$ cm, $\alpha = 1/137$, Z es el número atómico del elemento, m_0 es la masa en reposo del electrón, v_e es la velocidad del electrón, c es la velocidad de la luz y $\hbar = h/2\pi$.

Debido a que los electrones de la capa K son los mas fuertemente ligados, tendran mayor probabilidad de una absorción fotoeléctrica. Para fotones de energías por abajo de la energía de ionización de la capa K, sólo la capa L será utilizable (con menor probabilidad de interacción). Entonces se encontrarán discontinuidades en la sección eficaz para el efecto fotoeléctrico en las energías de ionización de las capas electrónicas. La figura 2-2 ilustra este fenómeno para el corte de la capa K y para el corte de la capa L.

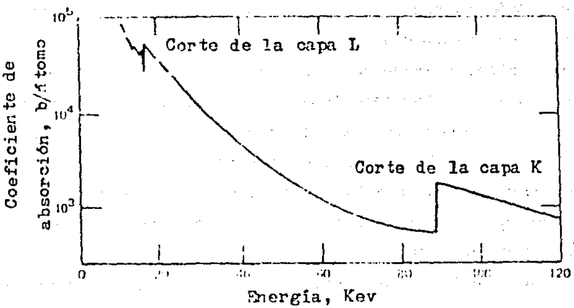

Fig. 2-2. Efecto fotoeléctrico para el plomo.

En la práctica, se encuentra que la absorción fotoeléctrica de los rayos gamma es importante sólo para energías menores que 1 Mev y sólo para absorbedores de alto número atómico.

2-3. DISPERSION COMPTON.

En una interacción Compton, un rayo gamma sufre una colisión elástica con un electrón del material absorbedor, tal electrón se comporta como si estuviera libre debido a que su energía de enlace es mucho menor que la energía del fotón. Sin embargo, el efecto Compton para un --

átomo es un efecto aditivo de todos los electrones ya que la interacción puede ser con cualquiera de ellos, y la sección eficaz macroscopica de la dispersión Compton estara determinada como función de la densidad de electrones. Entonces la dependencia del número atómico en este proceso es meramente una dependencia lineal del número de electrones por átomo.

En la figura 2-3 se indica esquemáticamente este proceso como una colisión de un fotón con un electrón.

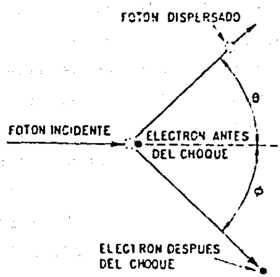

Fig. 2-3. Representación esquemática de la dispersión Compton.

En la colisión, el momento y la energía se conservan. El fotón saliente, de menor energía, es dispersado a través de un ángulo θ: el resto de la energía original será cedida al electrón, el cual será dispersado a través del ángulo ϕ.

La relación (6) entre la energía E del fotón incidente en Mev, y E' del fotón disnersado en Mev y el ángulo de dispersión θ esta dado por

$$E' = \frac{0.51}{1 - \cos\theta + 0.51/E}. \qquad (2\text{-}5)$$

Si el ángulo dispersado es pequeño $\cos\theta \approx 1$, y E' será aproximadamente igual a E. Esto significa que el fotón dispersado tendra una energía similar a la energía del fotón incidente, siguiendo una trayectoria prácticamente igual. Por otro lado, para $\theta = 90^{\circ}$, $\cos\theta = 0$ y entonces

$$E' = \frac{0.51E}{E + 0.51} < 0.51 \text{ Mev}. \qquad (2\text{-}6)$$

consecuentemente un fotón dispersado en ángulos rectos no puede tener energías mayores que 0.51 Mev.

La fracción de la energía inicial llevada por el fotón dispersado para diferentes ángulos de dispersión se deriva de la ecuación (2-5)

$$\frac{E'}{E} = \frac{0.51}{1 - \cos\theta + 0.51} \qquad (2\text{-}7)$$

para un valor específico de θ esta función decrece cuando aumenta la energía del fotón incidente. En otras palabras, para un ángulo de dispersión dado, mientras mayor sea la energía del fotón incidente, menor será la fracción llevada por el fotón dispersado, y mayor será la fracción de energía perdida por el rayo gamma en la interacción Compton.

La base física para la descripción de este proceso esta contenida en la formula de Klein-Nishina (7), la cual describe con una muy buena aproximación la probabilidad por electrón de que un fotón sea dispersado en el sentido Compton dentro de un ángulo sólido unitario con respecto a un ángulo de dispersión, θ. Esta función diferencial toma una forma sencilla y conveniente cuando la sección eficaz macroscópica del electrón es medida en unidades Thomson (T.U.). Una T.U. = $8\pi/3(e^2/m_0c^2)$ = 0.665 b. En estas unidades la relación de Klein-Nishina, expresada en terminos de la energía es

$$\sigma(\theta, E) = \frac{3}{16\pi}\frac{E'^2}{E^2}\left(\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - \sin^2\theta\right) \qquad (2\text{-}8)$$

Ya que $\sigma(\theta, E)$ es la sección eficaz diferencial microscópica (unidad de área por ángulo sólido unitario), algunos autores prefieren denotar esta función por $d\sigma/d\Omega$ para enfatizar su naturaleza diferencial. Debe notarse que las variables E', E y senθ no son independientes sino que estan relacionadas a través de la ecuación (2-8). Entonces $\sigma(\theta, E)$ es una función de la energía del fotón inicial y del fotón dispersado ó la energía del fotón inicial y del ángulo de dispersión.

La sección eficaz total para la dispersión Compton de un electrón puede obtenerse mediante la integración de la ecuación (2-8) sobre todos los ángulos de dispersión

$$\sigma_t(E) = \int_0^{2\pi} \sigma(E, \theta) 2\pi \operatorname{sen}\theta d\theta \qquad (2\text{-}9)$$

por lo tanto

$$\sigma_c(E) = \frac{3}{4}\left\{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^3}\left[\frac{2\varepsilon(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \ln(1+2\varepsilon)\right] + \frac{1}{2\varepsilon}\ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2}\right\}. \qquad (2\text{-}10)$$

donde $\sigma_c(E)$ está en T.U./electrón y $\varepsilon = E/0.511$.

Para bajas energías $\varepsilon \ll 1$, $\sigma_c(E)$ se aproxima a 1, en el otro ex-- tremo $\varepsilon \gg 1$

$$\sigma_c(E) \rightarrow \frac{3}{8\varepsilon}\left(\ln 2\varepsilon + \frac{1}{2}\right),$$

Como se hizo notar anteriormente, la energía del fotón incidente - se divide en dos partes en una colisión Compton: la energía cinética -- del electrón dispersado que se deposita cerca del lugar de la colisión, y la que se lleva el fotón dispersado. La fracción, $f(\theta)$, de la energía depositada localmente (i.e. transferida por el electrón) como una fun-- ción del ángulo de dispersión esta dado por

$$f(\theta) = \frac{\varepsilon - \varepsilon'(\theta)}{\varepsilon} \qquad (2\text{-}11)$$

El promedio de la energía fraccional perdida por la colisión Compton, $\overline{f}_c$, esta dada por (4)

$$\overline{f}_c = \frac{1}{\sigma_c}\int f(\theta)\sigma(\theta,E)d\Omega \qquad (2\text{-}12)$$

la integración se lleva a cabo sobre todo el ángulo sólido

$$\overline{f}_c = \frac{1}{\sigma_c}\int_0^{2\pi}\frac{\varepsilon - \varepsilon'(\theta)}{\varepsilon}\sigma(\theta,E)2\pi \operatorname{sen}\theta d\theta \qquad (2\text{-}13)$$

por lo tanto

$$\overline{f}_c\sigma_c = \sigma_c - \frac{3}{8}\left[\frac{\ln(1+2\varepsilon)}{\varepsilon^3} + \frac{2(1+\varepsilon)(2\varepsilon^2-2\varepsilon-1)}{\varepsilon^2(1+2\varepsilon)^2} + \frac{8\varepsilon^2}{3(1+2\varepsilon)^3}\right]. \qquad (2\text{-}14)$$

La cantidad

$$\sigma_{ea}(E) = \overline{T}_C \, \sigma_e(E) \qquad (2\text{-}15)$$

es una sección eficaz que refleja la probabilidad de que haya un depositó de energía local en una dispersión Compton y es denominada como la sección eficaz de absorción de energía Compton.

Hay diferencias significantes, entre el efecto fotoeléctrico y la dispersión Compton. El efecto fotoeléctrico es un proceso de absorción es decir, el fotón es absorbido como se vio anteriormente. En la dispersión Compton, sin embargo solamente hay un decremento en la energía del fotón, siendo este decremento mayor mientras mayores son las energías iniciales y el ángulo de dispersión. Un fotón involucrado en una dispersión Compton es reemplazado por otro, que en general tendrá menor energía y se moverá en una dirección diferente, de ahí que empezando con un fotón de alta energía puede haber varias colisiones Compton en un medio absorbedor suficientemente grueso. Se dice entonces que el el fotón sufre una dispersión multiple, a pesar de que no se trate del fotón original. Si no escapa el fotón dispersado podrá ser absorbido como resultado de una interacción fotoeléctrica la cual sera mas probable cuando la energía disminuye.

En la práctica, se encuentra que la dispersión Compton es importante para energías de 0.5 Mev a 5 Mev (4).

2-4. PRODUCCION DE PARES.

La formación de pares, se describe esquemáticamente en la figura 2-4.

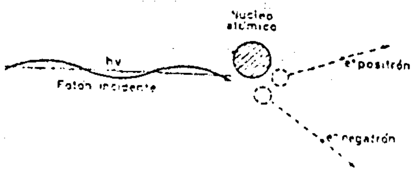

Fig. 2-4. Representación esquemática de la producción de pares.

En este proceso, un fotón interacciona únicamente con el campo intenso creado por una partícula cargada eléctricamente, es decir, en el campo creado por el núcleo de un átomo, o en el de menor intensidad creado por uno de los electrones del átomo (4). Así pues, cuando un fotón pasa cerca de un núcleo de un átomo, puede este fotón desaparecer y crearse un par electrón-positrón. Entonces un umbral de energía para el proceso de producción de pares es $2m_oc^2$ o 1.02 Mev. Cualquier exceso de energía del fotón incidente sera repartido entre la energía cinética de las partículas producidas en el proceso y la energía de retroceso del átomo es decir

$$E_{\gamma} = 2m_oc^2 + E_+ + E_- \qquad (2\text{-}16)$$

donde E_+ y E_- son la energía cinética del positrón y del electrón respectivamente y $E_{\gamma} > 2m_oc^2 = 1.02$ Mev o no habra producción de pares.

Para un nucleido dado, la sección eficaz de producción de pares aumenta rapidamente desde el umbral de 1.02 Mev hasta 10 Mev. Esto esta ilustrado en la figura 2-5, la cual nos muestra la dependencia de la sección eficaz con la energía del fotón incidente.

Como una función del número atómico la producción de pares por interacciones con los electrones es proporcional a Z, y para la producción de pares por interacción con el núcleo es proporcional a Z^2 (4). Este ultimo efecto muestra que la producción de pares nuclear es mas importante que la debida a los electrones y que es mayor a medida que Z aumenta. En la práctica por abajo de 10 Mev la probabilidad de producción de pares con los electrones atómicos es de 10 a 30% que la producción de pares nuclear en Hidrógeno y es despreciable en materiales con alto número atómico (4).

Cuantitativamente la probabilidad de que ocurra la producción de pares estara determinada por (8)

$$K = \sigma_0 Z^2 \bar{P} \text{ barns} \qquad (2\text{-}17)$$

donde $\sigma_0 = 5.8 \times 10^{-4}$ barns, Z es el número atómico y $\bar{P}$ es el valor promedio de P, que es la sección eficaz diferencial para la producción de pares, que se muestra en la figura 2-6 como función de la fracción de la energía cinética que se lleva el positrón.

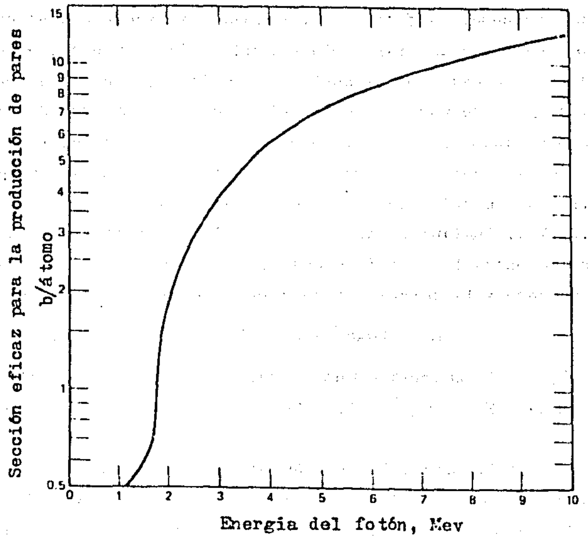

Fig. 2-5. Sección eficaz para la producción de pares en plomo.

Como se vió anteriormente, el efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton y la producción de pares, compiten para la absorción de la energía de los fotones. Sin embargo, no tienen simultaneamente la misma importancia. Esto se debe, a que:

A. El efecto fotoeléctrico y el efecto Compton disminuyen cuando aumenta la energía de los rayos gamma, mientras que la producción de pares aumenta y tiene su umbral en 1.02 Mev.

B. En materiales con Z pequeña, el efecto fotoeléctrico y la dispersión Compton son dominantes. Solo en Hierro y elementos con Z alta la producción de pares debe de ser tomada en cuenta sobre la mitad de la energía absorbida, para fotones con una energía entre 1 y 10 Mev.

2-5. DISPERSION COHERENTE DE ELECTRONES.

En la discución del efecto Compton los electrones fueron tra-

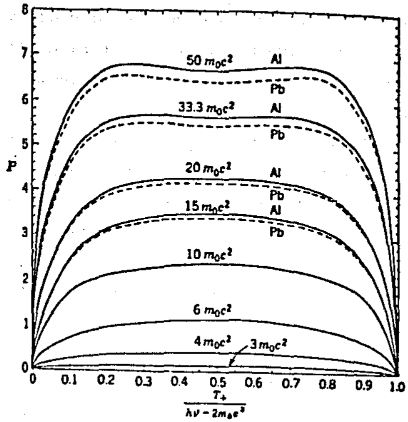

Fig. 2-6. Sección eficaz diferencial para la producción de pares, expresada como la función P. Las curvas - fueron calculadas de la ecuación de Bethe y Heitler, incluyendo correcciones de pantalla para - fotones de energía de $10m_oc^2$ (8).

tados como si se encontraran libres. En realidad, los electrones - estan ligados en varios grados al átomo. La ligadura produce pequeñas diferencias en las produociones para el efecto Compton, pero - hace posible una dispersión sobre todos los electrones del átomo. Ya que si cada electrón individual se dispersa coherentemente con los otros electrones del átomo, es decir, si el retroceso de la -- dispersión es tomada por el átomo como un todo se obtiene que el - fotón dispersado emerge con una energía, que es, para todos los -- propositos prácticos igual a la del fotón incidente. Si la dispersión se considera en este caso como una difracción del rayo gamma incidente por la distribución esférica de los electrones en el átomo, parecera que los fotones son dispersados en un ángulo

$$\theta \sim \lambda/R,$$

donde R es el radio atómico, del orden de varios Amstrong y λ es - la longitud de onda del fotón dispersado. En los intervalos de energía de interes, la dispersión coherente esta confinada a pequeños ángulos, menores de 15 grados a 0.1 Mev para el Aluminio y 2 - grados a 1 Mev en el mismo elemento. Para Z mayores estos ángulos son mas grandes ya que R decrece con Z (3).

En el coeficiente de absorción total, que se definirá mas adelante, la dispersión coherente es mas importante para elementos -- con Z media (Z = 25 - 75) donde se observa que tiene una contribución de 6% a 150 Kev en el valor del coeficiente de absorción. A - mayores energías la sección eficaz cae rapidamente, ya que los electrones tienden a aparecer mas libres en comparación con la energía del fotón.

2-6. RADIACION DE ANIQUILACION.

A pesar de que la producción de pares resulta en la aniquilación del fotón incidente, y juega un papel importante en la atenuación de fotones de alta energía, también resulta en una fuente de fotones secundaria que debe considerarse en algúnos análisis de -- blindaje. El positrón creado en el proceso, combinado con un electrón cercano al lugar de la producción del par, se aniquilan y esto ocaciona en general dos fotones de 0.511 Mev que emergen en direcciones opuestas. Para muchos propositos prácticos esta fuente - secundaria puede considerarse en el sitio en que ocurre la producción de pares inicial. Esta fuente secundaria puede contar tanto - como 5% de la energía total depositada (4).

2-7. RADIACION FLUORESCENTE.

Como ya se discutio anteriormente, los electrones mas fuertemente ligados tienen mayor probabilidad de ser expulsados en una - interacción fotoeléctrica. La vacante orbital sera llenada por la transición de un electrón exterior, esta transición es acompañada por la emisión de un rayo X característico denominado radiación -- fluorescente. La emisión del rayo X frecuentemente ocaciona la expulsión de un electrón exterior, en cierto tipo de efecto fotoeléctrico, perdiendo el fotón toda su energía. El electrón escapara --

del átomo y disipara toda su energía como resultado de interacciones similares a las que experimenta una partícula beta. Siendo evidente que poca de esta radiación escapara del material absorbedor. Este fenómeno también puede presentarse en el efecto Compton y en la producción de pares.

2-8. BREMSSTRAHLUNG.

Como ya se discutio anteriormente, el bremsstrahlung es la radiación producida cuando los electrones (o partículas beta) de altas velocidades pierden su energía al pasar a través de la materia

Cuando los electrones de energía de 1 Mev o mas interaccionan con un elemento de alto número atómico, darán como resultado la -- formación de algunos bremsstrahlung los cuales agregarán 0.1% al - cálculo de la dosis (que se definirá después), lo cual es practicamente despreciable.

2-9. DISPERSION THOMSON.

La dispersión de Thomson se debe a la interacción de un fotón con un núcleo, la dispersión es elástica y la desviación se hace a ángulos pequeños por razones semejantes a la de la dispersión de - Rayleigh. Este efecto es pequeño y difícil de detectar (9).

2-10. DISPERSION DE DELBRUK.

La dispersión de Delbrük consiste en la interacción de los -- fotones con el campo eléctrico del núcleo produciendo dispersión - elástica que se puede explicar en terminos de la formación de pa-- res virtuales de electrones. No se ha detectado con seguridad (10)

2-11. DISPERSION MOLECULAR COHERENTE.

Como los rayos gamma pueden dispersarse coherentemente con un átomo, puede también haber dispersión coherente con los átomos de una molecula. Este efecto, sin embargo, decrece rapidamente cuando la longitud de onda del fotón se empieza a hacer pequeña comparada con la separación interatómica, la cual es del orden de Amstrongs ya que a 1 Mev la longitud de onda del fotón es de 0.12 A, es claro que tal dispersión coherente no puede ser muy importante (9).

2-12. FOTOEFECTO NUCLEAR.

Este proceso se describió en el capítulo 1 y es posible siempre y cuando el fotón tenga una energía mayor que la energía de amarre del nucleón en el núcleo atómico y se observa para energías mayores de 8 Mev. Sin embargo, la sección eficaz del efecto Compton y de la producción de pares es mucho mayor que la del efecto fotonuclear (9).

2-13. DISPERSION NUCLEAR.

Este tipo de dispersión es producida por la excitación de un nivel nuclear por un fotón y la respectiva desexcitación con la emisión de un fotón y el retroceso del núcleo. Este efecto también es despreciable en comparación con los de primera importancia.

2-14. SECCION EFICAZ TOTAL.

Los principales procesos que contribuyen a la atenuación de los fotones en un medio absorbedor, como por ejemplo, el blindaje de un reactor son: el efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton y la producción de pares. Cada uno de los procesos ocaciona que toda la energía del fotón o parte de ella sea depositada en el sitio de la interacción, y las dos ultimas producen fotones de menor energía, que son emitidos en nuevas direcciones. Entonces la sección eficaz microscópica total por átomo de número atómico Z para la atenuación de fotones esta dada por

$$\sigma_T = (\tau + \sigma + K) \qquad (2\text{-}18)$$

donde τ es la sección eficaz por átomo para el efecto fotoeléctrico, σ es la sección eficaz por átomo para la dispersión Compton y K es la sección eficaz por átomo para la producción de pares.

Como funciones de la energía del fotón, τ y σ decrecen cuando aumenta la energía. Sin embargo K aumenta cuando aumenta la energía del fotón. Entonces para todos los elementos existira un mínimo en la sección eficaz total a alguna energía.

Esto se ilustra en la figura 2-7, donde la grafica indica los valores de los tres coeficientes anteriores en el aire a 0 grados Celsius y 760 mm de Hg.

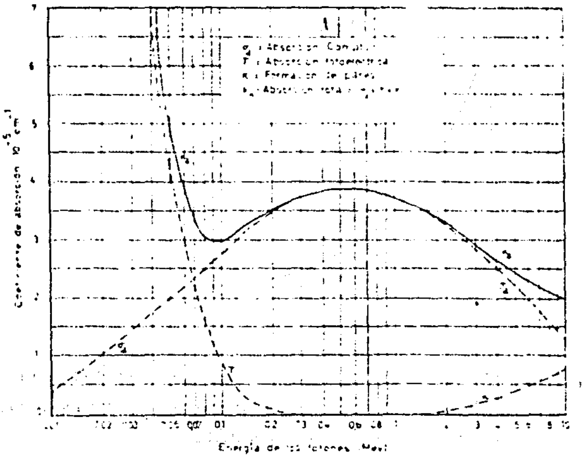

Fig. 2-7. Sección eficaz total para gammas en el aire.

El efecto Compton es el predominante para energías intermedias, de 1 a 5 Mev para materiales con alto número atómico y en un intervalo mas estrecho para materiales con bajo número atómico. En el Hidrógeno el efecto Compton se toma en cuenta para la sección eficaz total sobre todo el intervalo de energía que nos interesa. El valor de la energía donde el mínimo de la sección eficaz total ocurre decrece cuando aumenta el número atómico. La figura 2-8 es una grafica de la localización del mínimo como una función de Z.

2-15. DEFINICION Y SIGNIFICADO DEL COEFICIENTE DE ATENUACION.

Cuando la radiación gamma atraviesa la materia, la dispersión de fotones hace que su intensidad decaiga en forma exponencial. La razón es la siguiente: en un punto cualquiera del medio la perdida de fotones que se produce en un espesor diferencial de absorbente da, es proporcional a la intensidad de la radiación en dicho punto y al espesor atravesado, es decir

$$dI = -\mu I da \qquad (2\text{-}19)$$

o bien

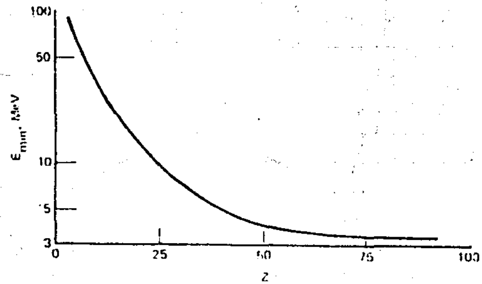

Fig. 2-8. Energía en la cual la sección eficaz total de atenuación de la radiación gamma es un mínimo, como una función del número atómico.

$$I = I_0 e^{-\mu a} \qquad (2\text{-}20)$$

siendo I la intensidad de la radiación, expresada en fotones (o Mev) por cm^2 y por segundo. La constante de proporcionalidad, que se expresa ordinariamente en cm^{-1}, recibe el nombre de coeficiente de atenuación lineal del absorbedor, para la radiación considerada

Hay que hacer constar que si μ es el coeficiente de atenuación total, en el que se incluyen los procesos de dispersión (efecto Compton) y absorción (efecto fotoeléctrico y producción de pares). La ecuación 2-20 solamente es aplicable a un haz fino y colimado de radiación gamma. Entonces a esta sección eficaz macroscópica se le denomina coeficiente de atenuación de rayo colimado. Sin embargo, es mas comunmente denominado coeficiente de atenuación, y se expresa como

$$\mu = N \sigma_T = N(\tau + \sigma + K) \qquad (2\text{-}21)$$

donde N es la densidad átomica (átomos/cm^3) del elemento y τ, σ y K se definieron anteriormente.

En esta relación se observa que el coeficiente de atenuación lineal es función de la energía de la radiación gamma, puesto que, como antes hemos visto, todas las formas de interacción de esta ra diación con la materia depende de la energía, aunque de modo dis-- tinto. El coeficiente de atenuación lineal, μ, puede determinarse experimentalmente midiendo la intensidad de un haz fino y colimado de rayos gamma monoenergéticos, antes (I_o) y después (I) de atravesar un espesor conocido de absorbedor.

2-16. COEFICIENTE DE ATENUACION MASICO.

A pesar de que los coeficientes de atenuación lineal son convenientes para aplicaciones en ingeniería, dichos coeficientes son proporcionales a la densidad del absorbedor, ρ, la cual usualmente no tiene un solo valor. Sin embargo, para propositos de tabulación es una práctica común, el desprendernos de la dependencia de la -- densidad y se utiliza el coeficiente de atenuación másico, μ/ρ el cual, si μ esta en cm^{-1} y ρ esta en g/cm^3, estara en unidades de - cm^2/g.

El coeficiente de atenuación másico μ/ρ es proporcional a la sección eficaz total por átomo, σ_T , es decir

$$\frac{\mu}{\rho}\ \frac{cm^2}{g} = \sigma_T\ \frac{cm^2}{\text{átomo}} \cdot \frac{N_A}{A}\ \frac{\text{átomos}/(g)(\text{átomo})}{g/(g)(\text{átomo})} \qquad (2\text{-}22)$$

donde N_A es el número de Avogadro (0.6022×10^{24} (g mole)$^{-1}$) y A - es el peso átomico del material absorbedor.

Para algunas mezclas, es de interes práctico el que en la sección eficaz total por átomo no se reflejen las irregularidades de las variaciones del peso atómico, A, de elemento a elemento, como una base para interpolaciones, ya que μ/ρ es practicamente constante a una energía dada para la mayoria de los materiales (11).

Si el absorbedor es un compuesto quimico o una mezcla, su coeficiente de atenuación másico μ/ρ puede ser evaluado del coeficiente μ/ρ para el elemento constituyente de acuerdo con el peso promedio

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i a_i \frac{\mu_i}{\rho_i} \qquad (2\text{-}23)$$

donde a_i es la proporción por peso del i-esimo constituyente.

Ejemplo: Para el agua (H_2O): M_H = 1.00797 y M_O = 15.999

$$\frac{\mu}{\rho}(H_2O) = \frac{2 \times 1.00797}{18.0153}\frac{\mu}{\rho}(H) + \frac{15.9999}{18.0153}\frac{\mu}{\rho}(O)$$

2-17. COEFICIENTE DE ABSORCION DE ENERGIA.

Otra sección eficaz macroscópica, la cual refleja la energía local removida por el campo de un fotón en un elemento de número atómico Z, esta dado por

$$\mu_a = N(\tau + Z\sigma_{ca} + K) \qquad (2\text{-}24)$$

donde N es la densidad átomica (átomos/cm^3) del elemento y, σ_{ca} es la sección eficaz de absorción de energía Compton por electrón. - μ_a es utilizado solamente para calcular depósitos de energía. El coeficiente de absorción de energía siempre aparece multiplicado por E y $\phi(E)$, es decir

$$\mu_a(E)E\phi(E) \qquad (2\text{-}25)$$

donde $\phi(E)$ es el flujo y se define como el producto nv donde n - es la densidad de las "partículas" en el haz y v es su rapidez a la energía E. Sus unidades en este caso son de energía por unidad de área por unidad de tiempo.

La definición de μ_a supone que toda la energía de un fotón - incidente que experimenta un efecto fotoeléctrico o una producción de pares es absorbido en el punto de la interacción.

El coeficiente de absorción másico de energía μ_a/ρ esta definido como

$$\frac{\mu_a}{\rho} = \frac{N_A}{A}(\tau + Z\sigma_{ca} + K) \qquad (2\text{-}26)$$

donde σ_{ca} es la sección eficaz de absorción de energía Compton.

Multiplicando el coeficiente de absorción másico de energía μ_a/ρ, por el flujo $\phi(E)$ y por la energía E, tenemos que

$$D = (\mu_a/\rho)\phi(E)E \qquad (2\text{-}27)$$

donde D es una cantidad de absorción conocida como la dosis y es - la energía absorbida por gramo de material. Esta cantidad es de — gran importancia en radiobiología, ya que de ella dependen los daños que se puedan ocasionar a organismos vivos. Por consiguiente - también es importante en los cálculos del blindaje, ya que los --- blindajes se calculan de tal forma que puedan reducir la dosis a - a valores aceptables.

Cuando el material irradiado es aire, a esta cantidad se le -

denomina dosis de exposición e incluye una constante multiplicativa k que depende de las unidades que se utilicen. Es claro que esta dosis de exposición esta ligada con la unidad roentgen.

En el siguiente capítulo definiremos la dosis, presentaremos sus unidades y cuales son las dosis máximas permisibles, tanto exteriores como interiores, para individuos.

CAPITULO 3

EFECTOS BIOLOGICOS DE LA RADIACION IONIZANTE

3-1. INTRODUCCION.

Existen varios tipos de radiación los cuales producen diversos efectos en seres vivos, como la radiación calorífica, la radiación luminosa, etc. Sin embargo, hemos fijado nuestra atención en la radiación ionizante, es decir la que es capaz de producir pares iónicos, pues ésta puede causar al hombre desde lesiones leves hasta su muerte misma a través de una sóla exposición. Prácticamente no se puede establecer un umbral de radiación ionizante para la -- la cual no se tenga daño (12), sólo podemos decir que mucha radiación causa mucho daño y que poca radiación causa poco daño.

La radiación que incide sobre los tejidos puede llegar a ionizar los compuestos químicos de los núcleos de sus células, de manera que su vida se acorta y además se evita su reproducción. Si la radiación es altamente ionizante se corre un gran riesgo cuando ésta actuá directamente sobre tejidos internos. Sin embargo, el organismo puede tolerar ciertas dosis de radiación reparando el tejido dañado. Se han realizado estudios en tejidos y seres vivos con la intención de determinar que dosis máximas pueden ser toleradas, a estas dosis, que han cambiado según se refinan los estudios, se -- les llama "dosis máximas permisibles".

3-2. EFECTOS DE LOS DIFERENTES TIPOS DE RADIACION.

No obstante ser cualitativamente el mismo efecto primario que los distintos tipos de radiación producen en la materia viva, es - decir ionización, los efectos subsiguientes difieren cualitativamente, puesto que estaran rélacionados con la energía de la radiación, y, por la forma en que se efectúe la transferencia de ésta energía al medio por el que atraviesan. Esta diferencia se expresa mediante un factor de calidad que es particular a cada radiación.

Este factor de calidad, llamado también EBR (efectividad biológica relativa), se encuentra experimentalmente a partir del efecto que causa una dosis determinada de rayos X de 200 Kev de energía y la dosis necesaria del tipo de radiación que causa el mismo efecto, o sea

$$EBR = \frac{\text{Dosis necesaria para producir un efecto con rayos X de 200 Kev}}{\text{Dosis necesaria de otra radiación para producir este efecto}}$$

El valor del EBR correspondiente a una radiación determinada puede depender de varios factores, a saber, clase y grado del efecto biológico, naturaleza del organismo o tejido y valor de la dosis por unidad de tiempo.

Según la Comisión Internacional de Unidad Radiológica (CIUR), el concepto de EBR debe retenerse solamente para su empleo en radiobiología, ya que se considera que es un parámetro demasiado detallado y demasiado específico para ser utilizado con propósitos de protección radiológica.

Para poder tomar en cuenta las diferencias en los efectos biológicos de los diferentes tipos de radiaciones y al mismo tiempo simplificar los cálculos de la protección de la radiación, el (CIUR) ha introducido el factor de calidad de la radiación el cual se denota por el símbolo (FC). Este parametro fué escogido arbitrariamente ajustando los valores del EBR como una función de la energía de transferencia lineal, que es la energía impartida por la radiación por unidad de longitud debido a colisiones que resultan en en excitación o ionización. En contraste con el EBR, el cual se determina experimentalmente, el FC se asigna después de considerar los valores del EBR.

3-3. UNIDADES DE MEDIDA.

En radioterapia es de interés básico conocer la cantidad de radiación que está llegando a un punto, ya que los efectos biológicos, químicos y físicos que se produzcan en algún material colocado en ese punto serán proporcionales a esta cantidad de radiación, que llamaremos dosis, por los efectos que produce.

Para nuestro propósito es conveniente definir dos tipos de dosis a saber, la dosis de exposición y la dosis de absorción. La primera se define como la cantidad de energía que atraviesa un área -- unitaria perpendicular al haz de radiación en el punto de interés. Esta dosis se mide en roentgens. La dosis de absorción se define como la energía absorbida por el material que se coloca en el punto - de interés. Esta dosis se mide en rads y depende de la dosis de exposición en el mismo punto y del material que se irradia. En seguida se definen las diversas unidades de dosis de interes práctico.

3-4. ROENTGEN.

Se define un Roentgen (R) como la cantidad de radiación X ó γ que en 1 cm^3 de aire seco a cero grados y 760 mm de presión produce por ionización una unidad de carga electrostática de cualquier signo (1 cm^3 de aire seco tiene una masa de 0.00129 gramos).

Con el fin de comprender el significado físico del roentgen, - consideremos 1 cm^3 de aire seco, en condiciones normales, expuesto a radiaciones gamma. Como consecuencia de la interacción de las radiaciones con el Oxigeno y el Nitrogeno del aire, se producira cierto número de electrones Compton, fotoelectrones y de pares electrón positrón, en proporciones que dependeran de la energía de la radiación. Estas partículas secundarias, producirán pares ionicos a lo - largo de su recorrido en el aire. Pues bien, cuando 1 R de radia--- ción gamma ha sido absorbido por 1 cm^3 de aire seco, en condiciones normales, la carga total de todos los iones producidos, positivos y negativos, es justamente igual a una u.e.s.

3-5. ABSORCION DE ENERGIA EN EL AIRE.

La cantidad de energía depositada en el aire por un Roentgen - de radiación X ó gamma puede calcularse del modo siguiente. La unidad de carga eléctrica, es decir, la carga electrónica, vale ------ 4.80×10^{-10} ues, y ésta es la cantidad de electricidad transportada por cada miembro (positivo o negativo) de un par iónico. Por consiguiente, para obtener una carga total de una ues, se necesitan ---- $1/(4.8 \times 10^{-10}) = 2.08 \times 10^{9}$ pares iónicos. Quiere decirse, pues, - segun la definición de Roentegen que la absorción de un R de radiación X ó gamma en 0.001293 gr de aire seco da lugar a la formación 2.08×10^{9} pares iónicos, en el aire. Como la energía consumida en la producción de un par iónico en el aire es igual a 34 eV, la formación de 2.08×10^9 pares iónicos exigirá una energía de --------- $(34)(2.08 \times 10^9) = 7.07 \times 10^4$ Mev equivalente a 0.113 ergs. Esta es la energía depositada en 0.001293 gr de aire por un R de radiación y podemos concluir que la energía absorbida por un gramo de aire y por Roentegen será igual a 0.113/0.001293 = 88 erg/g.

La energía absorbida por un gramo de tejido correspondiente a a un Roentegen no es la misma que en un gramo de aire y para poder obtener este valor debemos de dividir el coeficiente de absorción - másico de energía en el tejido, μ_a/ρ(tejido), que es una medida de - la energía absorbida en él, entre el coeficiente de absorción másico de energía en el aire, μ_a/ρ(aire). A pesar de que los coeficientes de absorción másico de energía son practicamente constantes para la mayoria de los materiales, este valor será un poco mayor de - uno ya que se absorbe un poco mas de energía en el tejido que en el aire, es decir

$$\frac{\mu_a/\rho(\text{tejido})}{\mu_a/\rho(\text{aire})} = 1.1 \qquad (3\text{-}1)$$

y multiplicando este valor por el valor obtenido para la energía -- absorbida por un gramo de aire correspondiente a un Roentgen obtenemos que un Roentgen deposita en un tejido 96.5 erg/g de tejido.

3-6. REP.

El rep (Roentgen Equivalent Physical) fue definido como la --- absorción de energía, en 1 gramo de tejido, procedente de 1 Roentgen de radiación X ó gamma. Esta unidad se estableció, debido a que si 1 gramo de aire seco fuera colocado en una cierta posición en el campo de radiación X ó gamma y la energía absorbida fuera de 83.8 - ergs (ésto es un Roentgen), entonces un gramo de tejido colocado en la misma posición absorbería 93 ergs de energía (un rep). La diferencia númerica entre estos valores es pequeña pero ocasionaría que se tuvieran diferentes unidades con diferentes valores de energía - absorbida, dependiendo del medio. Para evitar esta situación el --- (CIUR) introdujo una nueva unidad para la absorción de energía, el rad.

3-7. RAD.

Se define rad (Radiation Absorbed Dose) como la absorción de - 100 ergs de energía de radiación por unidad de masa. Es decir 1 rad = 100ergs/g. Es interesante especificar que la absorción de esta energía ha de ser en el lugar de interés y que el rad es una magnitud susceptible de ser determinada físicamente, para cualquier radiación y para cualquier material expuesto.

3-8. REM.

Es evidente que el rad, siendo simplemente una indicación de - la cantidad de energía absorbida, independientemente de la naturaleza de la radiación, no proporciona una medida adecuada de la lesión biológica resultante, puesto que no tiene en cuenta la efectividad relativa de la radiación considerada. En un intento de establecer - una unidad que proporcione un mejor criterio de lesión biológica, - se introdujo el rem (Roentgen Equivalent Man) ó equivalente del Roentgen para el hombre. El rem es la unidad de dosis biológica definida por la relación

$$\text{Dosis en rem} = \text{FC} \times \text{Dosis en rad} \qquad (3\text{-}2)$$

Como antes hemos visto, el valor real del factor de calidad - FC depende de diversas circunstancias, de donde se deduce que la - equivalencia establecida por la unidad rem sólo será aplicable a - la formación de un efecto específico, en las condiciones para las cuales ha sido determinado el valor concreto de la EBR. Sin embargo, a efectos de protección radiológica, se ha convertido en práctica usual el utilizar un solo valor para los distintos efectos de una clase de radiación determinada, tomando como base el efecto cuyo FC se considera máximo y que se presentan en la tabla 3-1.

Como un rem de radiación de una clase determinada producirá - sobre un tejido - convencionalmente, al menos - el mismo efecto -- biológico que las dosis de radiaciones diferentes, también medidas en rem, se sigue entonces que las dosis en rems son aditivas independientemente del tipo de radiación que las produzca. Esto no se cumple desde el punto de vista biológico, para dosis expresadas en rad. Sin embargo, utilizando los valores de las EBR generalmente -

aceptados, las dosis de radiaciones distintas, medidas en Roentgens ó en rads, pueden convertirse en rem y sumarse.

Tabla 3-1

FACTORES DE CALIDAD PARA VARIOS TIPOS DE RADIACION

TIPO DE RADIACION	FC
Rayos X ó gamma	1
Partículas beta	1
Electrones (+ y -)	1
Neutrones térmicos	5
Neutrones rápidos	10
Protones	10
Partículas alfa	20

3-9. DOSIS MAXIMAS PERMISIBLES.

El objetivo de la protección contra las radiaciones iónizantes es el de evitar, dentro de lo posible, el efecto patológico de ellas sobre el organismo humano. Si este objetivo no se puede satisfacer de una forma absoluta, puesto que la persona que ha de trabajar en las proximidades de fuentes de radiación ha de gozar de la suficiente libertad de movimientos, para cumplir con su misión, sí se consigue limitar los niveles de esta exposición, haciendo que sus valores no sobrepasen los que se conocen con el nombre de "dosis máximas permisibles".

Hay dos formas de concebir las dosis máximas permisibles: la somática y la genética. La primera se refiere a las lesiones que puedan producirse en el organismo de la persona, expuesta, ya sean inmediatas o tardias (alteraciones hematológicas, alopecias, leucemias, cancerizaciones, etc), que, por lo tanto, quedan circunscritas solamente a la persona. La forma genética apunta a la repercusión que las lesiones que se produzcan en las células germinales de las gonadas o glándulas genitales pueden tener sobre las generaciones futuras.

Una y otra son difíciles de separar, porque solamente cuando se trate de irradiaciones muy localizadas puede hablarse de peligro exclusivamente somático. Cualquier irradiación que no sea estrictamente localizada también puede afectar al sistema genital.

Como se ha notado que la radiación causa mayores efectos en células en desarrollo, se ha establecido que un individuo no puede exponerse profesionalmente antes de los 18 años, y que la dosis total acumulada que puede recibir un individuo profesionalmente expuesto no debe de exceder a D = 5(N - 18) rems/año donde N es la edad del trabajador suponiendo que trabaja desde los 19 años, o sea que no se permite una exposición mayor a 5 rems por año.

Este valor fué obtenido poniendo como límite de dosis acumulada en 35 años la dosis necesaria para producir incapacidad en una sola exposición, esto es: 175 rems en 35 años, lo cual equivale a una dosis de 5 rems por año (13).

Los organismos internacionales de protección radiológica han decidido que un individuo de la población en general podrá recibir en promedio (excluyendo la radiación de fondo y la exposición necesaria para terapia) un decímo de la dosis máxima para un individuo profesionalmente expuesto, o sea 0.5 rems por año. Para aquella porción de la población en la que se excluyen los individuos profecionalmente expuestos, el promedio de la dosis recibida por individuo baja considerablemente, por lo que se ha sugerido arbitrariamente un factor de variación no mayor que tres con respecto a la población total, de manera que se recomienda el uso de 0.17 rems por año en promedio como guía de protección para esta porción de la población. Un individuo en particular, de esta porción podrá recibir como máximo 0.5 rems por año.

A continuación aparece una tabla con las guías de protección que ha sugerido la "Comisión Internacional de Protección Radiológica" (13).

Tabla 3-2

DOSIS OCUPACIONALMENTE EXPUESTAS

Organo expuesto	Condición en	Dosis (rem)
a. Cuerpo total, órganos	un año	5

formadores de sangre, cabeza, tronco y gónadas	13 semanas	1.3
b. Piel del cuerpo, tiroides y huesos	un año	30
	13 semanas	8
c. Manos, antebrazos, pies y tobillos	un año	75
	13 semanas	20
d. Otros órganos	un año	15
	13 semanas	4

Las dosis que aparecen son conocidas como "Indice de Dosis Equivalente" (IDE).

Para las personas profesionalmente expuestas la dosis de 5 rem por año equivale a una dosis de 100 rems por semana suponiendo una semana de 40 horas de trabajo.

3-10. GUIAS DE CONCENTRACION DE RADIACTIVIDAD.

Cuando algún elemento radiactivo entra en el organismo humano, se acumulará principalmente en algún órgano de acuerdo con la afinidad de éste y del elemento. Al acumularse en él se tiene una fuente de radiación dentro del organismo que causa sus efectos directamente en el tejido sin poder lograr atenuación alguna.

Estos materiales radiactivos entran al cuerpo humano a través de alguna vía externa y a medida que la cantidad de elemento que penetra aumenta, la dosis que se recibe en los órganos también aumenta. Estos elementos existen en combinación con algunos otros, por ejemplo: el aire, el agua, etc, los cuales se ingieren por determinada vía. Para evitar que la cantidad de radioisótopo ingerido represente algún daño considerable es necesario que la concentración de éste en el medio en que se encuentra no rebase cierto límite. Este límite depende fundamentalmente de la actividad del radioisótopo del tipo de decaimiento, de su vida media y además, de los factores mencionados para las dosis máximas permisibles. Estas concentraciones son conocidas como concentraciones máximas permisibles (CMP) y sus valores como guías de concentraciones de radiactividad se han determinado sobre la base de extensa experimentación.

Las unidades de las CCR son de actividad por unidad de volumen y nos indican la actividad permisible del radioisótopo por unidad de volumen del medio en que se encuentra.

3-11. CARGA CORPORAL PERMISIBLE (14).

Si un radioisótopo está en el cuerpo humano éste suministra una cierta dosis al cuerpo total o a algunos de sus órganos; por cada radioisótopo existe un límite para la cantidad que puede haber en el organismo de tal manera que no se rebasen los límites de seguridad, es decir que proporcionen una dosis que no exceda el límite aplicable. Esta cantidad es conocida como carga corporal permisible (ccp).

Fundamentalmente se tienen tres consideraciones para determinar las ccp: la concentración en el órgano crítico (o sea aquel órgano en el cual el efecto de la radiación redunda más en perjuicio de la salud del órgano), la energía liberada por gramo de tejido y la energía liberada en función del índice de dosis equivalente IDE

Entonces definimos la concentración en el órgano crítico como

$$qf/m, \text{ con unidades: } \mu Ci/g \qquad (3\text{-}3)$$

donde q es la cantidad de radioisótopo en el cuerpo (μCi), f es la fracción de q en el órgano crítico y m es la masa del órgano crítico.

La energía liberada en el tejido es proporcional a la concentración en el órgano crítico y a la energía efectiva absorbida. Se define la energía efectiva absorbida como

$$\xi = \sum_i (EF(FC)n)_i \quad \text{Mev/des} \qquad (3\text{-}4)$$

donde E es la energía en Mev emitida por desintegración, F es la relación de desintegración del radioisótopo hijo entre la del padre, FC es el factor de calidad y n es un factor relativo de daño (factor que se obtiene de la comparación del daño producido por una dosis de Ra-226 y una dosis igual de cualquier otro elemento. Como el elemento radiactivo está dentro del organismo, este factor será mucho mayor para emisores de partículas altamente ionizantes que para emisores beta o gamma, aún cuando la actividad de los primeros sea menor que la de los segundos).

3-12. CALCULOS DE LAS GUIAS DE CONCENTRACION DE RADIACTIVIDAD.

Estas concentraciones se encuentran a partir de la rapidez de acumulación en el órgano crítico que está dada por:

$$\text{rapidez de acumulación} = (\text{rapidez de asimilación}) - (\text{rapidez de perdida}) \qquad (3\text{-}5)$$

cuyas unidades están dadas en microcuries por unidad de tiempo.

La rapidez de asimilación se encuentra a partir del volumen ingerido por unidad de tiempo (V), de la concentración del radioisótopo en este volumen (CCR) y de la fracción del radioisótopo que se deposita en el órgano crítico (f_a) de manera que

$$\text{rapidez de asimilación} = V \times (CCR) \times f_a \qquad (3\text{-}6)$$

La rapidez de pérdida depende de la cantidad del radioisótopo en el órgano crítico (qf), del decaimiento radiactivo (λ_r) y del decaimiento biológico (λ_b, decaimiento producido por la eliminación natural del cuerpo humano). Estos dos tipos de decaimiento se conjugan en uno solo llamado decaimiento efectivo y es la suma de ambos de manera que

$$T_e = \frac{T_r T_b}{T_r + T_b} \qquad (3\text{-}7)$$

y

$$\lambda_e = 0.693/T_e$$

donde $T_i = 0.693/\lambda_i$ ($i = r$ ó b) representa la vida media correspondiente.

Sustituyendo estas dos expresiones encontramos que la rapidez de perdida queda expresada como

$$\text{rapidez de pérdida} = 0.693(qf)/T_e \qquad (3\text{-}8)$$

Por otro lado, la rapidez de acumulación es simplemente la rapidez de cambio de la cantidad del radioisótopo en el órgano crítico o sea $d(qf)/dt$. Finalmente la expresión (3-5) la podemos escribir como la siguiente ecuación

$$d(qf)/dt = V \times (CCR) \times f_a - 0.693(qf)/T_e \qquad (3\text{-}9)$$

cuya solución es

$$qf = V \times (CCR) \times f_a(1 - \exp(-0.693t/T_e))T_e/0.693 \qquad (3\text{-}10)$$

de donde finalmente obtenemos

$$(CCR) = \frac{0.693(qf)}{V \times T_e \times f_a(1 - \exp(-0.693t/T_e))} \qquad (3\text{-}11)$$

como valor máximo permitido, si usamos la q máxima permisible.

Como las unidades de las CCR son microcuries por unidad de volumen, para ser consistentes con nuestro sistema, la carga debe estar dada en microcuries, la unidad de volumen usada para indicar la cantidad ingerida será la unidad de volumen que se escoja, la unidad de tiempo para indicar el lapso en el cual es ingerido este volumen debe ser usada en términos de la vida media efectiva.

En condiciones de admisión continua, bastantes radioisótopos alcanzan un equilibrio en el cuerpo en unos cuantos años, es decir, la misma cantidad que se ingiere es eliminada, o sea que la rapidez de acumulación es nula en estas condiciones. En este caso el calculo de CCR es más simple pues

$$d(qf)/dt = 0 \qquad (3\text{-}12)$$

que sustituído en la ecuación (3-9) nos convierte la ecuación para la CCR en

$$(CCR) = 0.693(qf)/V \times f_a \times T_e \qquad (3\text{-}11)$$

Las cargas corporales permisibles así como las CCR han sido calculadas para los principales radioisótopos (considerando que el hombre respira aproximadamente 2×10^7 c.c. de aire en un solo dia) y se pueden encontrar en los manuales de protección radiológica (15).

En resúmen, en este capítulo hemos presentado cuales son las unidades de la dosis y cuales son las dosis máximas permisibles, tanto exteriores como interiores, que pueden recibir las personas profesionalmente expuestas así como el publico en general, sin representar perjuicio en su salud. Estas dosis están basadas en la experiencia acumulada sobre los diversos efectos que pueden causar los diferentes tipos de radiación ionizante.

Como las dosis producidas por los elementos radiactivos que están en el interior del cuerpo humano no pueden ser atenuadas re--

presentan un cuidado especial para la protección radiológica de los individuos.

La radiación emitida por fuentes fuera del cuerpo humano sí -- puede ser atenuada, de manera que la dosis que reciba por ellas no excedera a la máxima permisible.

Como se puede ver de todo lo anterior, es imprescindible dispo ner de un sistema de blindaje, en torno de los reactores nucleares, capaz de reducir la dosis de radiación a niveles permisibles para - el servicio normal y operaciones de mantenimiento. En el siguiente capítulo veremos la forma en que son atenuados los flujos de radiación al pasar a través de un blindaje.

CAPITULO 4

CALCULO DEL FLUJO VIRGEN PARA DIVERSAS CONFIGURACIONES GEOMETRICAS

4-1. INTRODUCCION.

Los cálculos de la atenuación de los rayos gamma serian relativamente sencillos si los procesos de interacción fueran solamente de absorción, es decir, si cada colisión resultara en la desaparición de un fotón. Hay que aclarar que todas las relaciones que se obtengan en este capítulo son validas también para neutrones ya que el factor de atenuación μ, es equivalente a la sección eficaz macroscópica total Σ_t, para neutrones. Entonces, si consideramos un haz monoenergético y monodireccional de fotones a través de una losa de material absorbedor de espesor a, como se muestra en la figura 4-1, podemos obtener una expresión para la transmisión de dicho haz.

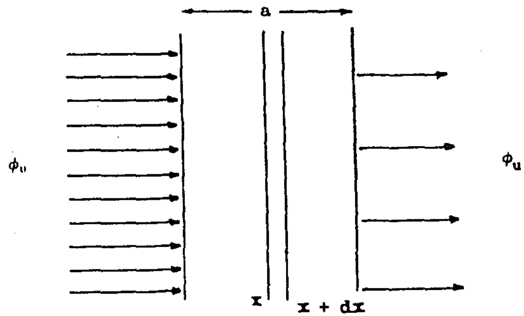

Fig. 4-1. Ilustración de la atenuación de partículas en un medio absorbedor.

Si la fuente de radiación esta emitiendo un flujo ϕ_0, nos inte sa conocer una expresión para el "flujo virgen", ϕ_u, es decir, el flujo de radiación que no ha experimentado ninguna clase de colisión al atravesar el espesor a del blindaje. Consideremos que en el interior de la losa hay una placa elemental de espesor da, paralela al plano como se observa en la figura 4-1. En un punto cualquiera del medio, la perdida de fotones que se produce en el espesor diferencial del absorbedor está dada por

$$d\phi(x) = -\phi(x)\,\mu\,dx \qquad (4\text{-}1)$$

o sea

$$d\phi(x)/\phi(x) = -\mu\,dx \qquad (4\text{-}2)$$

donde μ es el coeficiente de absorción lineal del material.

Integrando sobre todo el espesor del absorbedor tenemos que

$$\phi_u = \phi_0 e^{-\mu a}, \qquad (4\text{-}3)$$

donde la ecuación (4-3) es la conocida ley de Lambert para la absorción en un solo material. De aquí se sigue, además, que la probabilidad de que no haya interacción está dada por $\exp(-\mu a)$

Si consideramos dos losas de diferentes materiales tendremos que la ley de Lambert para dos materiales será

$$\phi_u = \phi_0 \exp[-(\mu_1 a_1 + \mu_2 a_2)] \qquad (4\text{-}4)$$

Por lo tanto, la ley de Lambert en su forma mas general estara dada por

$$\phi_u = \phi_0 \exp[-(\sum_n \mu_n a_n)] \qquad (4\text{-}5)$$

donde el indice n se refiere a cada uno de los materiales presentes.

Expresiones similares pueden ser obtenidas para otras geometrias de la fuente y, como veremos mas adelante, en todas ellas la característica esencial de la atenuación sera determinada por un factor exponencial.

4-2. DETERMINACION DEL KERNEL PUNTUAL.

Se llama kernel puntual de atenuación puntual al flujo de radiación (u otra magnitud observable relacionada con el flujo, por ejemplo, la dosis o el calentamiento por unidad de tiempo) observado a la distancia R de una fuente puntual unitaria, es decir, de -- una fuente que emite isotrópicamente una partícula de radiación (fotón o neutrón) por segundo, con la fuente y el detector situados -- dentro de un medio homogeneo infinito. Este kernel es de gran utilidad en cálculos de atenuación de radiación por algún material, porque se puede suponer cualquier fuente como formada por un arreglo - de fuentes puntuales.

Para obtener la ecuación del kernel puntual debemos de considerar una fuente puntual isotrópica y monoenergética que esta emitiendo S_0 fotones/seg, se encuentra en el centro de una esfera de radio R hecha de material con un coeficiente de absorción lineal μ. Nos - interesa conocer cual es el número de fotones que llegan a un detector de área eficaz dA, que se encuentra en el exterior de dicho --- blindaje, sin haber tenido ninguna colisión.

Para lograr esto, primero definimos

N_u = número de fotones que no han tenido colisiones que llegan al - detector.

R = radio de la esfera.

ϕ_u = flujo virgen en el detector.

Entonces tenemos que

N_u = (número de fotones que salen de la fuente por segundo = S_0) x (la probabilidad de que salgan en la dirección correcta para - llegar al detector = P_g) x (la probabilidad de que no tengan colisiones = P_u)

es decir, ya que

$$P_g = d\Omega / 4\pi \tag{4-6}$$

donde $d\Omega$ es el ángulo sólido subtendido por el detector, y

$$P_u = e^{-\mu R} \tag{4-7}$$

entonces

$$N_u = S_0 P_g P_u = S_0 \frac{d\Omega}{4\pi} e^{-\mu R} \tag{4-8}$$

pero

$$d\Omega = dA/R^2$$

por lo tanto

$$N_u = S_0 dA \frac{e^{-\mu R}}{4\pi R^2} \qquad (4-9)$$

Por la definición de flujo dada

$$\phi_u = \frac{N_u}{dA} = S_0 \frac{e^{-\mu R}}{4\pi} \frac{dA}{dA} \qquad (4-10)$$

por lo tanto, el kernel puntual para el flujo virgen es

$$\phi_u = \frac{S_0 e^{-\mu R}}{4\pi R^2} \qquad (4-11)$$

En caso de que la esfera este formada por varias capas de diferentes materiales, el radio de la esfera sera igual a la suma del radio de la primer esfera mas la suma de los espesores de las demas esferas, es decir

$$R_t = R_1' + R_2' + R_3' + \dots$$

donde $R_1' = R_1$; $R_2' = R_2 - R_1$; $R_3' = R_3 - R_2$; ...; $R_n' = R_n - R_{n-1}$ y la probabilidad de que el flujo no tenga colisiones esta dada por

$$\exp[-(\sum_n \mu_n R_n)]$$

donde el indice n se refiere a cada uno de los materiales presentes

Por lo tanto, el kernel de atenuación puntual para el flujo virgen en su forma más general es

$$\phi_u = \frac{S_0 \exp[-(\sum_n \mu_n R_n)]}{4\pi R^2} \qquad (4-12)$$

4-3. FLUJO VIRGEN EN EL CENTRO DE UNA FUENTE ESFERICA.

En este problema nos interesa determinar el flujo virgen en el centro de una fuente esférica homogenea de radio R_0 que está emitiendo S_V fotones/(cm^3)(seg).

Primero vamos a considerar el flujo desde la porción de la fuente que esta emitiendo entre r y dr, como se muestra en la figura 4-2. El kernel puntual es

$$\phi_u = \frac{S_0 e^{-\mu R}}{4\pi R^2} \qquad (4-13)$$

si consideramos toda la esfera formada por fuentes puntuales, entonces la intensidad de la fuente en el cascaron señalado será

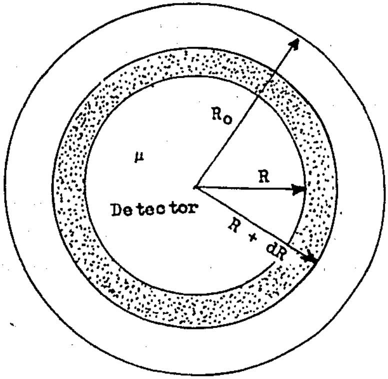

Fig. 4-2. Cálculo del flujo virgen en el centro de una fuente esférica.

$$S_o = S_v(4\pi R^2 dR) \qquad (4\text{-}14)$$

y entonces el flujo $d\phi_u$ debido a este cascarón esta dado por

$$d\phi_u = S_v(\exp[-(\mu R)])dR \qquad (4\text{-}15)$$

Integrando entre $R = 0$ y $R = R_o$, tenemos que el flujo virgen - en el centro de la esfera es

$$\phi_u = \frac{S_v}{\mu}\left[1 - \exp[-(\mu R_o)]\right] \qquad (4\text{-}16)$$

4-4. DIVERSAS CONFIGURACIONES GEOMETRICAS.

En las secciones precedentes de este capítulo, se ha supuesto siempre que el material del blindaje era contenido y homogeneo, entre la fuente y el punto de observación. De este modo, el medio podía considerarse como isótropo, expresando el kernel puntual median te la ecuación (4-11). En algunos casos, sin embargo, interesa em-- plear blindajes en forma de placa, con un espacio entre ella y el -

y el objeto a blindar. En estas condiciones, el blindaje es anisótropo, lo que trae como consecuencia que las relaciones de transformación geométrica deducidas anteriormente no sean aplicables en sentido estricto. Ahora bien, utilizando la ecuación (4-11), correspondiente al flujo debido a una fuente puntual e integrando sobre la fuente real pueden deducirse expresiones apropiadas para diversas configuraciones geométricas de fuente.

4-5. FUENTE LINEAL.

La primera geometría que vamos a examinar es la de una fuente lineal, tipo de fuente al que se aproxima bastante bien un elemento combustible cilíndrico o un conducto por el que viaja un material radiactivo.

A. CASO I

El primer caso a examinar es el de una fuente lineal donde uno de sus extremos se encuentra a la misma altura que el punto de observación.

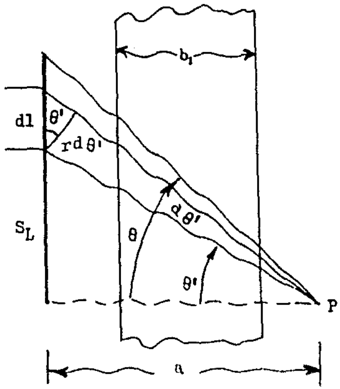

Fig. 4-3. Cálculo del flujo virgen procedente de una fuente lineal isótropica detras de un blindaje en forma de placa (caso I).

La figura 4-3 es una representación esquemática de una fuente de esta clase, cuya intensidad es S_L fotones/(cm)(seg). Entre la -

fuente y el punto de observación P, situado a una distancia a, se - interpone una placa de grosor b_1 (donde b_1 está dada como el número de caminos libres medios en la losa). Consideremos un elemento de - la fuente lineal, dl, tal que la recta de unión entre dl y P forme un ángulo θ con la perpendicular.

Definimos $b_1 = \mu R$ perpendicular a la losa de blindaje es decir, es el espesor del blindaje representado en caminos libres medios. - En el caso de que la losa esté formada por varias capas de diferentes materiales, $b_1 = \sum_n \mu_n R_n$, donde el indice n se refiere a cada uno de los materiales presentes.

El flujo en el punto P debido a la emisión del elemento, dl -- vendra dado, en el caso general, por

$$\phi_u = \frac{S_O \exp\left[-\left(\sum_n \mu_n R_n\right)\right]}{4\pi R^2} \qquad (4\text{-}17)$$

pero ahora

$$\begin{aligned} S_O &= S_L dl \\ R &= a(\sec\theta') \\ \sum_n \mu_n R_n &= b_1(\sec\theta') \\ \phi_u &= d\phi_u \end{aligned}$$

entonces

$$d\phi_u \equiv \frac{S_L\, dl\, e^{-b_1 \sec\theta'}}{4\pi(a\sec\theta')^2} \qquad (4\text{-}18)$$

Es conveniente integrar sobre θ', por lo que debemos expresar dl en términos de θ' y $d\theta'$. Para ésto, de la figura 4-3, tenemos -- que

$$\frac{R\,d\theta'}{dl} = \cos\theta' \qquad (4\text{-}19)$$

de aquí que

$$dl = R\sec\theta'\, d\theta' \qquad (4\text{-}19)$$

pero

$$R = a\sec\theta'$$

entonces

$$dl = a\sec^2\theta'\, d\theta' \qquad (4\text{-}20)$$

por lo tanto

$$d\phi_u = S_L \frac{e^{-b_1 \sec\theta'}}{4\pi a}\, d\theta' \qquad (4-21)$$

e integrando sobre toda la fuente, es decir, para el intervalo ---- $0 \leqslant \theta' \leqslant \theta$ donde es el ángulo correspondiente al extremo superior de la fuente, tenemos que

$$\phi_u = \frac{S_L}{4\pi a} \int_0^{\theta} e^{-b_1 \sec\theta'} d\theta' \qquad (4-22)$$

Si definimos

$$F(\theta, b) = \int_0^{\theta} e^{-b \sec\theta'} d\theta' \qquad (4-23)$$

esta función puede ser evaluada numericamente, y en el apendice I - se presentan gráficas de ella. Por lo tanto

$$\phi_u = \frac{S_L}{4\pi a} F(\theta, b_1) \qquad (4-24)$$

B. CASO II

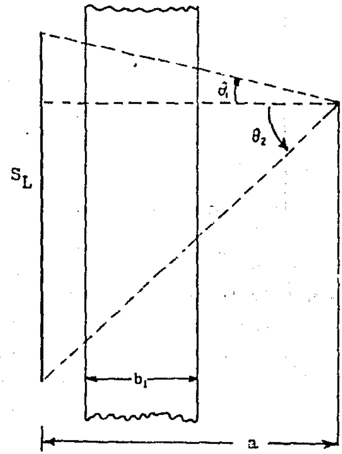

Fig. 4-4. Cálculo del flujo virgen procedente de una fuente lineal isotrópica detrás de un blindaje en forma de placa (caso II).

El segundo caso a examinar es el de una fuente lineal en las mismas condiciones del caso I, pero en la que su centro se encuen--

tra a la misma altura que el punto de observación. La figura 4-4 es una representación esquemática de este caso.

En este caso, siguiendo el mismo método y usando la definición de $F(\theta, b)$, se tiene debido a la simetría del problema que

$$\phi_u = \frac{S_L}{4\pi a}[F(\theta_1, b_1) + F(\theta_2, b_1)] \qquad (4-25)$$

donde θ_1 y θ_2 son los ángulos de los extremos superior e inferior - de la fuente, respectivamente.

C. CASO III

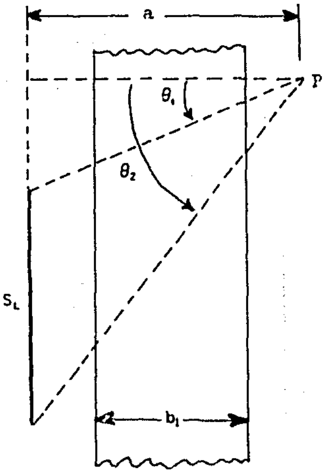

Fig. 4-5. Cálculo del flujo virgen procedente de una fuente lineal isotrópica detrás de un blindaje en forma de placa (caso III).

El tercer caso a examinar es el de una fuente lineal en las -- mismas condiciones del caso I, pero en el que uno de sus extremos - se encuentra mas abajo (ó mas arriba) que el punto de observación. La figura 4-5 es una representación esquemática de este caso.

Este caso es equivalente al caso I, pero quitándole a la fuente la porción comprendida entre $\theta = 0$ y $\theta = \theta_1$, por lo que

$$\phi_u = \frac{S_L}{4\pi a}[F(\theta_2, b_1) - F(\theta_1, b_1)] \qquad (4-26)$$

siendo θ_2 el ángulo correspondiente al extremo inferior.

4-6. FUENTE PLANA CIRCULAR (DISCO).

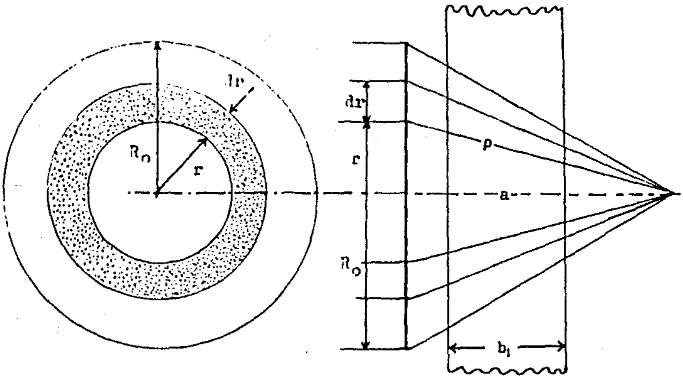

Fig. 4-6. Cálculo del flujo virgen procedente de una fuente plana circular detrás de un blindaje en forma de placa.

Consideremos una fuente plana circular, isótropa, de radio R_0, colocada paralelamente a una losa de espesor b_1, con el punto de -- observación P situado sobre el eje a una distancia a del centro de la fuente. La intensidad de la fuente, S_A, es el número de partículas emitidas (isotrópicamente) por unidad de superficie y por seg. En la figura 4-6 se representa este caso pero por claridad se ha incluido una vista frontal de la fuente. Consideremos un anillo fino de radio r y anchura dr, el área de este anillo es $2\pi r dr$ y se en--- cuentra a la distancia ρ del punto de observación P. En este caso

$$d\phi_u = \frac{S_A\,(2\pi r\,dr)}{4\pi\rho^2}\,e^{-b_1\sec\theta'} \qquad (4\text{-}27)$$

ya que $\rho/a = \sec\theta'$. Pero como

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \qquad (4-28)$$

entonces

$$\rho\, d\rho = r\, dr \qquad (4-29)$$

por lo tanto

$$d\phi_u = \frac{S_A}{2}\frac{d\rho}{\rho} e^{-b_1\rho/a} \qquad (4-30)$$

haciendo el cambio de variable $t = b_1\rho/a$, entonces debemos de integrar de $t = b_1$ a $t = b_1\sec\theta$, para encontrar ϕ_u y por lo tanto

$$\phi_u = \frac{S_A}{2}\int_{b_1}^{b_1\sec\theta}\frac{e^{-t}}{t}dt \qquad (4-31)$$

Por conveniencia se divide la integral en dos partes y tenemos que

$$\phi_u = \frac{S_A}{2}\left[\int_{b_1}^{\infty}\frac{e^{-t}}{t}dt - \int_{b_1\sec\theta}^{\infty}\frac{e^{-t}}{t}dt\right] \qquad (4-32)$$

Definiendo

$$E_1(z) = \int_z^{\infty}\frac{e^{-y}}{y}dy. \qquad (4-33)$$

que es también una función que se puede evaluar númericamente y cuyas tablas se presentan en el apendice II.

Finalmente

$$\phi_u = \frac{S_A}{2}\left[E_1(b_1) - E_1(b_1 \sec\theta)\right] \qquad (4-34)$$

4.7. FUENTE EN FORMA DE CONO TRUNCADO.

Una fuente homogenea e isotrópica en forma de cono truncado -- con blindaje en forma de placa puede tratarse, con bastante buena - aproximación, como una superposición de fuentes discoidales situa-- das en el interior del cono, como se ve en la figura 4-7. Conside-- rando el flujo de la fuente entre x y x + dx tenemos del caso anterior, que

$$\phi_u = \frac{S_A}{2}\left[E_1(b_1) - E_1(b_1 \sec\theta)\right]$$

en este caso

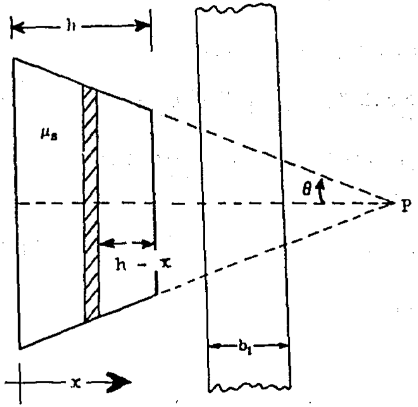

Fig. 4-7. Cálculo del flujo virgen procedente de una fuente homogenea e isotrópica en forma de cono truncado detras de un blindaje en forma de placa.

$$S_A = S_V\, dx \tag{4-35}$$

$$b_1 = b_1 + \mu_s(h - x) \tag{4-36}$$

de modo que

$$d\phi_u = \frac{S_V\, dx}{2}\left\{E_1[b_1 + \mu_s(h - x)] - E_1[(b_1 + \mu_s h - \mu_s x)\sec\theta]\right\} \tag{4-37}$$

para simplificar definimos

$$b_3 \equiv b_1 + \mu_s h \tag{4-38}$$

entonces

$$d\phi_u = \frac{S_V\, dx}{2}\left\{E_1(b_3 - \mu_s x) - E_1[(b_3 - \mu_s x)\sec\theta]\right\} \tag{4-39}$$

e integrando entre 0 y h tenemos que

$$\phi_u = \frac{S_V}{2}\int_0^h \left\{E_1(b_3 - \mu_s x) - E_1[(b_3 - \mu_s x)\sec\theta]\right\} dx \tag{4-40}$$

utilizando la relación

$$\frac{dE_2(b)}{db} = E_1(b)$$

obtenida en el apendice II, tenemos que

$$\phi_u = \frac{S_V}{2}\left\{\int_0^h \frac{dE_2[(b_3-\mu_s x)\sec\theta]}{\mu_s}dx - \int_0^h \frac{dE_2(b_3-\mu_s x)}{\mu_s \sec\theta}dx\right\} \qquad (4\text{-}41)$$

$$\phi_u = \frac{S_V}{2\mu_s}\left[E_2(b_3-\mu_s h) - E_2(b_3) + \frac{E_2(b_3\sec\theta)}{\sec\theta} - \frac{E_2[(b_3-\mu_s h)\sec\theta]}{\sec\theta}\right] \qquad (4\text{-}42)$$

y como $b_3 = b_1 + \mu_s h$, tenemos que

$$\phi_u = \frac{S_V}{2\mu_s}\left[E_2(b_1) - E_2(b_3) + \frac{E_2(b_3\sec\theta)}{\sec\theta} - \frac{E_2(b_1\sec\theta)}{\sec\theta}\right] \qquad (4\text{-}43)$$

4-8. TAPA DE UNA FUENTE CILINDRICA.

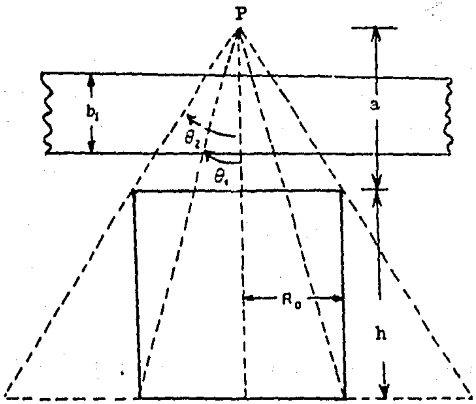

Fig. 4-8. Cálculo del flujo virgen en el punto P sobre la tapa de una fuente cilíndrica.

Una de las aplicaciones de los resultados obtenidos en el inciso anterior consiste en determinar el flujo virgen en un punto P que se encuentra a una distancia a sobre la tapa de una fuente cilíndrica, como se muestra en la figura 4-8. La forma de calcular el flujo virgen en el punto P, como se vé en esta figura, consiste en utilizar dos conos truncados: con uno vamos a sobrestimar el flujo en el punto P y con el otro vamos a subestimar este flujo.

Entonces

$$(\phi_u)_{max} = \frac{S_V}{2\mu_s}\left[E_2(b_1) - E_2(b_3) + \frac{E_2(b_3 \sec \theta_1)}{\sec \theta_1} - \frac{E_2(b_1 \sec \theta_1)}{\sec \theta_1}\right] \qquad (4-44)$$

$$(\phi_u)_{min} = \frac{S_V}{2\mu_s}\left[E_2(b_1) - E_2(b_3) + \frac{E_2(b_3 \sec \theta_2)}{\sec \theta_2} - \frac{E_2(b_1 \sec \theta_2)}{\sec \theta_2}\right] \qquad (4-45)$$

por lo tanto el flujo virgen en el punto P tendrá un valor limitado por

$$(\phi_u)_{min} \leq \phi_u \leq (\phi_u)_{max} \qquad (4-46)$$

Estos valores sirven para fijar algún criterio práctico en el cálculo, por ejemplo, del blindaje que servirá como tapa.

4-9. PARTE LATERAL DE UNA FUENTE CILINDRICA.

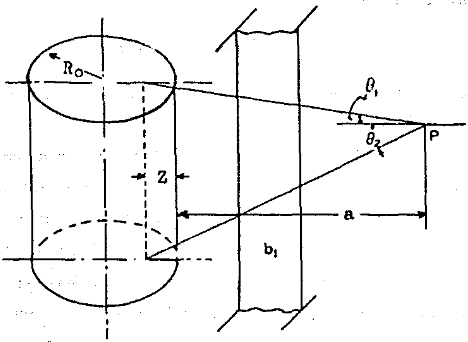

Fig. 4-9. Cálculo del flujo virgen procedente de la parte lateral de una fuente cilíndrica.

Se puede calcular cual es el flujo que está emitiendo toda la fuente cilíndrica pero este cálculo es muy complicado, para facilitar estos cálculos vamos a considerar, como una buena aproximación, una fuente lineal con una intensidad equivalente a toda la fuente - cilíndrica pero situada en el interior del cilindro. Para determinar el lugar en que se vá a colocar esta fuente, primero la colocamos a la distancia mas lejana de interes para subestimar el flujo y después a la distancia mas cercana de interes para sobrestimar este flujo, después se procede a rodear esta fuente con un arreglo cilíndrico de los materiales de la fuente para considerar la autoabsorción y en esta forma se obtiene la estimación de la posición de esta fuente lineal. Otro método equivalente consiste en efectuar el cálculo completo para la fuente cilíndrica y después el debido a una fuente lineal de las características mencionadas y colocada en una posición tal que los flujos sean iguales, obteniéndose de aquí la posición de esta fuente.

A la distancia a la que se coloca la fuente lineal en el arreglo cilíndrico, se le llama distancia de autoabsorción y se denota por la letra Z. El flujo en el punto P similar al representado en la figura 4-9, viene dado por

$$\phi_u = \frac{S_V R_0^2}{4(a+z)} [F(\theta_2,b_2) - F(\theta_1,b_2)] \qquad (4\text{-}47)$$

Podemos determinar Z, la distancia de autoabsorción, de la siguiente manera (16)

a. Si $a/R_0 \geq 10$ utilizamos la figura 4-10 y conociendo $\mu_s R_0$ se puede determinar $\mu_s Z$. Dividiendo por μ_s se encuentra Z.

b. Si $a/R_0 < 10$ utilizamos la figura 4-11, conociendo a/R_0 y $\mu_s(R_0 + a)$ podemos determinar m y se utiliza la figura 4-12 conociendo b_1 y a/R_0 para determinar $\mu_s Z/m$. Multiplicando $\mu_s Z/m$ por m se determina $\mu_s Z$ y dividiendo por μ_s se encuentra Z.

Este es un método práctico basado en las dimensiones de la fuente en comparación con la distancia a que se encuentra el punto de observación P.

En resumen, en este capítulo se ha determinado el flujo virgen procedente de fuentes con diversas configuraciones geométricas que se encuentran detrás de un blindaje en forma de placa.

El flujo virgen fue obtenido suponiendo que las partículas dispersadas desaparecen por completo del haz. Sin embargo, en la práctica, algunas partículas que hayan sufrido colisiones o dispersiones en el interior del blindaje pueden llegar al detector y en este caso el flujo que llega al punto de observación es superior al flujo virgen. Para tener en cuenta el efecto de la radiación dispersada se ha introducido un factor de acumulación que nos dara la contribución de las partículas que hayan sido dispersadas. Este tema será tratado en el siguiente capítulo.

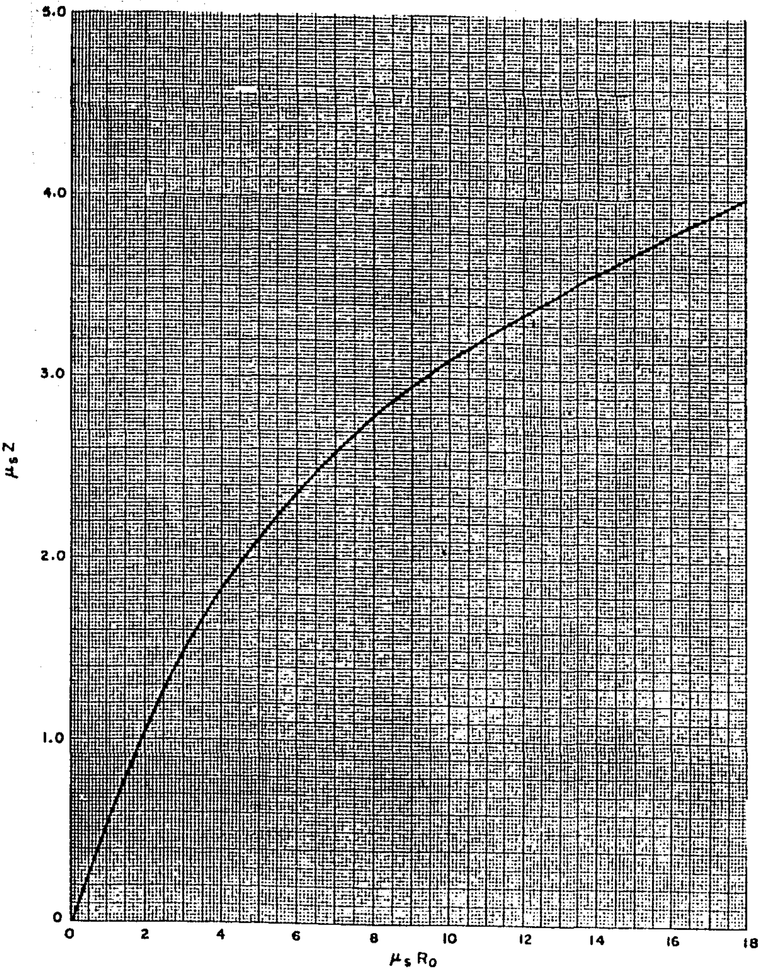

Fig. 4-10. Distancia de autoabsorción, Z, de un cilindro como una función del radio del cilindro, R_0, para $a/R_0 \ge 10$

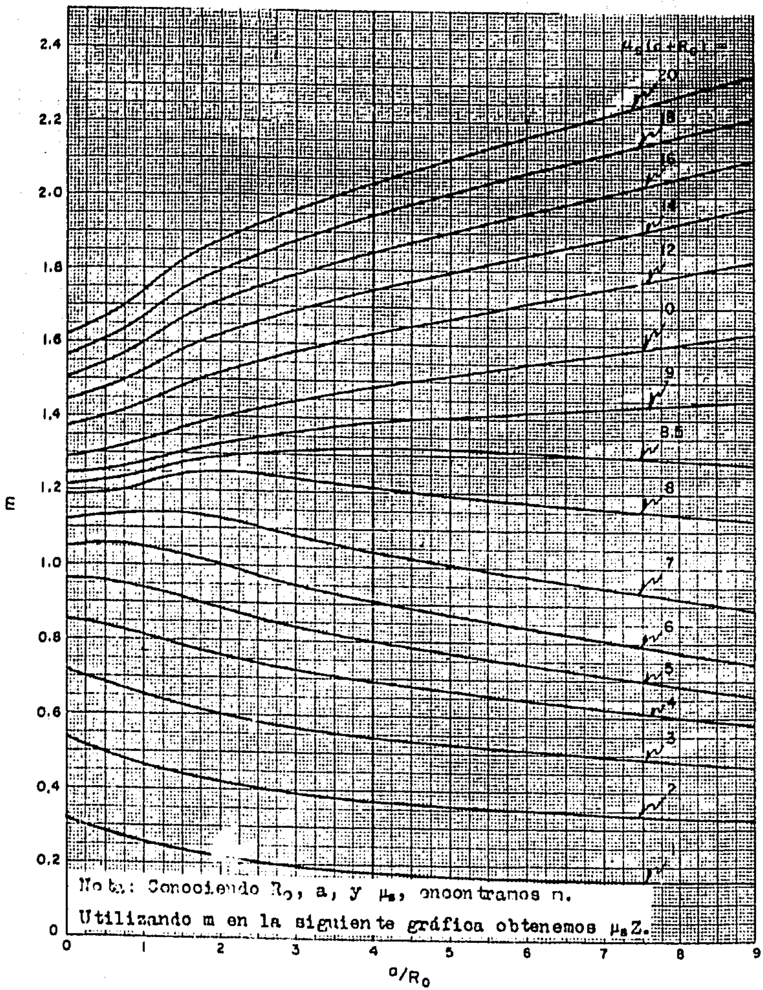

Fig. 4-11. Distancia de autoabsorción, Z, de un cilindro como una función del radio del cilindro, R_o, para $a/R_o < 10$

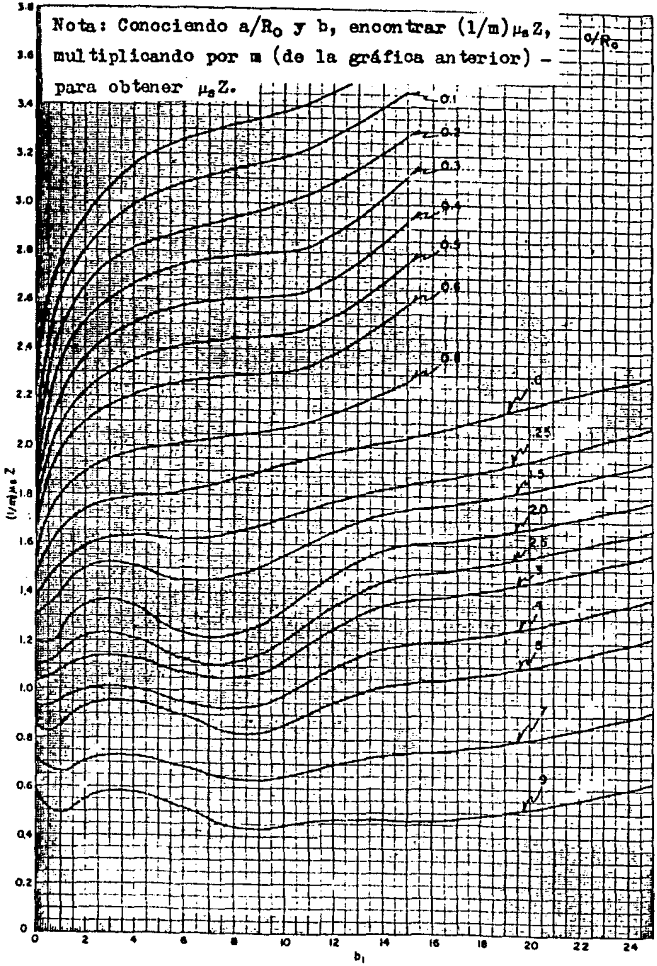

Fig. 4-12. Distancia de autoabsorción, Z, de un cilindro como una función del radio del cilindro, R_o, para $a/R_o < 10$.

CAPITULO 5

CALCULO DEL FLUJO TOTAL PARA FUENTES CON DIVERSAS CONFIGURACIONES GEOMETRICAS

5-1. INTRODUCCION.

Hemos visto que la atenuación de un haz fino - o colimado - de rayos gamma (o de neutrones) de energía determinada, puede representarse mediante una expresión exponencial de la forma

$$\phi(a) = \phi(0)\, e^{-\mu a}, \qquad (5\text{-}1)$$

o bien

$$\phi(a) = \phi(0)\, e^{-\Sigma a},$$

siendo $\phi(0)$ y $\phi(a)$, respectivamente, los flujos de radiación antes y después de atravesar el espesor a de blindaje y Σ la sección eficaz macroscópica total para la radiación considerada. Tratandose de rayos gamma, Σ es equivalente a μ, el coeficiente de atenuación lineal.

La ecuación simple de atenuación exponencial se basa en la hipótesis de que las partículas dispersadas desaparecen por completo del haz de radiación. En este caso, $\phi(a)$ representa el denominado - flujo virgen, es decir, el flujo de radiación que no ha experimentado ninguna clase de colisión al atravesar el blindaje de espesor a. En realidad, con esta definición de $\phi(a)$ la ecuación (5-1) es aplicable también a un haz colimado grueso.

Para una capa relativamente delgada de material atenuador, es decir, cuando se trata de un blindaje fino, la ecuación (5-1) constituye una buena aproximación del flujo total, incluso para un haz colimado ancho, especialmente en el caso de fotones de alta energía Esto se debe a que la probabilidad de que una partícula dispersada alcance el punto de observación - o detector - tras haber tenido — una colisión es realmente pequeña, como se infiere de la figura 5-1

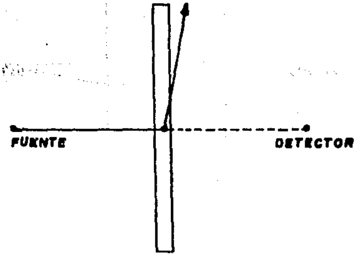

Fig. 5-1. Dispersión de la radiación en un blindaje delgado.

El flujo total observado es, pues, prácticamente igual al flujo virgen. En cambio cuando el blindaje es relativamente grueso, algunas partículas que hayan sufrido dos o mas colisiones de dispersión en el interior del blindaje pueden llegar al detector como se ve en la figura 5-2.

En este caso las partículas dispersadas no han quedado del todo eliminadas del haz, y el flujo en el punto de observación es superior al flujo virgen, y las ecuaciones (5-1) y (5-2) daran valores de $\phi(a)$ excesivamente bajos.

Para tener en cuenta el efecto de la radiación dispersada, se ha introducido el factor de acumulación ó "build up", que es una función del material integrante del blindaje, de su espesor y de la energía de la radiación, así como de la magnitud concreta que está siendo observada. En efecto, para un blindaje y una radiación determinados, el valor del factor de acumulación será distinto, según lo que se mida en el punto de observación: flujo de partículas, flujo de energía, dosis por unidad de tiempo, etc. Suponiendo que lo que se mide es el flujo de partículas el lado derecho de la ecuación de atenuación para rayos gamma (5-1), se debe de multiplicar por el --

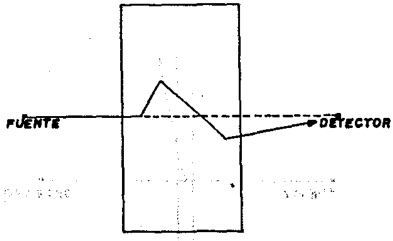

Fig. 5-2. Dispersión de la radiación en un blindaje grueso.

factor de acumulación para tomar en cuenta las partículas dispersadas. Una vez modificada, la ecuación (5-1) adopta la forma

$$\phi(a) = B(\mu a)\phi(0)e^{-\mu a}, \qquad (5\text{-}3)$$

donde $B(\mu a)$ es el factor de acumulación apropiado. Este último se expresa generalmente en función de μa, puesto que μ depende del material, de la energía de la radiación, y del espesor del blindaje. Aunque el concepto de factor de acumulación puede aplicarse, en principio, tanto a rayos gamma como a neutrones, solamente se acostumbra utilizarlo para las primeras. Por esta razón la ecuación (5-2) ha sido escrita en la forma tradicional correspondiente a la atenuación de rayos gamma.

En los cálculos de atenuación de rayos gamma, es muy util expresar el factor de acumulación en forma analítica. Las siguientes fórmulas son particularmente utiles (17)

a. Formula lineal

$$B(\mu a) = 1 + ba\mu$$

b. Formula de Berger

$$B(\mu a) = 1 + C\mu a e^{-D\mu a},$$

c. Formula de Capo

$$B(\mu a) = \sum_{j=0}^{3} B_n'(\mu a)^n$$

donde

$$B_n' = \sum C_{nj}\left(\frac{1}{E}\right)^n$$

d. Formula de Taylor

$$B(\mu a) = A_1 e^{-\alpha_1 \mu a} + A_2 e^{-\alpha_2 \mu a} = \sum A_n e^{-\alpha_n \mu a}.$$

La forma lineal es la mas facil de utilizar, pero es muy imprecisa a gran distancia de la fuente. Las formas cuadraticas de Berger y de Taylor son muy parecidas, aunque la forma de Berger es mas exacta, pero no nos dan información a distancias menores de 8 caminos libres medios donde la forma de Berger tiene un error de 40% y la de Taylor no es utilizable para energías menores de 0.5 Mev. La forma cuadratica de Capo utiliza 4 terminos polinomiales en sus aproximaciones lo cual le da gran exactitud. Desafortunadamente, tanto la forma de Berger como la de Capo son mas dificiles de utilizar en los cálculos analíticos que la forma de Taylor.

En el tratamiento anterior, los factores de acumulación se han referido siempre a un solo material de blindaje. Ahora bien, algunos blindajes están constituidos por capas alternadas de dos materiales diferentes. Así pues, la situación se complica bastante, debido a la incertidumbre respecto al factor de acumulación que ha de utilizarse, sobre todo cuando los números atómicos de los componentes del blindaje múltiple son sensiblemente distintos. La dificultad procede del hecho de que la distribución de la energía de los fotones varía con la penetración en el medio, lo cual es cierto, independientemente de que los fotones sean monoenergéticos o no. La alteración del espectro es producida por la dispersión y la absorción de fotones, tanto dispersados como no dispersados. La distribución energética de los rayos gamma emergentes depende, en forma muy compleja, de la energía inicial del fotón, de la naturaleza del medio y de su espesor (2). Una consecuencia de este hecho es que, para blindaje múltiple constituido por capas de materiales ligeros y pesados, tanto el espectro energético de la radiación gamma como la atenuación dependerán de que el material ligero preceda al pesado o viceversa.

Para resolver esta situación se han propuesto diversas "reglas prácticas". Cuando los números másicos - o atómicos - de ambos materiales no son demasiado diferentes, una buena aproximación consiste en sumar los valores de μa correspondientes a las capas individuales. Luego se busca en las tablas el factor de acumulación que corresponde a cada componente, utilizando como parámetro este valor total de μa, el factor de acumulación más alto de los dos hallados, es el que se utiliza para los cálculos. Si uno de los materiales posee número másico muy superior al otro, el factor de acumulación depende del orden de colocación de las capas. En caso de que los fotones atraviesen primero el material ligero y después el material pesado, la mejor forma de aproximar el factor de acumulación combinado consiste en tomar el valor correspondiente al material pesado como si el otro material no existiera, ya que la radiación dispersada en el material ligero sera practicámente absorbida en el material pesado. Si se invierte el orden de las capas, el factor de acumulación viene dado por el producto de los valores del factor de acumulación correspondientes a los dos materiales. El proceso que se sigue para obtener el valor del factor de acumulación para el material ligero depende de que la energía del rayo gamma sea mayor o menor que la del mínimo de la curva μ vs E, el cual se encuentra alrededor de 3 Mev para elementos pesados, como se puede ver en la figura 2-7. Si la energía es menor que 3 Mev los rayos gamma que emergen del material pesado, tienen energías semejantes a la de la fuente y la penetración en el segundo medio se trata como si los rayos gamma fuesen provenientes de la fuente. Si la energía es mayor que 3 Mev los rayos gamma que penetren la primera capa tendran energías cercanas al mínimo de μ en la curva μ vs E, de ahí que su penetración en la segunda capa se puede determinar por esa energía, para calcular en forma consecutiva.

5-2. FORMA ANALITICA DEL FACTOR DE ACUMULACION.

Antes de obtener una expresión analítica para el factor de acumulación es importante definir ciertas variables que son de interes en los desarrollos analíticos de la teoria de los reactores y -

en el cálculo de blindajes.

La manera más completa de especificar un rayo de fotones consiste en decir cuantos fotones están moviendose, en que dirección, con que energía, y en que punto del espacio. Formalmente esta información esta dada por el flujo ángular, que depende de la posición, de la energía y de la dirección, y esta función esta definida como

$$\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})dEd\underline{\Omega} \qquad (5\text{-}4)$$

donde a ϕ se le denomina flujo ángular y determina el número de fotones en el punto $\underline{r}$, con una energía E en el intervalo dE, moviendose en la dirección especificada por el vector unitario, $\underline{\Omega}$, dentro de un elemento de ángulo sólido $d\underline{\Omega}$, el cual atraviesa en la unidad de tiempo un elemento de área unitario diferencial cuya normal esta en la dirección de $\underline{\Omega}$. En correspondencia a ϕ, se encuentra el flujo angular de energía, $I(\underline{r},E,\underline{\Omega})$, la cual se refiere a la energía transportada por los fotones, más bien que su número. Obviamente, tenemos que

$$I(\underline{r},E,\underline{\Omega}) = E\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega}) \qquad (5\text{-}5)$$

Si lo que interesa es el total de partículas que atraviesa la unidad de área por unidad de tiempo en el punto $\underline{r}$, independientemente de la dirección en que lo hagan, entonces, integrando $\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})$ sobre todos los ángulos se obtiene

$$\phi_0(\underline{r},E) = \int_{4\pi} \phi(\underline{r},E,\underline{\Omega}) \qquad (5\text{-}6)$$

y a la $\phi_0(\underline{r},E)$ se le denomina flujo escalar. Una función hermana de $\phi_0(r,E)$ es el espectro de energía $I_0(\underline{r},E)$ definido como

$$I_0(\underline{r},E) = E\phi_0(\underline{r},E) \qquad (5\text{-}7)$$

Otra cantidad de interes es la densidad de corriente angular

$$\underline{j}(\underline{r},E,\underline{\Omega}) = \underline{\Omega}\,\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega}) \qquad (5\text{-}8)$$

la cual esta definida como el número de fotones que pasan a través de un área dA en el punto $\underline{r}$, por unidad de tiempo, con una energía E en el intervalo dE, en la dirección $\underline{\Omega}$ en $d\underline{\Omega}$.

Usualmente solamente estamos interesados en la componente de la densidad de corriente a lo largo de una dirección particular k, la cual esta dada por

$$J_k = \mathbf{J}\cdot\mathbf{k} = \int_{4\pi} \phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})\, d\underline{\Omega} \qquad (5\text{-}9)$$

donde ω es el coseno del ángulo entre $\underline{\Omega}$ y $\mathbf{k}$. Si el flujo angular de fotones tiene una distribución angular simétrica alrededor de la dirección escogida $\mathbf{k}$ (como generalmente sucede en los casos de interes)(1) $\underline{J}$ es paralelo a $\mathbf{k}$. En este caso la dependencia angular de ϕ es solamente en $\cos\theta$, y J_k es la magnitud de $\underline{J}$ denotada por ϕ_1 es decir

$$\phi_1 = |\underline{J}| = 2\pi\int_{-1}^{+1} \phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})\omega\, d\omega \qquad (5\text{-}10)$$

donde ω es el coseno del ángulo entre $\underline{\Omega}$ y $\mathbf{k}$. Correspondiendo a la densidad de corriente, se define una densidad de energía, $I_1(\underline{r},E,\underline{\Omega})$ la cual esta definida por

$$I_1(\underline{r},E,\underline{\Omega}) = E\phi_1(\underline{r},E,\underline{\Omega}) \qquad (5\text{-}11)$$

donde $\phi_1(\underline{r},E,\underline{\Omega}) = \phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})\omega$

Los subindices 0 y 1 son sugeridos por un desarrollo del flujo angular de energía en terminos de los polinomios de Legendre, con $\omega = \cos\theta$. Este desarrollo es posible sólo cuando el flujo angular de energía es simetrico alrededor de una dirección determinada, en cuyo caso la dependencia angular esta dada en terminos de ω(3). Es decir

$$I(\underline{r},E,\omega) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{2j+1}{4\pi} I_j(\underline{r},E)P_j(\omega) \qquad (5\text{-}12)$$

Los coeficientes del desarrollo estaran dados por

$$I(\underline{r},E) = 2\pi\int_{-1}^{+1} I(\underline{r},E,\omega)P_j(\omega)\,d\omega, \qquad (5\text{-}13)$$

los cuales para $j = 0$ y $j = 1$ se reducen a las cantidades ϕ_0 e ϕ_1 definidas anteriormente.

Los cálculos prácticos para la atenuación de los rayos gamma son generalmente simplificados mediante la utilización de un factor de acumulación. Su introducción se debe a la observación que los resultados experimentales, que incluyen el flujo virgen y los fotones dispersados, difieren de los cálculos para los fotones que no han tenido colisión y que solo involucran un kernel exponencial. El factor de acumulación es entonces un factor multiplicativo, el cual corrige la respuesta para el flujo virgen incluyendo el efecto de -

los fotones dispersados. Para definir el termino formalmente, tomaremos los superindices O y S que se refieren a los fotones que no han tenido dispersión y a los dispersados respectivamente. Considemos que existe una función del flujo total $f(\phi)$, donde

$$f(\phi) = f(\phi^{O}) + f(\phi^{S}) \qquad (5\text{-}14)$$

entonces el factor de acumulación con respecto a esta función esta definido como

$$f(\phi) = Bf(\phi^{O}) \qquad (5\text{-}15)$$

despejando el factor de acumulación de la ecuación anterior tenemos que

$$B = \frac{f(\phi)}{f(\phi^{O})} = 1 + \frac{f(\phi^{S})}{f(\phi^{O})} \qquad (5\text{-}16)$$

Es importante notar que hay necesidad de tantos factores de acumulación como funciones $f(\phi)$ sean de interes.

5-3. CALCULO DEL FLUJO PARA DIVERSAS CONFIGURACIONES GEOMETRICAS UTILIZANDO EL FACTOR DE ACUMULACION.

Como hemos visto al principio de este capítulo hay dos formas principales de factores de acumulación: el factor de acumulación lineal y los factores de acumulación cuadráticos.

La forma lineal es muy imprecisa a gran distancia de la fuente y las formas cuadráticas no nos dan información a distancias menores de 8 caminos libres medios (17).

En esta tesis vamos a utilizar el factor de acumulación de Taylor para comparar los flujos obtenidos para diversas configuraciones geometrícas considerando el factor de acumulación, con los obtenidos en el capítulo 4 para el flujo virgen.

Se utiliza como ejemplo el factor de acumulación de Taylor porque es el mas facil de aplicar y el mas conocido, entre las formas cuadráticas.

J.T. Taylor ajustó el factor de acumulación como una combinación lineal de dos exponenciales simples, observando que esta forma se aproximaba bastante bien a la curva experimental en un amplio intervalo de distancias desde la fuente. La expresión del factor de acumulación de Taylor es

$$B(E_0,\mu r) = A_1 e^{-\alpha_1 \mu r} + A_2 e^{-\alpha_2 \mu r} \qquad (5-17)$$

donde A_1, A_2, α_1 y α_2 son funciones de r y E_0. Y sus valores se obtienen mediante aproximaciones polinomiales: los demás terminos ya han sido definidos.

Debe de notarse que cuando r tiende a cero, B debe de aproximarse a la unidad, ya que no puede haber radiación dispersada si no hay blindaje, y de ahí se sigue que

$$A_1 + A_2 = 1 \qquad (5-18)$$

entonces será suficiente especificar A_1 para poder obtener A_2 mediante la siguiente relación

$$A_2 = 1 - A_1 \qquad (5-19)$$

5-4. FLUJO TOTAL EN EL CENTRO DE UNA FUENTE ESFERICA.

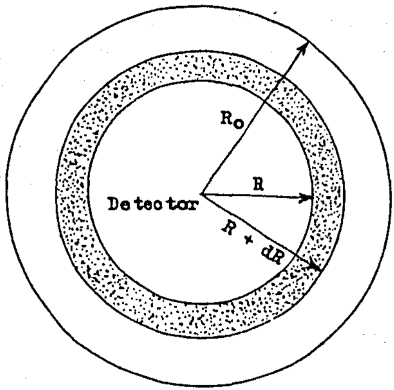

Fig. 5-1. Diagrama base para el cálculo del flujo total en el centro de una fuente esférica.

En este problema nos interesa determinar el flujo total en el centro de una fuente esférica homogenea de radio R_0 [illegible] --- tiendo S_V fotones/(cm³)(seg).

El flujo total en el centro de la esfera desde las fuentes que están entre R y $R + dR$ estará dado por

$$d\phi = Bd\phi_u \qquad (5-20)$$

donde

$$B(E_0, \mu r) = A_1 e^{-\alpha_1 \mu r} + A_2 e^{-\alpha_2 \mu r}$$

y, de la ecuación (4-1[illegible]), tenemos que

$$d\phi_u = S_V(\exp[-(\mu R)])dR \qquad (5-21)$$

por lo tanto

$$d\phi = S_V\left\{A_1 \exp[-\mu(1 + \alpha_1)R] + A_2 \exp[-\mu(1 + \alpha_2)R]\right\} \qquad (5-22)$$

integrando entre $R = 0$ y $R = R_0$, tenemos que el flujo total en el centro de la esfera es

$$\phi = S_V \sum_{n=1}^{2} \frac{A_n}{\mu(1 + \alpha_n)}\left[1 - \exp[-(\mu(1 + \alpha_n)R_0)]\right] \qquad (5-23)$$

Si comparamos este resultado con el obtenido en el capítulo 4 para el flujo virgen, ecuación (4-16), vemos que la regla para incluir el factor de acumulación de Taylor en la ecuación consiste en Remplazar la ecuación para el flujo virgen por la suma de dos terminos de la misma forma de la ecuación original, pero con una sección eficaz macroscópica de $(1 + \alpha_n)\mu$ y un peso A_n, con $n = 1, 2$.

5-5. FUENTE LINEAL.

A. CASO I

El primer caso a examinar es el de una fuente lineal con las condiciones del caso I del capítulo 4. La figura 5-4 es una representación esquemática de una fuente de esta clase.

Utilizando la notación dada anteriormente para el factor de acumulación de Taylor tenemos que

$$d\phi = \left(\sum_{n=1}^{2} A_n e^{-\alpha_n b_1 \sec\theta}\right) S_L \frac{e^{-b_1 \sec\theta'}}{4\pi a} d\theta' \qquad (5-24)$$

o sea

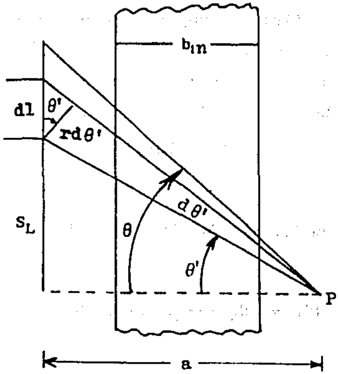

Fig. 5-4. Esquema del cálculo del flujo total procedente de una fuente lineal isótropica detras de un blindaje en forma de placa (caso I)

$$d\phi = \frac{S_L}{4\pi a} \sum_{n=1}^{2} A_n \exp\left[-(1+\alpha_n)b_1 \sec\theta'\right] d\theta' \qquad (5\text{-}25)$$

e integrando sobre toda la fuente, es decir, para el intervalo $0 \leq \theta' \leq \theta$ donde θ es el ángulo correspondiente al extremo superior de la fuente tenemos que

$$\phi = \frac{S_L}{4\pi a} \sum_{n=1}^{2} A_n \left(\int_0^{\theta} \exp\left[-(1+\alpha_n)b_1 \sec\theta'\right] d\theta' \right) \quad (5\text{-}26)$$

Si definimos

$$F(\theta, b_{1n}) = \int_0^{\theta} \exp\left[-(1+\alpha_n)b_1 \sec\theta'\right] d\theta' \qquad (5\text{-}27)$$

función que puede ser evaluada numericamente, se tiene

$$\phi = \frac{S_L}{4\pi a} \sum_{n=1}^{2} A_n F(\theta_1, b_{1n}) \qquad (5\text{-}27)$$

B. CASO II

El segundo caso a examinar es el de una fuente lineal en las mismas condiciones del caso I, pero en la que su centro se encuentra a la misma altura que el punto de observación. La figura 5-5 es una representación esquemática de este caso.

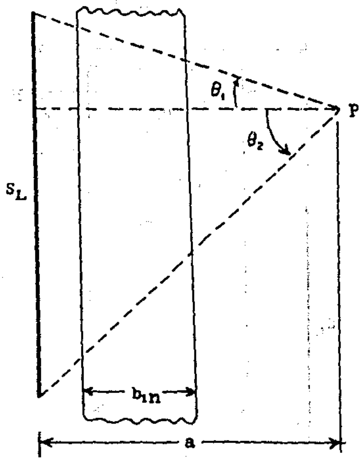

Fig. 5-5. Esquema del cálculo del flujo total procedente de una fuente lineal isótropica detras de un blindaje en forma de placa (caso II).

Siguiendo el mismo método y usando la definición de $F(\theta_1, b_{1n})$ se tiene debido a la simetria del problema que

$$\phi = \frac{S_L}{4\pi a} \sum_{n=1}^{2} A_n [F(\theta_1, b_{1n}) + F(\theta_2, b_{1n})] \qquad (5\text{-}28)$$

donde θ_1 y θ_2 son los ángulos de los extremos superior e inferior de la fuente, respectivamente.

C. CASO III

El tercer caso a examinar es el de una fuente lineal en las mismas condiciones del caso I, pero en el que uno de sus extremos se encuentra mas abajo (ó mas arriba) que el punto de observación. La figura 5-6 es una representación esquemática de este caso.

Este caso es equivalente al caso I, pero quitandole a la fuente la porción comprendida entre $\theta = 0$ y $\theta = \theta_1$, por lo que

$$\phi = \frac{S_L}{4\pi a} \sum_{n=1}^{2} A_n [F(\theta_2, b_{1n}) - F(\theta_1, b_{1n})] \qquad (5\text{-}29)$$

5-6. FUENTE PLANA CIRCULAR (DISCO).

Consideremos una fuente plana circular, isótropica, de radio R_o

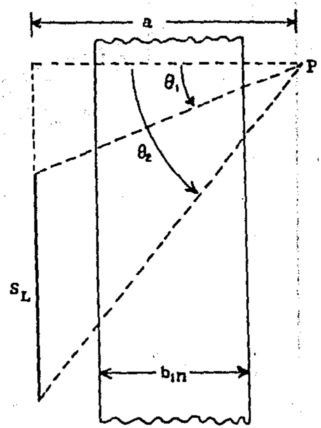

Fig. 5-6. Esquema del cálculo del flujo total procedente de una fuente lineal isótropica detras de un blindaje en forma de placa (caso III).

colocada paralelamente a una losa de espesor b_{1n}, con el punto de observación P, situado sobre el eje, a una distancia a del centro de la fuente. La intensidad de la fuente, S_A, es el número de partículas emitidas (isótropicamente) por unidad de superficie y por seg. En la figura 5-7 se representa este caso, pero por claridad se ha incluido una vista frontal de la fuente.

Si consideramos un anillo fino de radio r y anchura dr tenemos que, como en el caso equivalente del capítulo 4

$$d\phi_u = \frac{S_A}{2}\frac{d\rho}{\rho}\, e^{-b_1\rho/a}$$

multiplicando esta ecuación por el factor de acumulación tenemos

$$d\phi = \frac{S_A}{2}\frac{d\rho}{\rho}\, e^{-b_1\rho/a}\left(\sum_{n=1}^{2} A_n \exp(-\alpha_n b_1\rho/a)\right) \qquad (5\text{-}30)$$

por lo tanto

$$d\phi = \frac{S_A}{2}\sum_{n}^{2} A_n \frac{\exp[-(1+\alpha_n)\, b_1\rho/a]}{\rho}\, d\rho \qquad (5\text{-}31)$$

para obtener el flujo total en el punto P debemos de integrar desde

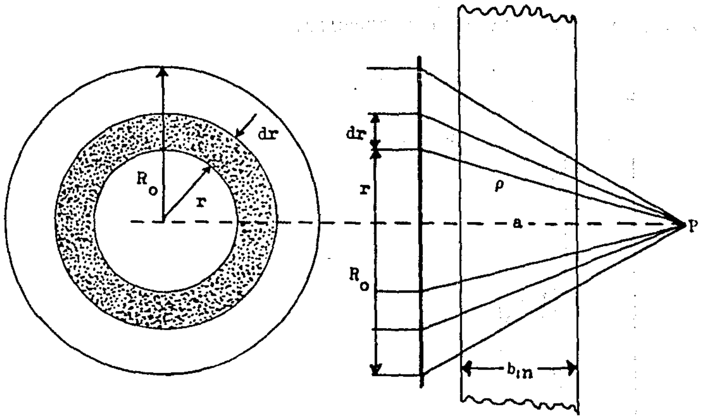

Fig. 5-7. Esquema para el cálculo del flujo total procedente de una fuente plana circular detrás de un blindaje en forma de placa.

$\rho = a$ a $\rho = r$, pero para simplificar el problema primero vamos a -- hacer un cambio de variable. Llamemos $t_n = b_1(1 + \alpha_n)\rho/a$, entonces debemos de integrar desde $t_n = b_1(1 + \alpha_n)$ a $t_n = b_1(1 + \alpha_n)\sec\theta$. -- Por lo tanto

$$\int_{(\alpha_n + 1)b_1}^{(1+\alpha_n)b_1\sec\theta} \sum_{n=1}^{2} A_n \frac{\exp(-t_n)}{t_n}\, dt_n \qquad (5\text{-}32)$$

Por conveniencia se divide la integral en dos partes y tenemos que

$$\phi = \frac{S_A}{2} \sum_{n=1}^{2} A_n \left\{ \int_{(1+\alpha_n)b_1}^{\infty} \frac{\exp(-t_n)}{t_n}\, dt_n - \int_{(1+\alpha_n)b_1\sec\theta}^{\infty} \frac{\exp(-t_n)}{t_n}\, dt_n \right\} \qquad (5\text{-}33)$$

definiendo

$$E_1(b) = \int_b^{\infty} \frac{e^{-t}}{t}\, dt$$

tenemos que

$$\phi = \frac{S_A}{2}\sum_{n=1}^{2} A_n[E_1(b_{1n}) - E_1(b_{1n}\sec\theta)] \qquad (5\text{-}35)$$

5-7. FUENTE EN FORMA DE CONO TRUNCADO.

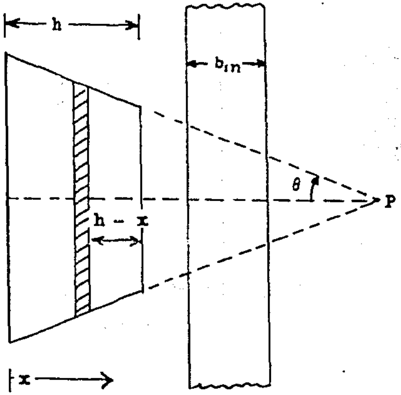

Fig. 5-8. Esquema para el cálculo del flujo total procedente de una fuente en forma de cono truncado detrás de un blindaje en forma de placa.

Una fuente en forma de cono truncado detrás de un blindaje en forma de placa puede tratarse, con bastante buena aproximación como una fuente discoidal situada en el interior del cono, como se ve en la figura 5-8. Considerando el flujo de la fuente entre x y x + dx tenemos que

$$\phi = \frac{S_A}{2}\sum_{n=1}^{2} A_n[E_1(b_{1n}) - E_1(b_{1n}\sec\theta)] \qquad (5\text{-}36)$$

en este caso

$$S_A = S_V\,dx \qquad (5\text{-}37)$$

$$b_{1n} = [b_1 + \mu_s(h - x)](1 + \alpha_n) \qquad (5\text{-}38)$$

de ahí que

$$d\phi = \frac{S_V}{2}\sum_{n=1}^{2} A_n E_1[(b_1+\mu_s(h-x))(1+\alpha_n)] - E_1[(b_1+\mu_s h-\mu_s x)(1+\alpha_n)\sec\theta] \quad (5\text{-}39)$$

para simplificar definimos

$$b_{3n} = (b_1+\mu_s h)(1+\alpha_n) \qquad (5\text{-}40)$$

entonces

$$\phi = \frac{S_V}{2}\sum_{n=1}^{1} A_n \Big[E_1[b_{3n}-\mu_s x(1+\alpha_n)] - E_1[b_{3n}-(1+\alpha_n)\mu_s x\sec\theta]\Big]dx \qquad (5\text{-}41)$$

e integrando entre 0 y h tenemos que

$$\phi = \frac{S_V}{2}\sum_{n=1}^{2} A_n\Big[\int_0^h \Big\{E_1[b_{3n}-\mu_s x(1+\alpha_n)] - E_1[b_{3n}-\mu_s x\sec\theta]\Big\}dx\Big] \quad (5\text{-}42)$$

utilizando la relación

$$\frac{dE_2(b)}{db} = E_1(b)$$

tenemos que

$$\phi = \frac{S_V}{2}\sum_{n=1}^{2} A_n\left(\frac{E_2[b_{3n}-\mu_s x(1+\alpha_n)]}{\mu_s(1+\alpha_n)}\Bigg|_0^h - \frac{E_2[(b_{3n}-\mu_s x(1+\alpha_n))\sec\theta]}{\mu_s(1+\alpha_n)\sec\theta}\Bigg|_0^h\right)$$

por lo tanto

$$\phi = \frac{S_V}{2}\sum_{n=1}^{2}\frac{A_n}{\mu_{sn}}\left[E_2(b_{1n}) - E_2(b_{3n}) + \frac{E_2(b_{3n}\sec\theta)}{\sec\theta} - \frac{E_2(b_{1n}\sec\theta)}{\sec\theta}\right] \quad (5\text{-}44)$$

donde

$$\mu_{sn} = \mu_s(1+\alpha_n). \qquad (5\text{-}45)$$

$$b_{1n} = b_1(1+\alpha_n) \qquad (5\text{-}46)$$

5-8. PARTE LATERAL DE UNA FUENTE CILINDRICA.

Para obtener la intensidad de la fuente equivalente para una geometría cilíndrica vamos a hacer las mismas consideraciones que se hicieron para esta geometría en el capítulo 4.

En este caso a la distancia de autoabsorción se le denotará con la letra Z_n, donde $Z_n = Z(1+\alpha_n)$, ya que los fotones que la atraviesan van a tener absorciones y dispersiones.

El flujo en el punto P similar al representado en la figura 5-9 estará dado por

$$\phi = \frac{S_V R_0^2}{4}\sum_{n=1}^{2}\frac{A_n}{Z_n + a}\,[F(\theta_{1n},b_{2n}) + F(\theta_{2n},b_{2n})] \qquad (5\text{-}47)$$

donde

$$b_{2n} = (b_1 + \mu_s Z)(1 + \alpha_n) \qquad (5\text{-}48)$$

$$\theta_{1n} \equiv \tan^{-1}\left(\frac{h_1}{a + Z_n}\right) \qquad (5\text{-}49)$$

$$\theta_{2n} = \tan^{-1}\left(\frac{h_2}{a + Z_n}\right) \qquad (5\text{-}50)$$

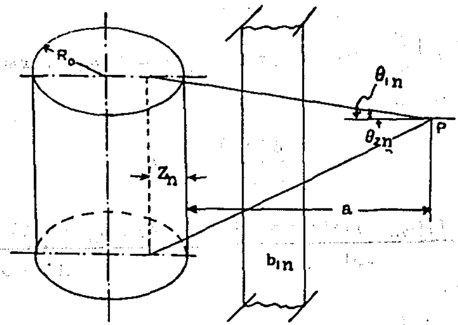

Fig. 5-9. Esquema para el cálculo del flujo total procedente de la parte lateral de una fuente cilíndrica.

5-9. CALCULOS DE ATENUACION DE NEUTRONES RAPIDOS.

Hasta el momento solo se han presentado métodos para calcular la atenuación de los fotones, por las razones que se expusieron en el capítulo 1, pero en la práctica se encuentra que los neutrones rápidos también contribuyen a la dosis total.

La principal dificultad se presenta para atenuar a los neutrones rápidos consiste en que no es posible absorberlos eficientemente, ya que las secciones eficaces de absorción son muy pequeñas a altas energías. Por lo tanto, lo primero que se debe de hacer en es te caso es moderar los neutrones rápidos hasta energías térmicas y entonces podran ser absorbidos los neutrones térmicos que se han formado. Sabemos que los neutrones pierden en promedio un 50% de su energía en colisiones elásticas con el Hidrogeno (1) y por esta razón el Hidrogeno es uno de los principales componentes del blindaje de los reactores. Entonces el agua con su alto contenido de Hidrogeno y otros materiales que contienen Hidrogeno, como el concreto, son utilizados en el blindaje de un reactor.

5-10. SECCIONES EFICACES DE REMOCION.

La definición y medida de las secciones eficaces de remoción se basan en el siguiente experimento. Supongamos una fuente puntual que emite un neutrón rápido por segundo, situada en un medio acuoso infinito: a una distancia r de la fuente se observa un flujo de neutrones rápidos G(r). Esta función es conocida como el kernel puntual del agua. Una expresión general de G(r) es la siguiente

$$G(r) = \frac{g(r)}{4\pi r^2} \qquad (5\text{-}51)$$

midiendo G(r) y r puede determinarse el valor de $g(r)$, que es una función que depende de r.

El resultado de estas mediciones se muestra en la figura 5-10 donde $4\pi r^2 G(r)$ esta dado como una función de la distancia desde la fuente. Se observa que más allá de 40 cm la curva se vuelve una línea recta de tal forma que G(r) puede ser escrita como

$$G(r) = \frac{A e^{-\Sigma_{RW} r}}{4\pi r^2} \qquad (5\text{-}52)$$

donde las constantes tienen el valor A = 0.12 y Σ_{RW} = 0.103 cm^{-1}. Esta forma de G(r) sugiere que más allá de 40 cm los neutrones son absorbidos con una sección eficaz macroscópica de absorción Σ_{RW}. Lo que en realidad esta pasando es que los neutrones estan siendo removidos del grupo de neutrones con energías mayores que 1 Mev como resultado de las dispersiones en el agua y Σ_{RW} es llamada la sección eficaz de remoción del agua.

Si este experimento se repitiera, colocando la fuente puntual en el centro de una esfera de radio t, del material cuya sección --

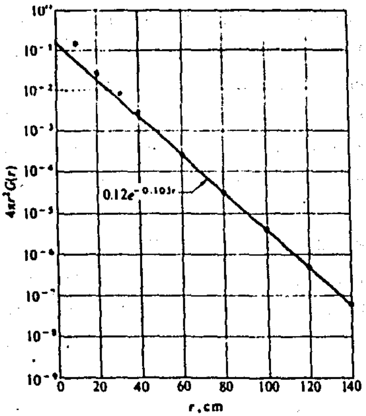

Fig. 5-10. Valores medidos para $4\pi r^2 G(r)$ a partir de una fuente puntual que emite un neutrón por segundo.

eficaz de remoción se va a determinar, el flujo de neutrones rápidos puede ser expresado mediante la relación

$$\phi(r) = SG(r)e^{-\Sigma_R t}. \qquad (5\text{-}53)$$

donde S es la intensidad de la fuente, G(r) es el kernel puntual del agua, Σ_R es la sección eficaz de remoción para el material en cuestion, y t es su grosor.

La explicación de la ecuación (5-53) es similar a la que se dio para el kernel puntual en el agua. Es decir, cualquier neutrón que interaccione con el material que rodea a la fuente sera removido del haz que alcanza al detector. Entonces la sección eficaz de remoción es equivalente a una sección eficaz de absorción, al menos en lo que concierne a los neutrones rápidos.

En caso de que haya dos o más capas de material de blindaje, se toma como argumento de la función exponencial la suma de términos $\Sigma_R t$ correspondientes a todas las placas.

5-11. LONGITUD DE RELAJACION.

Debido al efecto de acumulación de la radiación dispersada, el flujo de radiación de una energía determinada no decae exponencialmente en función de la distancia, cuando se trata de un blindaje -- grueso. Sin embargo, resulta conveniente para ciertos propósitos retener el caracter exponencial de la ecuación de atenuación, dándole la forma

$$\phi(a) = \phi(0)\exp[-(a/\lambda)] \qquad (5\text{-}54)$$

en la que $\phi(a)$ y $\phi(0)$ conservan el mismo significado de antes y λ - es la denominada longitud de relajación del material integrante del blindaje, para la radiación considerada. El significado físico de λ se deduce de la ecuación (5-54) es el espesor de blindaje capaz de reducir la corriente o el flujo en un factor de $1/e$. Por comparación de las ecuaciones (5-1), (5-2) y (5-54), se ve que λ es formalmente equivalente a $1/\mu$ (o $1/\Sigma$). Hay, sin embargo, una diferencia - importante, y es que λ en la ecuación (5-54) incluye una corrección aproximada por dispersión múltiple en blindajes gruesos, correspondiente a la radiación particular que está siendo atenuada. Dicho de otro modo, el factor λ tiene en cuenta el factor de acumulación, de modo que éste puede tomarse igual a la unidad, en cálculos aproximados, utilizando la longitud de **relajación**.

Como la longitud de relajación es una magnitud que se utiliza mucho en trabajos de blindaje, sea o no exponencial la atenuación - de las radiaciones, conviene definirla mas generalmente mediante la expresión

$$\frac{1}{\lambda} = -\frac{d[\ln\phi(a)]}{dt} = -\frac{1}{\phi(a)}\frac{d\phi(a)}{dt} \qquad (5\text{-}55)$$

correspondiente a un punto, a, en un medio determinado. De este modo, si $\phi(a)$ es una función exponencial de a, como ocurre en la ecuación (5-1), el valor de λ es constante en todo dominio exponencial. En cambio, si la atenuación no es exponencial, la longitud de relajación variará de un punto a otro del medio. La experiencia ha demostrado, en base a medidas experimentales en diversos materiales - de blindaje, que la desviación con respecto al comportamiento exponencial es pequeña para blindajes gruesos (2). En consecuencia, los cálculos preliminares - aproximados - de atenuación pueden realizarse con valores constantes de la longitud de relajación, obtenidos experimentalmente a partir de medidas sobre blindajes gruesos, tales como los que figuran en la tabla 5-1. Los resultados indicados para neutrones rápidos se refieren a moderación exclusivamente, sin incluir absorción.

Tabla 5-1

LONGITUDES DE RELAJACION PARA NEUTRONES RAPIDOS Y RAYOS GAMMA DE 4 Y 8 MEV

		Longitud de Relajación (cm)		
Material	Densidad (g/cm^3)	Neutrones Rápidos	Rayos Gamma de 4 Mev	Rayos Gamma de 8 Mev
Agua	1.00	10	30	40
Grafito	1.62	9	19	25
Berilio	1.85	9	20	30
Concreto	2.30	12	10	18
Aluminio	2.70	10	13	17
Hierro	7.80	6	3.7	4.4
Plomo	11.30	9	2.4	1.9

Se observa en la tabla 5-1 la corta longitud de relajación de los neutrones rápidos en el agua, frente a valores mayores correspondientes a las radiaciones gamma. Esta es una base para afirmar que el agua es un buen material de blindaje para neutrones rápidos y no tan bueno para radiación gamma. El concreto es un material de blindaje global, puesto que las longitudes de relajación correspondientes a los dos tipos de radiaciones, cuya atenuación nos interesa, no difieren mucho. Los elementos pesados ocupan el otro extremo son muy efectivos para la radiación gamma, pero poco satisfactorios para el blindaje de neutrones.

5-12. FUENTES SECUNDARIAS.

Como se vio en el capítulo I los neutrones rápidos se termalizan en pequeños grosores del blindaje. Sin embargo, al tener coli--

siones de dispersión con los núcleos del blindaje se producen rayos gamma inelásticos que se originan en el blindaje. Una vez que los neutrones rápidos han sido termalizados deben de ser absorbidos. Sin embargo, cuando un neutrón térmico es capturado en el agua, por ejemplo, se produce un rayo gamma de 2.2 Mev que se emite como resultado de la reacción $H^1(n,\gamma)H^2$. Las dosis debidas a estos rayos gamma fuera del blindaje pueden ser muy importantes, por lo que se deben de tomar en cuenta estas fuentes secundarias para cálculos del blindaje.

En resumen en este capítulo definimos el factor de acumulación y utilizando este factor de acumulación se ha determinado el flujo total procedente de fuentes con diversas configuraciones geométricas que se encuentran detrás de un blindaje en forma de placa.

Al comparar los resultados obtenidos con el resultado correspondiente del capítulo 4 se concluye que la regla para incluir el factor de acumulación de Taylor en la ecuación para el flujo virgen consiste en remplazar la ecuación para el flujo virgen por la suma de dos terminos de la misma forma que la ecuación original pero con una sección eficaz macroscópica de $(1 + \alpha_n)\mu$ y un peso A_n con $n = 1, 2$.

También hemos descrito la forma en que se atenuan los neutrones rápidos al atravesar un blindaje y las fuentes secundarias que originan.

Sin embargo, todos los métodos que se han descrito en este capítulo no son muy precisos, pero se han desarrollado métodos numéricos que tienen gran exactitud en el siguiente capítulo describiremos algunos de estos métodos.

CAPITULO 6

METODOS ANALITICOS PARA EL CALCULO DE ATENUACION BASADOS EN EL TRANSPORTE DE FOTONES

6-1. INTRODUCCION.

Hasta ahora se han presentado métodos para calcular la atenuación de fotones en un medio sobre la base de considerar el flujo -- virgen debido a haces monoenergéticos de fotones, y posteriormente se introdujo un factor de acumulación para tomar en consideración - las dispersiones ocurridas, que implican cambios en energía y dirección de los fotones.

Sin embargo, se puede tratar el problema de atenuación desde - un punto de vista mas estricto al considerar la relación que gobierna el transporte, tanto en dirección como en energía de los fotones en regimen constante, ya que es de interés secundario la variación en el tiempo para cálculo de blindajes. Esta relación es la llamada ecuación fundamental de Boltzmann dependiente del tiempo y es basicamente una ecuación de continuidad, que compara ganancias y perdidas de fotones en un elemento de volumen $d\tau$ en un espacio fase de - seis dimensiones, consistiendo de tres coordenadas espaciales, dos coordenadas de dirección $\underline{\Omega}$, y una coordenada para la energía E, es decir, $d\tau = dVd\Omega dE$, donde dV es el elemento de volumen espacial y los fotones van en $d\underline{\Omega}$ alrededor de la dirección $\underline{\Omega}$ y tienen energías en dE alrededor de E. Para derivar la ecuación de Boltzmann que se busca, se consideran estos fotones en régimen constante. Una vez -- que el equilibrio temporal ha sido establecido, la razón con la que los fotones dejan este elemento de volumen debe de ser igual a la - razón con que entran.

Dos procesos pueden ocasionar pérdidas de fotones en $d\tau$, uno - es la fuga de fotones por unidad de volumen que estara determinada por la divergencia de la corriente, la cual para los fotones en $d\tau$ está dada por $\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})dEd\underline{\Omega}$ de ahí que ésta perdida por unidad de

$$\nabla\cdot\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})\underline{\Omega} + \mu\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega}) = \iint \phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})N\sigma(\underline{\Omega}'\rightarrow\underline{\Omega},E'\rightarrow E)dE'd\underline{\Omega}' + S(\underline{r},E,\underline{\Omega}) \qquad (6\text{-}6)$$

Con base en esta ecuación, veremos ahora algunos métodos para resolverla en problemas donde se pueden hacer algunas simplificaciones.

6-2. METODO DE LA APROXIMACION EN LINEA RECTA.

El primer método analítico que vamos a considerar es el método de la aproximación en "linea recta" que consiste en que a altas energías la dispersión Compton forma pequeños ángulos de dispersión pero el fotón pierde en promedio gran parte de su energía por colisión. Este hecho sugiere un tratamiento que desprecie la desviación angular causada por una colisión de dispersión, pero siguiendo la degradación de la energía tan exactamente como sea posible. Es decir, se puede representar al fotón como si conservara su dirección original, pero perdiendo energía en cada colisión.

El efecto de la aproximación en linea recta, en la ecuación de Boltzmann para una fuente plana y monodireccional, ocasionará que la ecuación de Boltzmann se reduzca, a

$$\frac{\partial\phi(x,E)}{\partial x} + \mu(E)\phi(x,E) = \int_{E_0}^{E}\phi(x,E')N\sigma(E'\rightarrow E)dE' + S(E)\delta(x) \qquad (6\text{-}7)$$

se deben de hacer varias suposiciones acerca de la forma de $\sigma(E'\rightarrow E)$ y de μ antes de poder obtener soluciones analiticas. Las aproximaciones de la sección eficaz son consistentes con la suposición principal de pequeños ángulos de dispersión, pero las modificaciones de $\mu(E)$ ocasionan alteraciones en la curva, especialmente cuando se presenta un mínimo, ya que se debe dividir en intervalos de energía para aproximar $\mu(E)$ por rectas en estos intervalos (18,19).

Por lo tanto, la aproximación en linea recta tiene una confiabilidad muy incierta. Comparaciones con cálculos rigurosos han demostrado que este método da resultados razonables para fuentes de altas energías y materiales pesados, donde los pocos fotones que sean dispersados a través de ángulos grandes son rapidamente absorbidos. Para elementos ligeros, y especialmente a bajas energías, el resultado difiere en varios ordenes de magnitud. En general, el método de la aproximación en linea recta da una sobrestimación de las volumen sera

$$\nabla\cdot(\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})\underline{\Omega}d\underline{\Omega}dE)dV \qquad (6\text{-}1)$$

el otro proceso resulta de las colisiones que pueden enviar a los fotones fuera de $d\tau$, o sea, hacerlos cambiar de dirección y de energía, y está determinada por la razón con que las colisiones ocurran en $d\tau$, es decir

$$\mu\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})d\underline{\Omega}dEdV \qquad (6\text{-}2)$$

Por otra parte, los fotones pueden entrar al elemento de volumen, ya sea produciendose en él, o siendo dispersados dentro de $dVd\underline{\Omega}dE$ desde otro elemento de volumen $dV'd\underline{\Omega}'dE'$. El primer aumento puede ser representado mediante un término de fuente.

$$S(\underline{r},E,\underline{\Omega})d\underline{\Omega}dEdV \qquad (6\text{-}3)$$

donde S es la densidad de fuente de fotones creados en $\underline{r}$ y moviéndose en la dirección $\underline{\Omega}$, dentro de un elemento de ángulo sólido $d\underline{\Omega}$ y con una energía E en el intervalo dE. La expresión para las ganancias debidas a dispersión, estan dadas en términos de $\sigma(\underline{\Omega}'\rightarrow\underline{\Omega},E'\rightarrow E)$ la sección eficaz diferencial para dispersión desde una dirección $\underline{\Omega}'$ a $\underline{\Omega}$ y desde una energía E' a E. Entonces el número de colisiones que ocurren en dV alrededor de $\underline{r}$ por unidad de tiempo, en las cuales los fotones son dispersados desde $d\underline{\Omega}'dE'$ alrededor de $\underline{\Omega}'$ y E' a $d\underline{\Omega}dE$ alrededor de $\underline{\Omega}$ y E está determinado por

$$N\sigma(\underline{\Omega}'\rightarrow\underline{\Omega},E'\rightarrow E)d\underline{\Omega}dE[\phi(\underline{r},E',\underline{\Omega}')d\underline{\Omega}'dE']dV \quad (6\text{-}4)$$

donde N es el número de dispersores por unidad de volumen. La razón total de dispersiones hacia dentro del intervalo esta determinado mediante la integración de la ecuación (6-4) sobre todos los E' y $\underline{\Omega}'$ desde los cuales los fotones pueden ser dispersados a E y $\underline{\Omega}$.

La razón de equilibrio estará determinada como

$$\nabla\cdot(\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})\underline{\Omega}d\underline{\Omega}dE)dV + \mu\phi(\underline{r},E,\underline{\Omega})d\underline{\Omega}dEdV = S(\underline{r},E,\underline{\Omega})d\underline{\Omega}dEdV +$$

$$+\iint N\sigma(\underline{\Omega}'\rightarrow\underline{\Omega},E'\rightarrow E)\,d\underline{\Omega}dE[\phi(\underline{r},E',\underline{\Omega}')d\underline{\Omega}'dE']\,dV \qquad (6\text{-}5)$$

después de cancelar los términos comunes, tenemos que la ecuación de Boltzmann de equilibrio será za a ser complicado y hay una tendencia natural a limitar este tipo de cálculos a la primera dispersión. Sin embargo, para penetraciones profundas la contribución de una sola dispersión es solo una pequeña parte del total, y se deben incluir mas dispersiones.

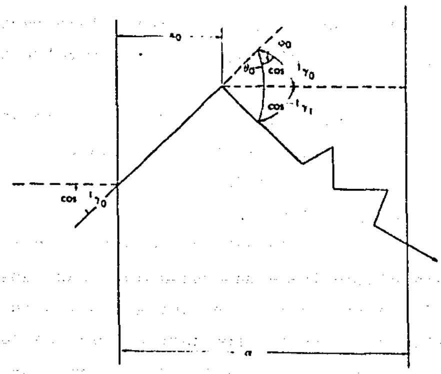

Fig. 6-1. Geometría involucrada en cálculos de dispersión multiple.

La aproximación mas simple considera un rayo de fotones monoenergeticos que inciden sobre la losa desde la izquierda en un ángulo con la normal de la losa cuyo coseno es γ_0 (Figura 6-1). Los cálculos buscan determinar la probabilidad de que un fotón incidente pase a través del espesor a de la losa. Formalmente, esta probabilidad, la cual puede ser llamada transmisión del fotón, es el número de fotones por unidad de área que salen de la losa en la misma dirección, dividido por el número de fotones que entran a la losa por unidad de área. Para un rayo incidente de flujo unitario, esta transmisión T esta dada por

$$T = \gamma_0^{-1}\int \phi_1(E, a)\, dE. \qquad (6\text{-}8)$$

donde ϕ_1 es la magnitud de J

La transmisión puede ser descompuesta en las componentes T^k, -

contribuciones de dispersión, pero esto no es rigurosamente cierto para todas las geometrías, ni para todos los tipos de curvas de μ (18,19).

6-3. OTROS METODOS PARA CALCULAR LA ATENUACION DE FOTONES.

Regresando a la ecuación de transporte (6-6), la forma complicada de la sección eficaz y el caracter no analítico de la curva de $\mu(E)$ prácticamente asegura que cualquier método para resolver la ecuación de transporte será seminumérico e involucrará cálculos extensos.

Los métodos que han sido mas exitosamente desarrollados son:

A. El "método de las dispersiones sucesivas".

B. El "método de los momentos".

C. El "método de Monte Carlo".

Dichos métodos serán descritos brevemente en las siguientes secciones. Cada método tiene sus ventajas y sus desventajas. Por ejemplo, el método de las dispersiones sucesivas puede utilizarse con fuentes planas y medios infinitos; es facilmente aplicable en elementos pesados, y puede ser aplicado a elementos mas ligeros que el Hierro tan solo aumentando las dificultades del cálculo. Para un medio infinito y homogeneo, el método de los momentos es la técnica que tiene el empleo mas extenso de los tres métodos, ya que da información acerca del flujo dispersado cerca de la fuente y de la distribución angular en todas partes. Las técnicas estadísticas de Monte Carlo deben de ser las mas versátiles de todas en geometrías complicadas de fuentes y medios.

6-4. METODO DE LAS DISPERSIONES SUCESIVAS.

Este método se basa en los calculos con el flujo virgen, ya que éstos son relativamente fáciles de realizar. El flujo virgen da la densidad de colisión para la primera dispersión y mediante el trato de tales colisiones de dispersión como nuevas fuentes, se puede determinar el flujo de un sólo fotón dispersado. En principio el proceso puede ser repetido hasta que sean incluidos todos los fotones que tengan contribuciones importantes en el flujo total. Sin embargo, después de la primera colisión, el cálculo matemático empledando la probabilidad de que un fotón atraviese la losa teniendo k colisiones al hacerlo, entonces

$$T = \sum_{k=0}^{\infty} T^{k}, \qquad (6\text{–}9)$$

la transmisión virgen esta dada por

$$T^{0} = e^{-\mu_0 a/\gamma_0}, \qquad (6\text{–}10)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación, a es el espesor de la losa y γ_0 ha sido definida anteriormente.

La transmisión para k = 1, 2, ..., se calcula suponiendo que el fotón incidente tenga su primera colisión en un punto x_0 de la losa, bajo la suposición de que solo se consideran aquellos fotones para los cuales la dirección del coseno del ángulo después de la dispersión, γ_1, sea positiva. El flujo de fotones que son dispersados, en el punto x_0, por unidad de volumen, es

$$e^{-\mu_0 x_0/\gamma_0} \frac{dx_0}{\gamma_0} \sigma(E_0, \theta_0)\, d\Omega_0, \qquad (6\text{–}11)$$

donde $\exp(-\mu_0 x_0/\gamma_0)$ es la transmisión virgen, en x_0 alrededor de dx_0, $\sigma(E_0, \theta_0)$ es la probabilidad de que los fotones sean dispersados con la energía E_0, en un ángulo θ_0 dentro de un ángulo sólido $d\Omega$, dada por la ecuación de Klein - Nishina, el ángulo de dispersión, cuyo coseno es γ_1, esta dado en terminos de γ_0 mediante la formula triangular esférica (Figura 6–1) (3).

$$\gamma_1 = \gamma_0 \cos\theta_0 + \sqrt{1-\gamma_0^2}\,\sin\theta_0 \sin\phi_0, \qquad (6\text{–}12)$$

donde ϕ_0 es el ángulo azimutal de dispersión. Los fotones dispersados constituyen un nuevo rayo incidente sobre la losa de espesor $a - x_0$, con un ángulo de incidencia cuyo coseno es γ_1. Por lo tanto la transmisión después de k dispersiones puede ser escrita como

$$T^{k}(E_0, \gamma_0, a) = \int_0^a dx_0 \int_{\gamma_1>0} d\Omega_0 \frac{e^{-\mu_0 x_0/\gamma_0}}{\gamma_0} \sigma(E_0, \theta_0) T^{k-1}(E_1, \gamma_1, a - x_0). \qquad (6\text{–}13)$$

A partir de la ecuación (6–10), la relación de transmisión T^0 puede ser utilizada para calcular T^k. Formalmente, la relación de transmisión, ecuación (6–9), puede ser resuelta escribiendo para T^k la expresión

$$T^{k}(E_0, \gamma_0, a) = \int_0^a dx_0 \ldots \int_0^{a-\Sigma x_{k-2}} dx_{k-1} \int_{\gamma_1>0} d\Omega_0 \ldots \int_{\gamma_k>0} d\Omega_{k-1}$$

$$\times \prod_{j=0}^{k-1} \frac{e^{-\mu_j x_j/\gamma_j}}{\gamma_j} \sigma(E_j, \theta_j) \exp\left[-\mu_k \left(a - \sum_{j=0}^{k-1} x_j\right)\right]. \qquad (6\text{–}14)$$

donde $\sigma(E_k, \theta_k)$ es la sección de dispersión a la energía E_k y ángulo θ_k y los demás términos ya han sido definidos, debe notarse que la x aparece solamente como un termino lineal en el exponente, por lo que, las integraciones de x pueden ser llevadas a cabo en forma analítica, mientras que la integración sobre los ángulos debe de ser hecha numericamente, debido a las complicaciones introducidas por la ecuación (6-12). Para calcular T^k se requieren 2k integraciones, de ahí que no sea práctico hacerlo para $k > 3$ en los calculos basados en la ecuación (6-14).

Sin embargo, los resultados para $k = 0, \ldots, 3$ fueron utilizados como una base para calcular transmisiones para k altas, mediante interpolaciones (3). Entonces, la probabilidad de que un fotón de energía inicial E_0 en un medio infinito sobreviva a la colisión k - ésima puede ser calculada directamente para toda k, ya que solamente estan involucradas las integrales de la energía.

6-5. METODO DE LOS MOMENTOS.

El método de los momentos consiste en eliminar la dependencia espacial, y la dependencia angular de la ecuación de Boltzmann, a través de calcular los momentos de la distribución, lo cual nos da origen a $(J + 1)(N + 1)$ ecuaciones acopladas los cuales se pueden resolver utilizando técnicas numéricas.

El problema que se presenta es el de determinar el flujo escalar a una distancia x, desde una fuente plana isótropica y monoenergetica de partículas en un medio infinito y homogeneo.

Los pasos involucrados en el método de los momentos son:

A. Desarrollar el flujo angular, la fuente y σ_s en terminos de los polinomios de Legendre.

$$\phi(x,E,\omega) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{2j+1}{4\pi} \phi_j(x,E)P_j(\omega)$$

$$S(x,E,\omega) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{2j+1}{4\pi} S_j(x,E)P_j(\omega) \qquad (6\text{-}15)$$

$$\sigma_s(E \cdot E', \underline{\Omega} \cdot \underline{\Omega}') = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{2j+1}{4\pi} \sigma_{sj}(E')P_j(\cos\theta)$$

donde $P_j(\omega)$ es el polinomio de Legendre de grado j, j es un entero positivo o cero, ω es el coseno del ángulo entre la dirección inicial y el eje x y θ es el ángulo entre las direcciones del foton inicial y el fotón dispersado.

B. Para eliminar la dependencia angular se multiplica la ecuación (6-6) por $P_j(\omega)$ y se integra sobre todo el ángulo sólido. Es decir, se aplica el operador

$$O^j = \int_{4\pi} P_j(\omega) d\underline{\Omega} \qquad (6\text{-}16)$$

a la ecuación de Boltzmann.

Aplicando el operador al primer término de la ecuación (6-6) tenemos que

$$\int_{4\pi} d\underline{\Omega} P_j(\omega) \frac{\partial}{\partial x}[\omega\phi(x,E,\omega)] = \frac{\partial}{\partial x}\int_{4\pi} \omega P_j(\omega)\phi(x,E,\omega)d\underline{\Omega} \qquad (6\text{-}17)$$

utilizando la relación de recurrencia para los polinomios de Legendre (20)

$$\omega P_j(\omega) = \frac{j+1}{2j+1}P_{j+1}(\omega) + \frac{j}{2j+1}P_{j-1}(\omega).$$

tenemos que

$$\frac{\partial}{\partial x}\int_{4\pi} \omega P_j(\omega)\phi(x,E,\omega)d\underline{\Omega} = \frac{\partial}{\partial x}\int_{4\pi} \phi(x,E)\left[\frac{(j+1)P_{j+1}(\omega) + jP_{j-1}(\omega)}{2j+1}\right]d\underline{\Omega}$$

sabemos que, por la propiedad de ortogonalidad de los polinomios

$$\int_{4\pi} \phi(x,E,\omega)P_j(\omega)d\underline{\Omega} = \int_{4\pi} P_j(\omega)\sum_{l=0}^{J}\frac{j+1}{4\pi}\phi_j(x,E)P_j(\omega)d\underline{\Omega} =$$

$$= \int_{-1}^{+1} 2\pi P_j(\omega)\sum_{l=0}^{J}\frac{2n+1}{4\pi}\phi_n(x,E)P_n(\omega)d\omega = \phi_j(x,E) \qquad (6\text{-}19)$$

y aplicando este resultado a la ecuación (6-18) tenemos que

$$\frac{\partial}{\partial x}\int_{4\pi} \omega P_j(\omega)\phi(x,E,\omega)d\underline{\Omega} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{(j+1)\phi_{j+1}(x,E) + j\phi_{j-1}(x,E)}{2j+1}\right] \qquad (6\text{-}20)$$

Aplicando el operador al segundo término de la ecuación (6-6) tenemos que

$$\int_{4\pi} P_j(\omega)\mu\phi(x,E,\omega)d\underline{\Omega} = \mu\phi_j(x,E) \qquad (6\text{-}21)$$

Aplicando el operador al tercer termino de la ecuación (6-6) tenemos que

$$\int_{4\pi} P_j(\omega) S(x,E,\omega) d\underline{\Omega} = S_j(x,E) \qquad (6\text{-}22)$$

Aplicando el operador al cuarto término de la ecuación (6-6) tenemos que

$$\int_{E}^{E_0} dE' \int_{4\pi} P_j(\omega) d\underline{\Omega} \int_{4\pi} \left[\sum_{i=0}^{J} \frac{2i+1}{4\pi} \phi_i(x,E') P_i(\omega') \right] x$$

$$\left[\sum_{n=0}^{J} \frac{2n+1}{4\pi} N\sigma_{sn}(E') P_n(\cos\theta) \right] d\underline{\Omega}' \qquad (6\text{-}23)$$

donde i y n son indices mudos.

Para reducir esta expresión se hace uso del teorema de adición de los armonicos esféricos (21). Tenemos que $d\underline{\Omega} = d\phi d\omega$ y que

$$P_n(\cos\theta) = \frac{4\pi}{2n+1} \left[\sum_{m=-n}^{n} Y_n^{m'}(\theta,\phi) Y_n^{m}(\theta',\phi') \right] \qquad (6\text{-}24)$$

sustituyendo estos valores en la ecuación (6-23) tenemos que

$$\int_{E}^{E_0} dE' \int_{-1}^{+1} P_j(\omega) d\omega \int_{0}^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} \left[\sum_{i=0}^{J} \frac{2i+1}{4\pi} \phi_i(x,E) P_i(\omega') \right] x$$

$$\int_{0}^{2\pi} d\phi' \left[\sum_{n=0}^{n} N\sigma_{sn}(E') \sum_{m=-n}^{n} Y_n^{m'}(\theta,\phi) Y_n^{m}(\theta',\phi') \right] d\omega' \qquad (6\text{-}25)$$

donde $Y_n^m(\theta,\phi)$ son los armónicos esféricos, que se pueden definir como (21)

$$Y_j^m(\theta,\phi) = e^{im\phi} \left[\frac{(2j+1)(j-m)!}{4(j+m)!} \right]^{1/2} (\operatorname{sen}\theta)^m \frac{d^{j+m}}{(d\cos\theta)^j} (\operatorname{sen}^2\theta)^j \frac{(-1)^j}{(2j)!!}$$

sustituyendo este valor en la ecuación (6-25) e integrando sobre el ángulo ϕ se tiene

$$\int_0^{2\pi} e^{im\phi} d\phi \quad \begin{cases} = 2 & m = 0 \\ = 0 & m \neq 0 \end{cases}$$

por lo tanto la ecuación (6-25) se puede escribir de la siguiente forma

$$\int_{E}^{E_0} dE' \int_{-1}^{+1} 2\pi P_j(\omega) d\omega \int_{-1}^{+1} 2\pi \left[\sum_{i=0}^{J} \frac{2i+1}{4\pi} \phi_i(x,E) P_i(\omega') \right] x$$

$$\left[\sum_{n=0}^{J} N\sigma_{sn} Y_n^0(\theta) Y_n^0(\theta') \right] d\omega' \qquad (6\text{-}27)$$

de la ecuación (6-26) con m = 0 se puede obtener

$$Y_n^o(\theta) = \left[\frac{2j+1}{4\pi}\right]^{\frac{1}{2}} \frac{d^j}{(d\cos\theta)^j} (\operatorname{sen}\theta)^{2j} \frac{(-1)^j}{2j!!} \qquad (6\text{-}28)$$

y de la formula Rodriguez (21) tenemos que

$$P_j(\omega) = \frac{1}{2^j j!} \frac{d^j}{d\omega^j} (\omega^2 - 1)^j$$

entonces

$$Y_n^o(\theta) = \left(\frac{2n+1}{4\pi}\right)^{\frac{1}{2}} P_n(\omega)$$

sustituyendo este valor en la ecuación (6-27) se tiene

$$\int_E^{E_0} dE' \int_{-1}^{+1} 2\pi P_j(\omega) d\omega \int_{-1}^{+1} 2\pi \left[\sum_{m=0}^{J} \frac{2i+1}{4\pi} \phi_i P_i(\omega)\right] x$$

$$\left[\sum_{n=0}^{J} \frac{2n+1}{4\pi} N\sigma_{sn}(E') P_n(\omega) P_n(\omega')\right] d\omega' \qquad (6\text{-}29)$$

y usando las condiciones de ortogonalidad en la ecuación (6-29) temos que finalmente la ecuación (6-23) se reduce a

$$\int_E^{E_0} \phi_j(x,E') N\sigma_{sj}(E') dE' \qquad (6\text{-}30)$$

Sustituyendo los términos obtenidos al aplicar el operador en la ecuación (6-6) podemos escribir la ecuación de Boltzmann de la siguiente forma

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{(j+1)}{2j+1} \phi_{j+1}(x,E) + \frac{j}{2j+1} \phi_{j-1}(x,E)\right] + \mu\phi_j(x,E) = S_j(x,E) +$$
$$+ \int_E^{E_0} \phi_j(x,E') N\sigma_{sj}(E') dE' \qquad \text{con } j = 0, 1, \ldots, J \qquad (6\text{-}31)$$

es decir, hemos eliminado la dependencia angular pero ahora tenemos $(J + 1)$ ecuaciones acopladas.

C. Para eliminar la parte espacial multiplicamos la ecuación ---- (6-31) por x^n e integramos con respecto a x desde $-\infty$ hasta $+\infty$. Es decir se aplica el operador

$$O_j^n = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n dx \qquad (6\text{-}32)$$

con $n = 0, 1, \ldots, N$ a la ecuación (6-31). Hay que hacer notar que debido a esta integración sobre todo el espacio, el método de los momentos solo se puede aplicar a un medio infinito.

Aplicando el operador a terminos de la forma $\partial\phi_j(x,E)/\partial x$ tenemos que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^n \left(\frac{\partial \phi_j(x,E)}{\partial x} dx \right) = x^n \phi_j \Big|_{-\infty}^{+\infty} - n \int_{-\infty}^{+\infty} x^{n-1} \phi_j(x,E) dx \qquad (6\text{-}33)$$

como ϕ_j debe de ser siempre finito

$$x^n \phi_j(x,E) \Big|_{-\infty}^{+\infty} \longrightarrow 0$$

y tenemos que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^n \left(\frac{\partial \phi_j(x,E)}{\partial x} dx \right) = - n \int_{-\infty}^{+\infty} x^{n-1} \phi_j(x,E) dx \qquad (6\text{-}34)$$

si definimos

$$M_j^n(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n \phi_j(x,E) dx$$

la ecuación (6-34) se escribirá como

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^n \left(\frac{\partial \phi_j(x,E)}{\partial x} dx \right) = - n M_j^{n-1}(E) \qquad (6\text{-}35)$$

por lo tanto tenemos que el primer término de la ecuación (6-31) sera

$$- \frac{n(j+1)}{2j+1} M_{j+1}^{n-1}(E) - \frac{nj}{2j+1} M_{j-1}^{n-1}(E) \qquad (6\text{-}36)$$

Aplicando el operador al segundo término de la ecuación (6-31) tenemos que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^n \mu \phi_j(x,E) dx = \mu M_j^n(E) \qquad (6\text{-}37)$$

Aplicando el operador al tercer término de la ecuación (6-31) tenemos que

$$S_j^n(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n S_j(x,E) dx \qquad (6\text{-}38)$$

que sirve de definición a $S_j^n(E)$

Aplicando el operador al cuarto término de la ecuación (6-31) tenemos que

$$\int_E^{E_0} N\sigma_{sj}(E') dE' \int_{-\infty}^{+\infty} x^n \phi_j(x,E') dx = \int_E^{E_0} M_j^n(E')_{\sigma_{sj}}(E') dE' \qquad (6\text{-}39)$$

Sustituyendo los términos obtenidos al aplicar este operador en la ecuación (6-31) podemos escribir la ecuación de Boltzmann de la siguiente forma

$$\mu M_j^n(E) = \frac{n(j+1)}{2j+1} M_{j+1}^{n-1}(E) + \frac{nj}{2j+1} M_{j-1}^{n-1}(E) + S_j^n(E) +$$

$$+ \int_E^{E_0} M_j^n(E') N \sigma_{sj}(E') dE' \qquad \text{con } n = 0, 1, \ldots, N \qquad (6\text{-}40)$$

es decir hemos eliminado la dependencia espacial pero tenemos ----- $(J + 1)(N + 1)$ ecuaciones acopladas.

D. Hasta el momento hemos eliminado la dependencia angular y la dependencia espacial de la ecuación de Boltzmann, pero ahora tenemos $(J + 1)(N + 1)$ ecuaciones acopladas. Para resolver estas ecuaciones primero tenemos que resolver la ecuación con $n = 0$ ya que esta ecuación es la unica ecuación independiente. Esta ecuación se resuelve en forma numérica de la siguiente forma, recordando que se está tratando con una fuente plana isotrópica y monoenergética.

La ecuación de Boltzmann con $n = 0$ y $j = 0$ puede escribirse en la forma

$$\mu M_0^0(E) = S_0^0(E) + \int_E^{E_0} M_0^0(E')N\sigma_{s0}(E') \qquad (6\text{-}41)$$

donde en general

$$S_j^n(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n dx \int_{-1}^{+1} 2\pi P_j(\omega)S(x,E,\omega)d\omega \qquad (6\text{-}42)$$

en nuestro caso

$$S_0^0(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n dx \int_{-1}^{+1} 2\pi(S_A(E)/4\pi)d\omega\,\delta(x) \qquad (6\text{-}43)$$

ya que hemos considerado una fuente plana, isotrópica de densidad S_A (partículas/(cm^2)(seg). Por lo tanto

$$S_0^0(E) = S_A(E) \qquad (6\text{-}44)$$

sustituyendo este resultado en la ecuación (6-41) tenemos que

$$M_0^0(E) = S_A(E) + \int_E^{E_0} M_0^0(E')N\sigma_{s0}(E')dE' \qquad (6\text{-}45)$$

y para obtener el valor de $M_0^0(E)$ tendremos que darle valores a la energía desde $E = E_0$ hasta $E = E$, aplicando métodos numéricos donde sea necesario.

Para calcular valores de M_j^n con $j = 0, 1, \ldots, J$ y $n = 1, \ldots, N$ dado que son ecuaciones acopladas utilizaremos los valores previamente calculados de M_{j+1}^{n-1} y M_{j-1}^{n-1}, segun avance el cálculo. Los acoplamientos pueden ser ilustrados gráficamente mediante la representación de cada ecuación por un punto en el plano (n,j), como se --- muestra en forma esquemática en la figura 6-2, donde las flechas indican los acoples.

Ejemplo: Para $j = 1$ y $n = 1$

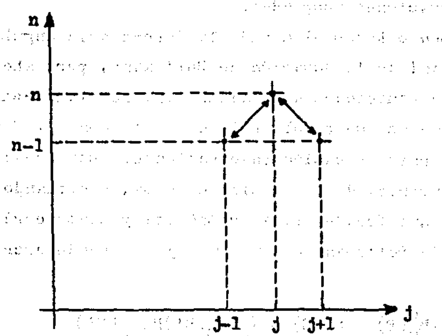

Fig. 6-2. Esquema del acoplamiento entre las ecuaciones de los momentos.

$$\mu M_1^1(E) = \frac{1}{3}\,[2M_2^0(E) + M_0^0(E)] + \int_E^{E_0} M_1^1(E')N\,\sigma_{s,j}(E')dE'$$

donde, ya conociendo M_2^0 y M_0^0, M_1^1 se calcula de la forma propuesta anteriormente.

Hagamos notar que podemos reducir el número de coeficientes aprovechando las simetrias del problema. Para el problema que estamos tratando de una fuente plana infinita la reducción del número de coeficientes debido a la simetría del problema sera de la siguiente forma

$$M_j^n(E) \neq 0 \qquad \text{si} \quad n \geq j \quad \text{y si} \quad n + j = \text{entero par}$$

$$M_j^n(E) = 0 \qquad \text{si} \quad n < j \quad \text{y si} \quad n + j = \text{entero impar}$$

E. Hasta este punto el método ha sido riguroso, es decir, ninguna aproximación ha sido hecha excepto las involucradas en las integraciones numéricas. Es en la reconstrucción de la dependencia espacial a partir de los momentos disponibles que se producen los principales errores, ya que se debe de "adivinar" la función que representa al flujo escalar y en este punto influirá la experiencia del investigador.

Para ejemplificar la reconstrucción del flujo escalar vamos a suponer que conocemos cuatro momentos $M_0^0(E)$, $M_0^2(E)$, $M_0^4(E)$ y $M_0^6(E)$

Suponemos que la función que representa al flujo escalar sea

$$\phi_0(x,E) = \exp(-cx)[a_0(E) + a_1(E)x + a_2(E)x^2 + a_3(E)x^3]$$

donde $c = N\sigma_T(E)$ y las a_i son constantes desconocidas.

Calculando el operador M_0^0 tenemos que

$$M_0^0(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_0(x,E)dx = 2\int_0^{\infty} \phi_0(x,E)dx$$

$$= 2\int_0^{\infty} \exp(-cx)[a_0(E) + a_1(E) + a_2(E)x^2 + a_3(E)x^3]dx$$

$$= b_1a_0(E) + b_2a_1(E) + b_3a_2(E) + b_4a_3(E).$$

en forma similar calculamos los otros operadores, con lo que vamos a obtener un sistema de cuatro ecuaciones con cuatro incognitas y al obtener los valores de las a_i, podemos calcular el valor del flujo escalar.

6-6. METODO DE MONTE CARLO.

La tercer técnica para resolver problemas de atenuación de los rayos gamma puede ser descrita como un experimento teorico en en el cual un gran número de fotones son emitidos desde la fuente y se traza la subsecuente historia de sus vidas. Cada paso en la historia es seleccionado en forma casual de la distribución de probabilidades conocidas para cada evento dado - colisión, absorción, dispersión a través de un ángulo dado, etc -. La probabilidad seleccionada puede ser obtenida mediante el tiro de dados, el giro de una ruleta o construyendo un número de secuencias de digitos.

Para ilustrar el método de Monte Carlo, consideremos el problema de una fuente plana monodireccional bajo la suposición de "linea recta" descrita anteriormente. En este caso una colisión de dispersión puede degradar al fotón en energía pero conserva su dirección inicial. Por simplicidad se supondrá que la fuente es monoénergetica y que el medio esta compuesto de una sola clase de átomos. El primer paso para seguir la historia de un fotón dado sería localizar la posición en la primera colisión. Si esta colisión puede tener lugar en cualquier parte del medio con igual probabilidad, entonces su localización puede ser determinada mediante el giro de una ruleta o construyendo un número de secuencias de digitos casuales. Sin embargo, la posición de la primera colisión no es equiprobable, ya que la probabilidad de que ocurra en dx alrededor de x -- desde la fuente es

$$f(x)\,dx = \mu_0 e^{-\mu_0 x}\,dx. \tag{6-46}$$

la elección de x debe de ser hecha de tal manera que si el proceso se repite indefinidamente se encontrará la distribución dada por la ecuación (6-46). Para hacer ésto y todavia utilizar los números escogidos o construidos por casualidad, es necesario encontrar una variable y relacionada con x, de tal manera que cuando x está distribuida de acuerdo con la ecuación (6-46), y es equiprobable sobre el intervalo de cero a uno. En general la distribución de probabilidades para y, llamada $g(y)$, esta relacionada con $f(x)$ mediante la relación

$$g(y)\,dy = f(x)\,dx. \tag{6-47}$$

pero si y es equiprobable entre 0 y 1, entonces $g(y) = 1$ de ahí -- que y este determinada por

$$dy = f(x)\,dx. \tag{6-48}$$

Una solución para esta ecuación es

$$y = \int_0^x f(x)\,dx. \tag{6-49}$$

para la distribución particular de la ecuación (6-46); y está relacionada con x mediante la ecuación

$$y = 1 - e^{-\mu_0 x}. \tag{6-50}$$

El procedimiento práctico para escoger la posición de la primera colisión consiste en escoger un valor de y de la tabla de números casuales entre 0 y 1, y calcular el valor correspondiente de x de la siguiente manera

$$x = \frac{1}{\mu_0} \ln \frac{1}{1-y}. \tag{6-51}$$

Una vez que se ha determinado la posición de la primera colisión, el siguiente paso consiste en determinar si la colisión resultá en absorción o en una dispersión.

La probabilidad por colisión de que el fotón sea dispersado es

$$\left(\frac{\mu_{ec}}{\mu}\right)_{E=E_0} \qquad (6\text{-}52)$$

entonces se escoge un segundo número casual y fuera del intervalo de 0 a 1. Si es menor que el cociente, la colisión es de dispersión y si es mayor, el fotón es absorbido. En el ultimo caso la historia de este fotón se completa, y se empieza con un nuevo fotón. Si el fotón es dispersado, el siguiente paso sería determinar su energía después de la dispersión. La probabilidad de ser dispersado de E_0 a E en un intervalo dE es

$$f(E)dE = \left(\frac{\sigma(E_0,E)}{\sigma_c(E)}\frac{d\Omega}{dE}\right)dE \qquad (6\text{-}53)$$

donde $\sigma(E_0,E)$ es la misma sección eficaz que aparece en la ecuación de Klein - Nishina. Expresando el $\operatorname{sen}^2\theta$ en términos de la energía tenemos que la ecuación (6-53) se puede escribir como

$$f(E)dE = \frac{2\pi\sigma(E_0,E)}{\sigma_c(E)}\frac{dE}{EE'} \qquad (6\text{-}54)$$

de acuerdo con la ecuación (6-53), la energía después de la primera colisión se obtiene seleccionando un tercer número casual y determinando E_1 tal que

$$y = \frac{2\pi}{\sigma_c(E_0)}\int_{E_0}^{E_1}\frac{\sigma(E_0,E)}{EE'}dE \qquad (6\text{-}55)$$

Para hacer un cálculo conservador de la distancia que recorre el fotón después de la colisión, se supone que el fotón no se desvia debido a la colisión, en esta forma se completa la historia de la primera colisión. Posteriormente se procede a localizar la segunda colisión a una distancia x de la primera y se repite el procedimiento hasta que el fotón sea absorbido o pase mas allá del punto considerado para el cálculo.

En resumen, en este capítulo hemos descrito brevemente algunas de las mas importantes técnicas para calcular la atenuación de haces de partículas al atravesar un cierto espesor de blindaje. Entre los métodos descritos los mas importantes son el método de los momentos y el método de Monte Carlo, ya que los otros métodos o nos dan malas aproximaciones o los cálculos se complican rápidamente. El método de Monte Carlo dá gran exactitud en los cálculos pero requiere de mucho tiempo de computadora. El método de los momentos — aunque menos exacto, es mas facil de utilizar, gasta menor tiempo - de computadora, y además da información acerca del flujo y la co--rriente. Por lo tanto, yo considero que en la practica es mas util el método de los momentos.

Sin embargo, en el siguiente capítulo vamos a cálcular el blindaje de un reactor, básicamente el reactor de Laguna Verde, utili--zando métodos sencillos y los resultados que se obtengan se van a - comparar con los resultados que se han obtenido utilizando algunos de los métodos descritos en este capítulo y que fueron los usados - para cálcular los blindajes de dicha planta.

CAPITULO 7

BLINDAJE DE UN REACTOR NUCLEAR

7-1. INTRODUCCION.

En este capítulo vamos a calcular el blindaje del núcleo del reactor de agua hirviente que se encuentra instalado en Laguna Verde Veracruz.

Los calculos se van a hacer utilizando métodos sencillos como los que se estudiaron en el capítulo 5 y vamos a comparar los resultados que se obtengan con los que se han obtenido utilizando métodos mas complicados, como los que se estudiaron en el capítulo 6, y programas de computación.

7-2. REACTOR DE AGUA HIRVIENTE(BWR).

Antes de calcular el blindaje del reactor de agua hirviente, como información general vamos a dar una breve descripción del núcleo de dicho reactor.

En la figura 7-1 se muestra un corte del núcleo del reactor con sus canales, combustibles, barras de control que penetran por su parte inferior, y alrededor del núcleo se encuentran las bombas de chorro que ayudan a la recirculación forzada, cubriendo todo esto se encuentra la vasija cilíndrica con la entrada y salida del fluído de recirculación y en la parte superior los separadores, secadores y salida del vapor.

El combustible que se utiliza son pastillas de dióxido de Uranio (UO_2) enriquecido, que se encuentran formando barras de combustible. Una barra de combustible consiste en una columna de pastillas de combustible encamisadas por un tubo de Circaloy 2 (aleación de Circonio), inicialmente el espacio entre el UO_2 y el Circaloy se llena de Helio. Las barras de combustible tienen una longitud activa de 366.49 cm; en la parte superior de las barras de combustible existe un espacio que sirve para prevenir el aumento de presión interior debida al contenido volatil del UO_2 y a los productos de fi-

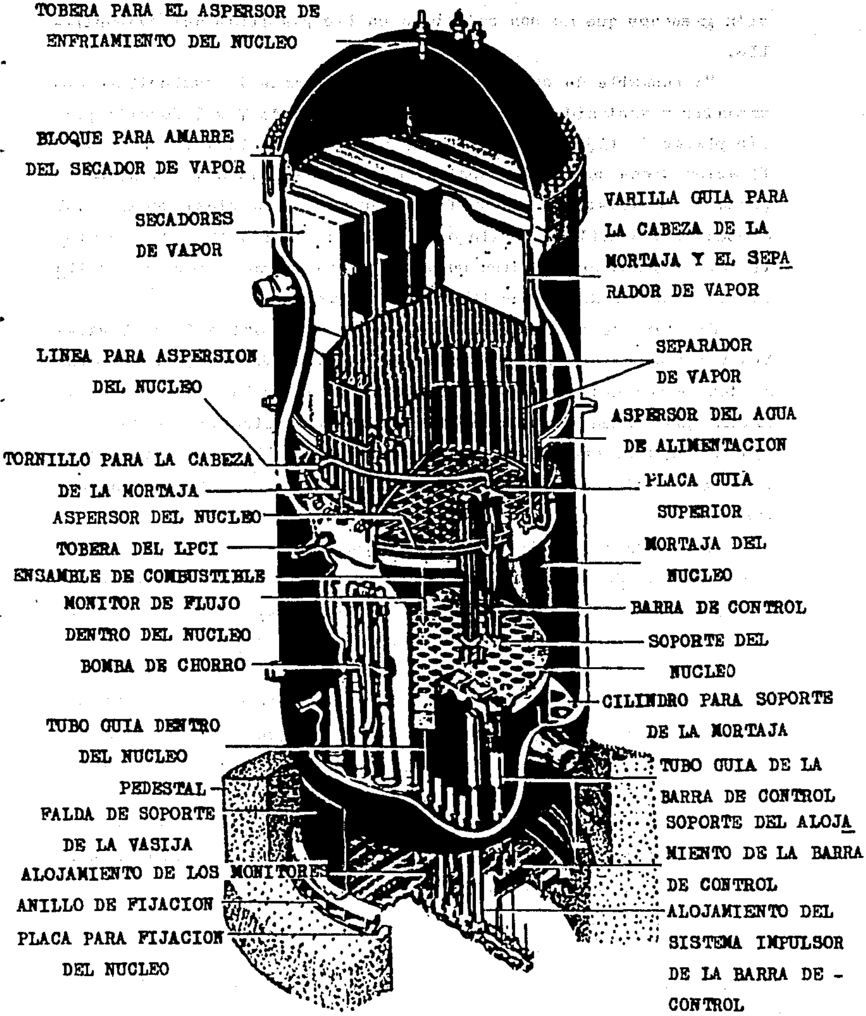

Fig. 7-1. Corte del núcleo del reactor de agua hirviente (BWR).

sión gaseosos que no son retenidos en las pastillas del combustible.

Un ensamble de combustible tiene 49 barras de combustible espaciadas y sostenidas en un arreglo cuadrado de 7 x 7 formado por las placas de fijación superior e inferior. La placa inferior de fijación tiene una pieza terminal que embona dentro de la pieza soporte del combustible. Un orificio montado en la pieza soporte del combustible establece el flujo de enfriador a las barras de combustible. La placa de fijación superior tiene un mango para poder llevar el ensamble de combustible de un lugar a otro.

Un elemento combustible consiste en un ensamble de combustible y del canal que lo rodea como se ve en la figura 7-2. Los elementos de combustible están dispuestos en el núcleo del reactor de manera que formen aproximadamente un cilindro circular recto dentro del núcleo. Cada elemento es sostenido por la pieza inferior de soporte del combustible y por la pieza guia superior del combustible.

Una celda del núcleo consiste en una barra de control y cuatro elementos de combustible que rodean a esta barra como se ve en la figura 7-3. Se recurre a diferentes enriquecimientos de U^{235} en cada ensamble para reducir el factor de pico local.

La barra de control consiste en un ensamble cruciforme de tubos de acero inoxidable llenos de polvo de carburo de Boro. El miembro estructural de una barra de control, que se observa en la figura 7-4, esta fabricado de acero inoxidable tipo 304 y consiste de un mango superior, una pieza fundida inferior con limitador de velocidad y el acoplamiento para el sistema impulsor de la barra de control, así también como de un poste central cruciforme. Las barras de control se enfrian por medio de un flujo de derivación del núcleo.

El fluido refrigerante entra al reactor por la parte inferior y asciende por los canales en una fase y posteriormente lo hace en dos fases hasta llegar a los separadores de vapor que son de acero inoxidable y de flujo axial. En cada separador la mezcla agua - vapor que sube por los canales pasa a través de álabes que le imparten un movimiento giratorio para establecer un vórtice —

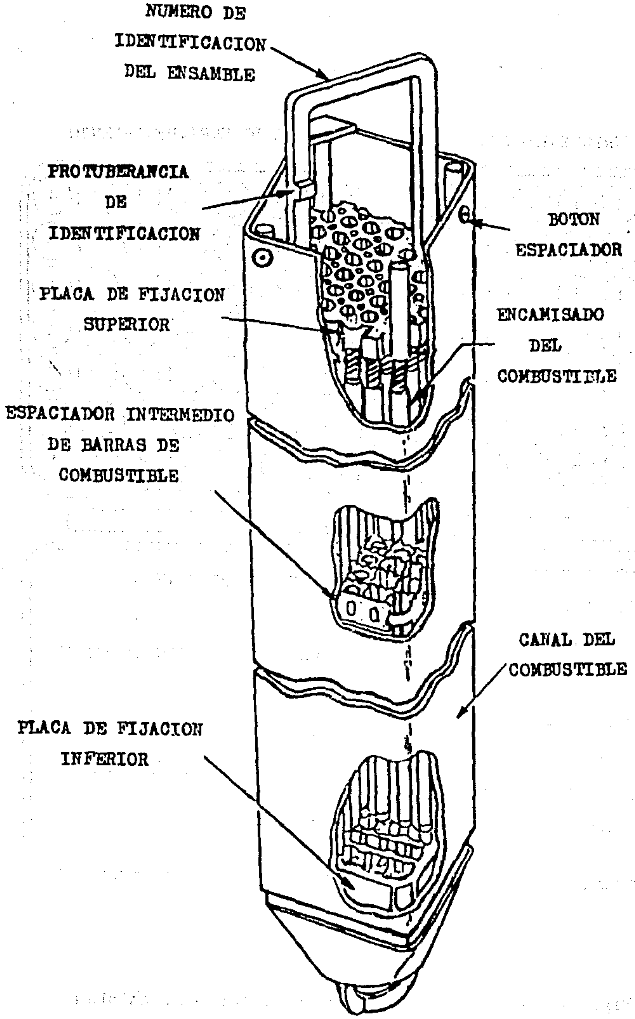

Fig. 7-2. Ensamble de combustible.

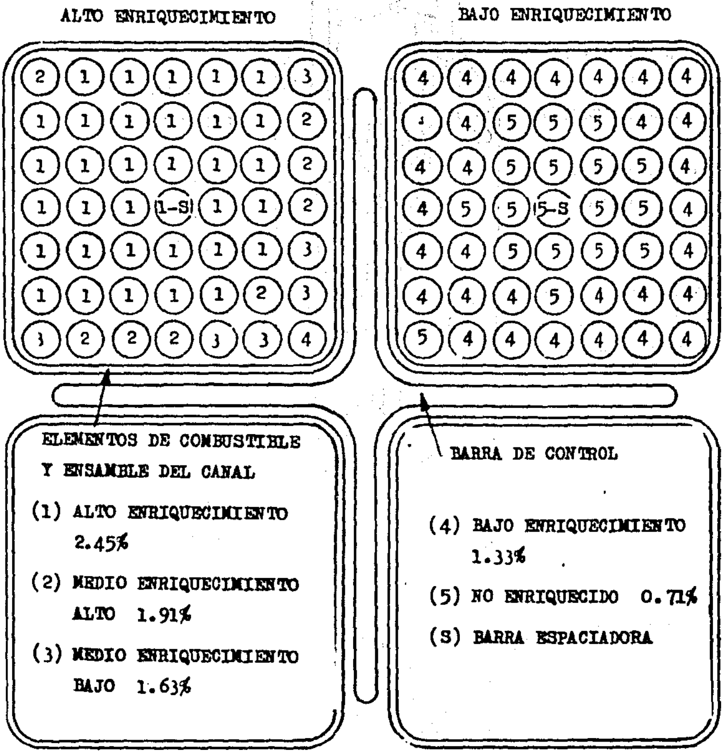

Fig. 7-3. Disposición de los elementos combustibles en los canales y situación de la barra de control.

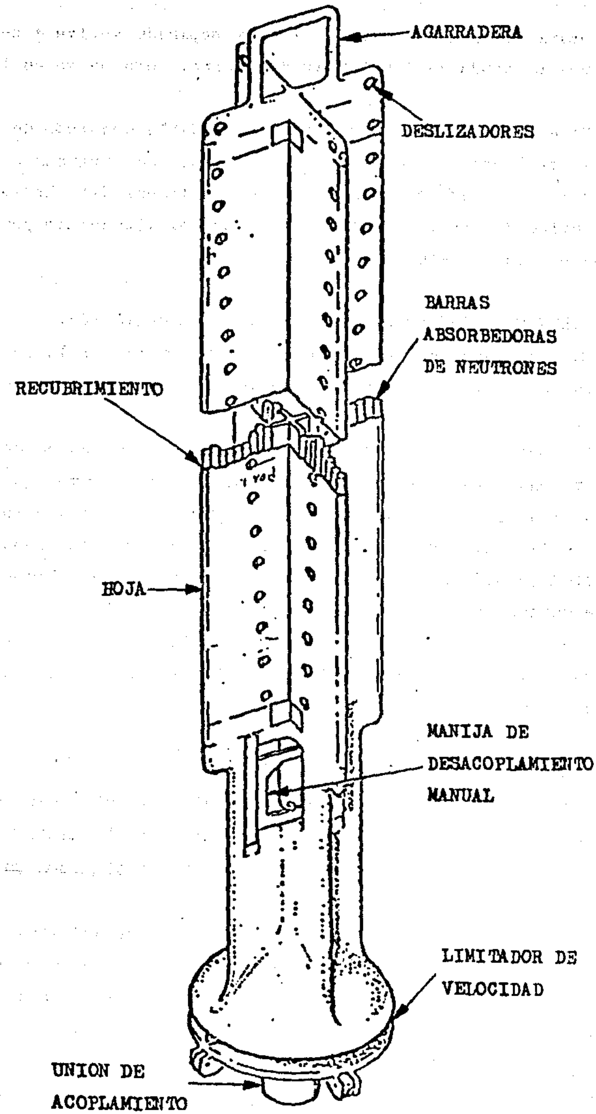

Fig. 7-4. Barra de control.

que separa el agua del vapor. El agua separada vuelve a ser recircu lada con la ayuda de las bombas de chorro, como se ve en la figura 7-5.

Cada bomba de chorro de acero inoxidable consiste de una boquilla impulsora, una admisión de succión, una garganta o sección de mezcla y un difusor, como se ve en la figura 7-6. Estas bombas estan colocadas en la periferia del núcleo, dispuestas por pares y con un elevador común.

7-3. CALCULO DE LAS PRINCIPALES FUENTES DE RADIACION.

En esta parte del capítulo se van a considerar la forma en que se atenuan las principales fuentes de radiación al atravesar el blindaje.

Las principales fuentes de radiación se dividen en dos tipos:

A. Los rayos gamma primarios que son los rayos gamma que se producen en el núcleo del reactor, en este grupo se incluyen los rayos gamma de fisión, los rayos gamma que se producen como resultado de la desintegración de los productos de fisión y los debidos a procesos de captura radiativa y de dispersión inelástica de neutrones.

B. Los rayos gamma secundarios que resultan de las colisiones de dispersión de los neutrones rápidos y de la captura de neutrones térmicos por los nucleos del blindaje.

7-4. FUENTES DE RAYOS GAMMA PRIMARIOS.

Los fotones que se producen por fisión han sido agrupados de acuerdo con la energía con que son emitidos. En la tabla 7-1 aparecen los grupos de los fotones producidos por fisión con su energía correspondiente.

Para obtener la intensidad de la fuente volumétrica, sabemos que 1 Watt de potencia corresponde a 3.1×10^{10} fisiones por segundo, por lo tanto en un reactor que funcione a una potencia de P Watts, se producen $(3.1 \times 10^{10})P$ fisiones por segundo. Si el volumen del núcleo del reactor es V cm^3 y $N(E)$ es la energía producida por fisión en el intervalo de energía de interes, la intensidad de la fuente por unidad de volumen tiene el valor de

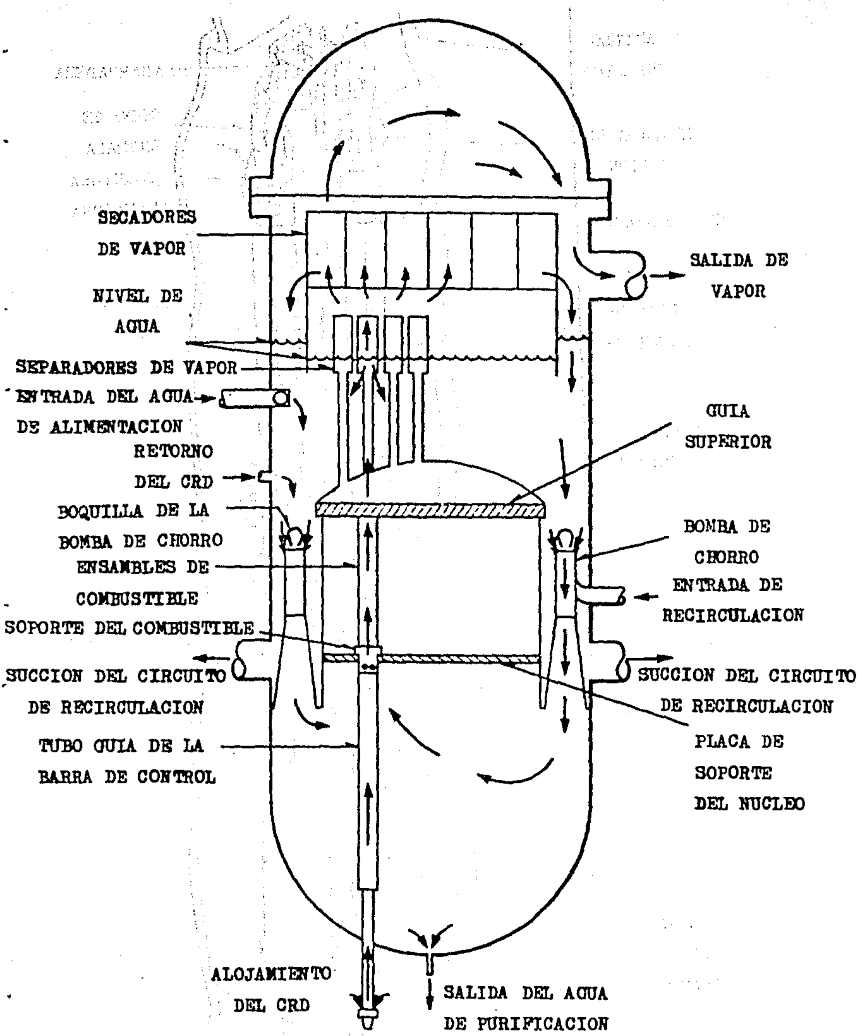

Fig. 7-5. Flujos de agua a través de la vasija del reactor.

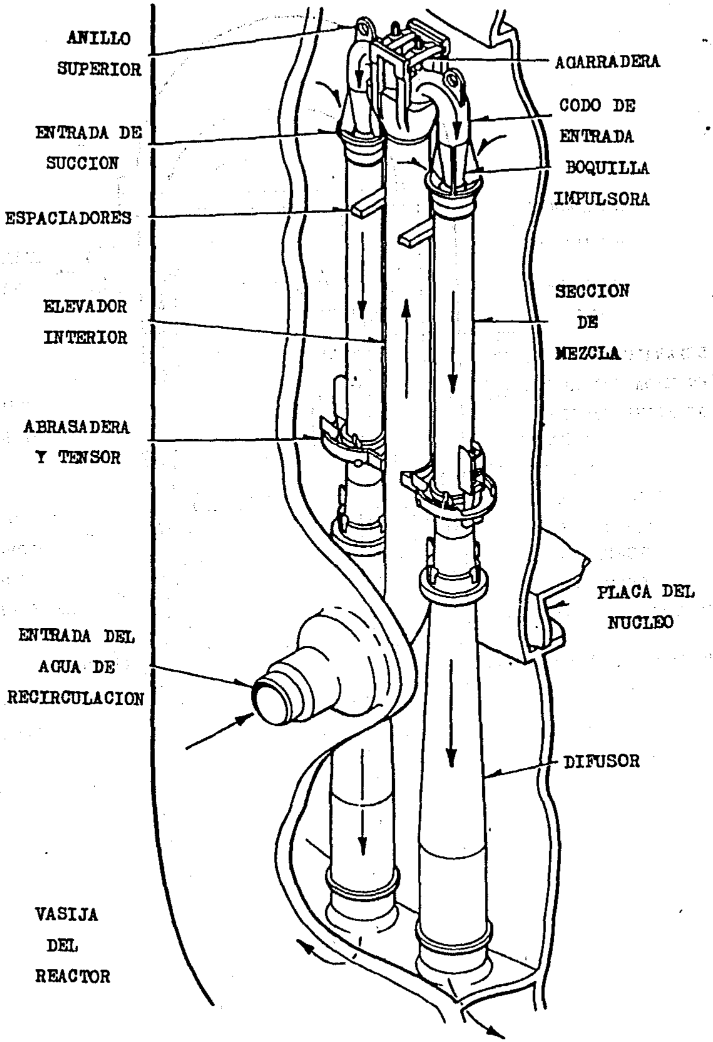

Fig. 7-6. Vista isometrica de una bomba de chorro.

Tabla 7-1

RAYOS GAMMA DE FISION AGRUPADOS POR INTERVALOS

Energía (Mev)	N(E) Mev/fision
0.5	3.10
1.0	1.90
1.5	0.80
2.3	0.85
3.0	0.15
5.0	0.20

$$S_V = 3.1 \times 10^{10} N(E)P(V) \quad Mev/(cm^3)(seg) \quad (7\text{-}1)$$

donde $P(V) = P/V$ es la densidad de potencia.

Para los rayos gamma producidos por decaimiento radiactivo se ha hecho un estudio en el cual se han agrupado por sus energías y por sus vidas medias (16). Como la ley del decaimiento radiactivo sigue la forma exponencial si deseamos saber la energía que existe por este proceso después de un tiempo t, ésta sera dada por

$$\Gamma(t) = \sum_{j=1}^{n} A_j e^{-\lambda_j t} \quad Mev/(fisión)(seg) \quad (7\text{-}2)$$

donde las constantes A_j y λ_j aparecen en la tabla 7-2 (16)

Como el número de fotones por cm^3 por seg a la potencia P es

$$K = 3.1 \times 10^{10} P(V) \quad fisiones/(cm^3)(seg) \quad (7\text{-}3)$$

Entonces la energía liberada después de un tiempo t durante un tiempo de operación dt es

$$dE_\gamma(\infty, T_S) = \Gamma(t)\, K\, dt \quad Mev/(cm^3)(seg) \quad (7\text{-}4)$$

al integrar durante el tiempo de operación T_O y para un tiempo T_S de estar detenido el reactor, la energía liberada será

$$E_\gamma(T_0, T_S) = K \int_{T_S}^{T_0+T_S} \Gamma(t)\, dt \quad Mev/(cm^3)(seg) \quad (7\text{-}5)$$

sustituyendo la ecuación (7-2) en la ecuación (7-5) al integrar obtenemos

$$E_\gamma(T_0, T_S) = K \sum_{j=1}^{n} \frac{A_j}{\lambda_j} \left[e^{-\lambda_j T_S} - e^{-\lambda_j (T_0 + T_S)} \right] \quad (7\text{-}6)$$

Tabla 7-2

AJUSTE EXPONENCIAL DE LOS RAYOS GAMMA PRODUCIDOS POR EL DECAIMIENTO DE LOS MATERIALES RADIACTIVOS (16)

j	A_j, Mev/(seg)(fisión)	λ_j, seg^{-1}	A_j/λ_j, Mev/fisión
1	6.20×10^{-1}	7.55×10^{-1}	0.8200
2	2.08×10^{-1}	1.17×10^{-1}	1.7800
3	3.67×10^{-2}	2.43×10^{-2}	1.5100
4	3.00×10^{-3}	4.19×10^{-3}	0.7160
5	7.00×10^{-4}	1.12×10^{-4}	0.6240
6	1.22×10^{-4}	2.03×10^{-4}	0.6010
7	6.05×10^{-6}	1.59×10^{-5}	0.3800
8	4.20×10^{-7}	2.29×10^{-6}	0.1830
9	5.55×10^{-8}	5.63×10^{-7}	0.0986
10	1.50×10^{-8}	3.93×10^{-8}	0.3820

Si se desea saber cual es la aportación de este tipo de emisión durante el tiempo de trabajo del reactor entonces hacemos $T_s = 0$ y la ecuación (7-6) se reduce a

$$E_\gamma(T_0,0) = K \sum_{j=1}^{n} \frac{A_j}{\lambda_j}(1 - e^{-\lambda_j T_0}) \qquad (7\text{-}7)$$

Los valores que resultan para $T_0 = \infty$ han sido calculados y aparecen en la tabla 7-3.

Para obtener la intensidad de la fuente por unidad de volumen se multiplica la energía liberada en gammas por decaimiento radiactivo $E_\gamma(\infty,0)$ por la densidad de potencia $P(V)$ es decir

$$S_V = E_\gamma(\infty,0) \times P(V) \quad \text{Mev/(cm}^3\text{)(seg)} \qquad (7\text{-}8)$$

Para convertir los resultados de las ecuaciones (7-1) y (7-8) en los valores que corresponden a las fuentes superficiales equivalentes, es necesario multiplicar por la longitud de relajación. En consecuencia, la intensidad de una fuente superficial, S_A, que sea equivalente a la fuente volumétrica, vendrá dada por (2)

$$S_A = \frac{S_V}{\mu_V} = S_V \lambda \qquad (7\text{-}9)$$

Tabla 7-3

ENERGIA LIBERADA EN GAMMAS POR DECAIMIENTO RADIACTIVO

Grupo	Energía (Mev)	$E_\gamma(\infty,0)'$ Mev/(watt)(seg)	$E_\gamma(\infty,0)''$ Mev/(watt)(seg)
I	0.1 - 0.4	1.8×10^{09}	2.0×10^{10}
II	0.4 - 0.8	1.2×10^{10}	1.2×10^{11}
III	0.8 - 1.3	2.2×10^{09}	2.0×10^{10}
IV	1.3 - 1.7	3.3×10^{09}	3.3×10^{10}
V	1.7 - 2.2	2.1×10^{09}	2.1×10^{10}
VI	2.2 - 2.5	4.0×10^{08}	9.0×10^{09}
VII	mas de 2.5	3.0×10^{07}	1.0×10^{09}

' Valores extrapolados de la Fig. 3-2a (16).

" Valores ajustados utilizando una fuente arbitraria (16).

Observese que como S_V en las ecuaciones (7-1) y (7-8) se expresa en Mev/(cm^3)(seg) y λ se expresa en cm, S_A tiene las dimensiones correctas de una intensidad de fuente superficial, es decir Mev/(cm^2)(seg).

Una vez que se conocen las intensidades de las fuentes superficiales de los rayos gamma por fisión y de los rayos gamma producidos por decaimiento radiactivo, se suman para obtener la intensidad de la fuente superficial total. Disponiendo de esta información, se procede a calcular la distribución del flujo en la forma que se indicara mas adelante.

Las fuentes volumétricas o superficiales equivalentes debidas a captura radiactiva y a dispersión inelástica son pequeñas en comparación con las fuentes citadas anteriormente, por lo que no suelen tener gran importancia en los cálculos del blindaje.

7-5. DISTRIBUCION DE LOS RAYOS GAMMA SECUNDARIOS.

La determinación de la atenuación de los rayos gamma secundarios, resultantes de la captura de neutrones térmicos por núcleos del blindaje, exige conocer la distribución de la fuente. Esta distribución no es uniforme, puesto que el flujo térmico se va reduciendo continuamente al aumentar la penetración en el blindaje. — Por consiguiente, antes de proceder a los cálculos de atenuación, es necesario determinar la distribución del flujo de neutrones térmicos. El flujo térmico tiene un doble origen por una parte, la moderación de los neutrones rápidos que tiene lugar en el blindaje, y la otra, los propios neutrones térmicos procedentes del núcleo del reactor.

La distribución del flujo neutrónico en el blindaje podía determinarse resolviendo la ecuación de transporte de Boltzmann aplicable al caso particular considerado. Como se vio en el capítulo 6 con este proposito se han desarrollado diversas aproximaciones numericas como son el método de Monte Carlo y el método de los momentos Sin embargo, estos métodos requieren del empleo de calculadoras.

Entre los tratamientos mas simples, pero menos precisos debe mencionarse un método que se basa en la aplicación de la teoria de la edad a neutrones de fisión que han experimentado una colisión de remoción en el blindaje (2). Mediante consideraciones teóricas, se llega a la conclusión, de que la distribución del flujo térmico es proporcional a la distribución del flujo rápido desplazada una distancia $\Sigma\tau$ en el blindaje, donde τ es la edad de Fermi en el blindaje y Σ es una sección eficaz de moderación efectiva, que es en realidad, el reciproco de una longitud de relajación. El producto $\tau\Sigma$, suele escribirse en la forma τ/λ, donde $\lambda = 1/\Sigma$ es la longitud de relajación de los neutrones rápidos, este producto tiene dimensiones de longitud y recibe el nombre de "desplazamiento de edad". Sobre la base de la teoría del desplazamiento de edad, la distribución del flujo térmico viene dada por

$$\phi_s(a) \sim \frac{\Sigma}{\Sigma_a} \phi_f(0) \exp[-\Sigma(a - \tau/\lambda)] \qquad (7\text{-}10)$$

donde Σ_a es la sección eficaz de captura del blindaje para neutrones térmicos, a es el espesor del blindaje, $\phi_s(a)$ es el flujo térmico en el blindaje a la distancia a y $\phi_f(0)$ es el flujo rápido en $a = 0$.

Una vez que se conoce la distribución del flujo térmico en el blindaje, ya se puede determinar la distribución de los rayos gamma de captura, suponiendo que todos los rayos gamma son producidos por captura de neutrones térmicos, despreciándose los neutrones de o---

tras energías. Esta hipótesis tiene justificación en los reactores térmicos, pero cuando se trata del blindaje de reactores rápidos, hay que tener en cuenta los rayos gamma resultantes de la absorción de neutrones de todas las energías.

Si el flujo térmico se puede representar mediante una exponencial sencilla, es decir,

$$\phi_s(a) = \phi_s(0)\exp[-(a/L)] \qquad (7\text{-}11)$$

donde $L = \sqrt{D/\Sigma_a}$ es la longitud de difusión y $\phi_s(0)$ es el flujo de neutrones térmicos en la cara externa del reactor, entonces la distribución de los fotones gamma de captura, de una energía determinada, con un factor de acumulación igual a la unidad, viene dada por

$$\phi_\gamma(a) = \frac{SL}{2}\exp[-(a/L)]\left\{\exp[a/L\ E_1(\mu a)] + Ei[\mu a(\nu - 1)] + \ln\left(\frac{\nu+1}{\nu-1}\right)\right\} \qquad (7\text{-}12)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación lineal, $Ei(x)$ es la integral exponencial de argumento x, para la cual

$$Ei(x) = - E_1(-x) \qquad (7\text{-}13)$$

y

$$\nu = \frac{1}{\mu L} \qquad (7\text{-}14)$$

La fuente S que figura en la ecuación (7-12) esta definida como

$$S = \Sigma_a N(E)\phi_s(0) \qquad (7\text{-}15)$$

donde Σ_a es la sección eficaz macroscópica de captura del blindaje y $N(E)$ es la energía que llevan en total los fotones de energía E producidos por captura neutrónica y $\phi_s(0)$ tiene el mismo significado que en la ecuación (7-11).

Al igual que en el inciso anterior, el cálculo del flujo gamma se simplifica utilizando cierto número de grupos de energías fotónicas. En la tabla 7-4 se consignan los datos correspondientes al concreto, al Hierro y al agua.

La distribución de cada grupo energético de fotones se calcula mediante la ecuación (7-12), sumandose luego los resultados, para obtener el flujo total de energía gamma de captura. Si la captura de neutrones en el blindaje conduce a la formación de núclidos

Tabla 7-4

ESPECTRO DE LOS RAYOS GAMMA DE CAPTURA

	Energía del fotón (Mev)			
	2	4	6	8
Material	Mev por neutrón capturado			
Concreto	1.5	3.0	1.8	1.0
Hierro	0.3	0.8	1.5	2.9
Agua	2.2	-	-	-

radiactivos, emisores de rayos gamma de desintegración, habrá que tener en cuenta el efecto de estos últimos. Sin embargo, estas radiaciones no suelen tener gran trascendencia en los cálculos de blindaje (2).

Para poder calcular la atenuación de los neutrones rápidos, primero debemos de conocer la intensidad de la fuente volumétrica en el núcleo del reactor. La intensidad de la fuente volumétrica, S_V, puede determinarse fácilmente, ya que a 1 Watt de potencia corresponden 3.1×10^{10} fisiones por segundo; por lo tanto, en un reactor que funcione a una potencia de P Watts se producirán $3.1 \times 10^{10}P$ fisiones por segundo. Como por cada fisión quedan en libertad 2.5 neutrones en promedio - para el U^{235} -, se deduce que en el reactor se producen, por término medio

$$2.5 \times 3.1 \times 10^{10} \times P \text{ neutrones por segundo} \quad (7\text{-}16)$$

Si el volumen del núcleo del reactor es de V cm^3, la intensidad de la fuente volumétrica, sera

$$S_V = 7.8 \times 10^{10} \times P(V) \text{ neutrones/(cm}^3\text{)(seg)} \quad (7\text{-}17)$$

Una vez que se obtiene la intensidad de la fuente volumétrica el cálculo de la atenuación de los neutrones rápidos, en el blindaje, se lleva a cabo utilizando la teoría de remoción, como se vio en el capítulo 5.

7-6. CALCULO APROXIMADO DEL BLINDAJE DE UN REACTOR DE AGUA HIRVIENTE.

El cálculo de la atenuación de neutrones y rayos gamma por un blindaje constituye un procedimiento largo y especializado. Para simplificarlo vamos a hacer una serie de aproximaciones:

A. A pesar de que el núcleo del reactor es un sistema heterogeneo, pues como hemos visto anteriormente en el núcleo del reactor hay barras de combustible, encamisados, moderador, etc, una buena aproximación consiste en considerar el núcleo del reactor como si fuera un sistema homogéneo en el que todos sus elementos constituyentes formaran una mezcla homogénea.

B. Nos interesa calcular el punto en el cual el flujo de radiación es mayor, ya que en esta forma el espesor del blindaje que vamos a calcular, será el espesor máximo de blindaje y en cualquier otro punto que se considere el blindaje estará sobrado. Como vimos anteriormente (2), ya que el reactor es un cilindro recto el punto para el cual el flujo de radiación es máximo se encuentra a la mitad de la altura activa del reactor. Para simplificar los cálculos vamos a considerar a la fuente como si fuera un cilindro infinito para evitar los efectos de borde, lo cual constituye también una aproximación conservativa que nos dará un blindaje sobrado.

C. También para simplificar los calculos vamos a transformar la fuente cilíndrica volumétrica en una fuente cilíndrica superficial, esto se logra dividiendo la intensidad de la fuente volumétrica entre el coeficiente de atenuación del núcleo (2).

Una vez que se tiene la fuente superficial cilíndrica para poder cálcular la atenuación de la radiación en las diferentes capas del blindaje, mediante las ecuaciones que obtuvimos en el capítulo 5, se puede transformar la fuente cilíndrica superficial en una fuente plana, al hacer esta transformación la diferencia entre estas fuentes se deberá a que la atenuación por ángulo sólido es menor en la fuente plana que en la fuente cilíndrica por lo que nuestro modelo estará sobrestimado.

Una vez que se han hecho las aproximaciones anteriores se procede a calcular el blindaje del reactor. Sin embargo, calcular el blindaje de un reactor presenta problemas que no sólo se refieren a la interacción de la radiación con la materia, sino que también se tiene que considerar el aspecto económico, el cual se sale del objetivo de esta tesis y solo se menciona como un parámetro que es necesario considerar.

Lo que vamos a hacer en esta tesis es considerar el blindaje del reactor de agua hirviente que se encuentra en Laguna Verde, Veracruz. Se va a cálcular la forma en que se atenuan los flujos al atravesar las diferentes capas de blindaje y las dosis debidas a estos flujos, para después comparar con los obtenidos en el diseño de este reactor.

En la figura 7-7, se muestra la estructura de los contenedores primario y secundario del reactor de Laguna Verde. En esta figura se pueden observar las capas de blindaje que vamos a considerar. Entre el núcleo y la vasija se encuentra una capa de agua que sirve como reflector. La vasija del reactor es otro blindaje que debe de ser considerado. Entre la vasija y el blindaje biológico se coloca un blindaje de sacrificio por motivos económicos, ya que este blindaje reduce la intensidad de los flujos de radiación, lo que disminuye el espesor del blindaje biológico. El muro de blindaje de sacrificio es un cascarón cilíndrico que se asienta en lo alto del pedestal del reactor. Las superficies exteriores e interiores del cascarón estan formadas por recubrimientos de acero y en la parte media se coloca un relleno de concreto. Las dimensiones de este blindaje se encuentran en la tabla 7-5. Por ultimo entre la vasija y el muro de sacrificio y entre este y el blindaje biológico se encuentran espesores de aire.

En el tratamiento que seguiremos a continuación lo que se va a hacer es, primero, estimar la intensidad total de la fuente superficial, y segundo, hacer una estimación de los valores de los flujos que atraviesan los diferentes espesores de blindaje.

Para cálcular la intensidad total de la fuente superficial del núcleo de un reactor de agua hirviente, vamos a utilizar los datos que aparecen en la tabla 7-5 (22).

Tabla 7-5

ALGUNOS DATOS DE DISEÑO Y OPERACION DE UN REACTOR DE AGUA HIRVIENTE COMO EL DE LAGUNA VERDE

A. Datos del combustible	
Diametro de la pastilla de combustible	1.2128 cm

Longitud de la pastilla de combustible	1.7780 cm
Densidad del UO_2	10.22 g/cm^3
Espesor del encamisado	0.0864 cm
Diametro exterior del encamisado	1.4300 cm
Longitud activa del combustible	366.49 cm
Combustible	UO_2
Encamisado	Zircaloy - 2
Número total de barras de combustible	21,756

B. Datos del ensamble de combustible

Número de ensambles de combustible	444
Arreglo de barras en el ensamble de combustible	7 x 7
Número de barras por ensamble	49
Longitud completa de las barras de combustible	446.989 cm
Espaciamiento de las barras de combustible	1.8745 cm
Espaciamiento entre las barras de combustible	0.4445 cm
Grosor de las paredes del canal de combustible	0.2032 cm
Dimensiones totales del ensamble del combustible incluyendo el canal	13.8 x 13.8 cm

C. Datos del reactor

Potencia térmica	1,931 MWt
Peso total del UO_2	94,262.85 Kg
Agua/UO_2 relación de volumen	2.41
Temperatura de operación	315.55 ºC
Diametro activo del núcleo	362.10 cm
Forma del núcleo	Cilíndrico (Cilíndro recto)

D. Datos del blindaje

Capa de agua entre el núcleo y la vasija	83.73 cm

Vasija del reactor	14.220 cm
Capa de aire entre la vasija y el muro de sacrificio	48.300 cm
Muro de sacrificio	
a. Capa de Hierro	0.635 cm
b. Capa de concreto	65.405 cm
c. Capa de Hierro	4.440 cm
Capa de aire entre el muro de sacrificio y el blindaje biológico	579.600 cm
Capa de concreto (blindaje biologico	242.000 cm

Con estos datos podemos calcular el volumen activo. Este dato es necesario para obtener la densidad de potencia P(V) y de aquí la fuente superficial equivalente.

Sabemos que la geometría del núcleo es cilíndrica y como el radio activo, r, es de 181.05 cm y la altura activa, h, es de 366.49 cm. El volumen activo es

$$V = \pi r^2 h = 3.774 \times 10^7 \quad cm^3 \qquad (7\text{-}18)$$

y la densidad de potencia, P(V) es

$$P(V) = P/V = 51.17 \quad W/cm^3 \qquad (7\text{-}19)$$

También de los datos de la tabla 7-5 podemos obtener la masa total del núcleo del reactor, ya que conocemos la masa total de UO_2 de la relación de volumen que hay entre el agua y el Uranio podemos obtener la masa del agua, y la masa del Zircaloy se puede obtener de los datos que se dan en la tabla 7-5. La tabla 7-6 muestra estos datos.

Tabla 7-6

MASAS INDIVIDUALES DE CADA MATERIAL EN EL VOLUMEN ACTIVO

Masa de Zircaloy	31,016.11 Kg
Masa de agua	22,228.32 Kg
Masa de UO_2	94,262.85 Kg
Masa total	147,507.28 Kg

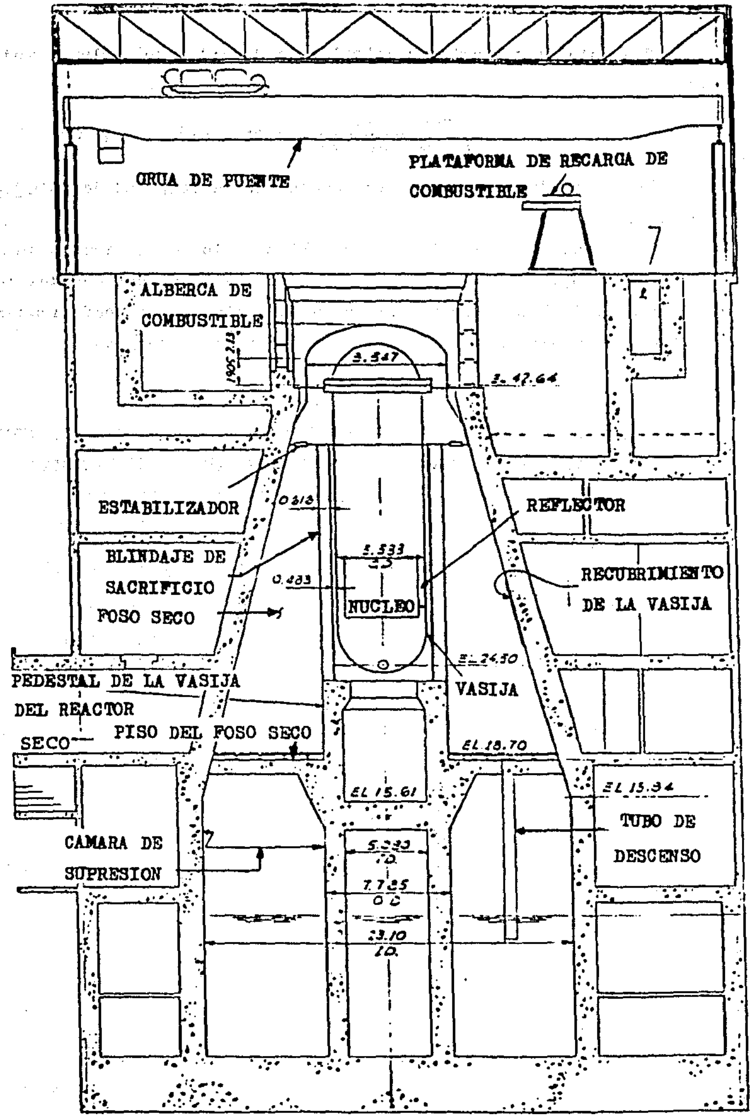

Fig. 7-7. Estructura de los contenedores primario y secundario.

Con estos datos podemos calcular la densidad del volumen activo

$$\rho = \frac{\text{Masa Total}}{\text{Volumen Activo}} = 3.91 \ g/cm^3 \qquad (7\text{-}20)$$

Esta densidad nos sirve para encontrar la longitud de relajación, λ.

Utilizando la tabla 7-1 y las tablas de los coeficientes de atenuación (23), podemos establecer la tabla 7-7 que nos muestra los porcentajes de los elementos del volumen activo y sus coeficientes de atenuación para los rayos gamma de diferentes energías.

Tabla 7-7

PORCENTAJES DE LOS ELEMENTOS DEL VOLUMEN ACTIVO Y SUS COEFICIENTES LINEALES DE ATENUACION PARA RAYOS GAMMA CON DIFERENTES ENERGIAS

Material	%	Coeficiente de Atenuación (μ) 1.0 (Mev)	1.5 (Mev)	2.3 (Mev)	3.0 (Mev)	5.0 (Mev)
UO_2	63.90	0.073	0.054	0.045	0.044	0.042
H_2O	15.07	0.070	0.055	0.045	0.040	0.030
Zircaloy	21.03	0.057	0.046	0.039	0.036	0.034

Para obtener la longitud de relajación en las diferentes energías es necesario cálcular

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\rho}{100} \sum_n (\% \, \mu)_n \qquad (7\text{-}21)$$

donde μ_n son los coeficientes lineales de atenuación de los materiales que intervienen.

Los resultados se muestran en la tabla 7-8. Con este cuadro podemos pasar a cálcular la fuente superficial equivalente del núcleo del reactor.

7-7. RADIACIONES GAMMA PRIMARIAS.

Para determinar las intensidades de las fuentes de las radiaciones gamma primarias, es decir, todos los fotones gamma que salen del núcleo del reactor, lo primero que hay que hacer es cálcular —

Tabla 7-8

$(\% \mu)_n$

E	1.0	1.5	2.3	3.0	5.0
UO_2	4.67	3.45	2.88	2.81	2.68
H_2O	1.05	0.83	0.68	0.60	0.45
Zircaloy	1.19	0.97	0.82	0.76	0.72
$\sum_n (\mu\%)_n$	6.91	5.25	4.38	4.17	3.85
$1/\lambda$	0.27	0.21	0.17	0.16	0.15
λ	3.70	4.76	5.85	6.15	6.66

las intensidades de las fuentes volumétrica y superficial totales, sumando los resultados que se obtienen de sustituir los valores que se han obtenido en las ecuaciones (7-1) y (7-8). Estos resultados se muestran en la tabla 7-9.

Para determinar el flujo de radiación gamma primario incidente sobre la vasija de presión, modificaremos la ecuación (5-35) que vale para una fuente plana circular de radio R_o por la de una fuente plana infinita, dandole la forma

$$\phi = \frac{S_A}{2} \sum_{n=1}^{N} A_n E_1(b_{1n}) \qquad (7\text{-}22)$$

donde S_A es la intensidad de la fuente superficial total y $b_{1n} = (1 + \alpha_n)b_1 = \mu(1 + \alpha_n)a$

De la tabla 7-5, sabemos cual es el espesor de agua que hay entre el núcleo del reactor y la vasija de presión, y de la tabla III-1 en el apendice III podemos obtener el coeficiente de atenuación másico para el agua en condiciones normales para todas las energías de interes, sin embargo, cuando el reactor se encuentra en operación, la densidad del agua disminuye y podemos obtener el coeficiente de atenuación lineal para el agua en condiciones de operación ya que sabemos que la densidad del agua durante el tiempo de operación del reactor es de 0.73, mediante la relación

$$\mu_2 = \mu_1 \frac{\rho_2}{\rho_1} \qquad (7\text{-}23)$$

donde los subíndices 1 y 2 se refieren al agua en condiciones normales y en condiciones de operación del reactor respectivamente.

Los valores de A_n y α_n se obtienen de la tabla III-2 que se encuentra en el apendice III. Sustituyendo estos valores en la ecuación (7-22) y sustituyendo los valores de E_1, que se encuentra tabuda en el apendice II, obtenemos la intensidad de los flujos que llegan a la cara interna de la vasija. Como este flujo se basa en la hipótesis de una fuente plana infinita, para realizar la transformación a una fuente cilíndrica se hace uso de la relación (2)

$$\phi(\text{cilíndro}) = \sqrt{\frac{r}{r_o}}\,\phi(\text{plano infinito en } r_o - r) \qquad (7\text{-}24)$$

siendo r el radio del cilíndro y r_o la distancia desde el eje al punto de observación. Estos resultados se encuentran tabulados en la tabla 7-9.

Para determinar la atenuación que sufre la radiación al atravesar el espesor de la vasija utilizamos la ecuación (7-22), pero como la radiación ya tiene una dirección definida no es necesario dividir esta ecuación entre dos. Tampoco vamos a utilizar la ecuación (7-24) ya que sólo es necesario el utilizar la transformación a fuente cilíndrica una vez, en su lugar utilizaremos la relación de atenuación por ángulo sólido (2).

$$\phi_i = \frac{r}{r_o}\,\phi_f \qquad (7\text{-}25)$$

donde ϕ_i es el flujo de radiación que incide en el blindaje y ϕ_f es el flujo de radiación que sale del blindaje. Estos resultados se encuentran tabulados en la tabla 7-9.

Para cálcular la atenuación de la radiación en la capa de aire que hay entre la vasija y el blindaje de sacrificio solamente se utiliza la ecuación (7-25), ya que en el aire consideramos que sólo habrá atenuación por ángulo sólido.

Como el blindaje de sacrificio esta compuesto por capas alternadas de Hierro y Concreto vamos a utilizar la relación (23).

$$\phi = S_A\, B\left\{\exp[-(\mu_1 a_1 + \mu_2 a_2)]\right\} \qquad (7\text{-}26)$$

donde μ_1 y μ_2 son los coeficientes de atenuación de la primera y de la segunda capa, a_1 y a_2 son los espesores respectivos y B es el factor de acumulación apropiado para el caso que se este analizando.

En nuestro problema, como la capa interior de Hierro es muy delgada podemos suponer que la primer capa del blindaje de sacrificio que encuentra la radiación es la capa de concreto, seguida por una capa de Hierro. Hay que hacer notar que el espesor de esta capa de Hierro será la suma de los espesores de las dos capas de Hierro que forman el blindaje de sacrificio.

Para obtener el factor de acumulación apropiado vamos a utilizar las reglas que vimos en el capítulo 5 para blindajes compuestos. En nuestro problema, como el número atómico del concreto es menor que él del Hierro y éste se encuentra después del concreto, el factor de acumulación que se debe de utilizar es el del Hierro. Los resultados obtenidos al aplicar la ecuación (7-26), se encuentran tabulados en la tabla 7-9.

Para determinar la atenuación en el foso seco y en el recubrimiento de concreto del contenedor primario se utilizan los mismos procedimientos que se han discutido anteriormente y los resultados obtenidos se encuentran tabulados en la tabla 7-9.

La tabla 7-10 se refiere a los flujos proporcionados en el informe de seguridad de la primera etapa para la Planta. Esta tabla nos va a servir para que podamos comparar los flujos obtenidos utilizando formulas sencillas con los flujos que se obtienen utilizando métodos mas complicados.

7-8. NEUTRONES RAPIDOS.

Para obtener la intensidad de la fuente volumétrica debida a los neutrones rápidos debemos de sustituir los datos que se obtuvierón de la ecuación (7-19) en la ecuación (7-17), es decir

$$S_V = 3.99 \times 10^{12} \text{ neutrones}/(\text{cm}^3)(\text{seg}) \qquad (7\text{-}27)$$

La sección eficaz macroscópica de remoción en el núcleo del reactor se calcula a partir de los datos de la composición del núcleo y de las secciones eficaces que figuran en la tabla III-3; el resultado a que se llega es

$$\mu_V = 5.35 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \qquad (7\text{-}28)$$

y por lo tanto la intensidad de la fuente superficial equivalente basada en una fuente volumétrica infinita es

Tabla 7-9

FUENTES SUPERFICIALES PRODUCIDAS EN EL NUCLEO DEL REACTOR EN (Mev/(cm2)(seg))

	Energías de los diferentes grupos (Mev)				
Fuente superficial producida por:	1.0	1.5	2.3	3.0	5.0
Rayos gamma inmediatos	1.35×10^{13}	6.04×10^{12}	7.89×10^{12}	1.46×10^{12}	2.11×10^{12}
Rayos gamma de decaimiento	4.16×10^{11}	5.36×10^{11}	1.20×10^{11}	9.44×10^{09}	
Fuente superficial total	1.15×10^{13}	6.58×10^{12}	8.00×10^{12}	1.47×10^{12}	2.11×10^{12}

Nota: Las fuentes de rayos gamma de decaimiento se calcularon utilizando los valores de $E_{\gamma}(\infty,0)'$.

Tabla 7-9

FLUJOS DE RAYOS GAMMA QUE INCIDEN EN LAS DIFERENTES CAPAS DEL BLINDAJE EN (Mev/(cm^2)(seg))

Flujo incidente en:	Energías de los diferentes grupos (Mev) 1.0	1.5	2.3	3.0	5.0
Vasija del reactor	1.35×10^{11}	1.05×10^{11}	2.24×10^{11}	6.64×10^{10}	7.88×10^{10}
Capa de aire entre la vasija y el muro de sacrificio	1.92×10^{08}	5.32×10^{08}	2.38×10^{09}	1.11×10^{09}	1.20×10^{09}
Muro de sacrificio	1.64×10^{08}	4.54×10^{08}	2.03×10^{09}	9.42×10^{08}	1.02×10^{09}
Capa de aire entre el muro de sacrificio y el blindaje biológico	1.09×10^{02}	3.82×10^{03}	1.22×10^{05}	1.80×10^{05}	8.16×10^{05}
Recubrimiento del contenedor	4.44×10^{01}	1.55×10^{03}	4.96×10^{04}	7.33×10^{04}	3.32×10^{05}
Intensidad del flujo que atraviesa el recubrimiento del contenedor	6.80×10^{-14}	7.49×10^{-10}	2.16×10^{-06}	5.59×10^{-05}	1.71×10^{-02}

Tabla 7-10

FLUJOS DE RAYOS GAMMA QUE INCIDEN EN LAS CAPAS DEL BLINDAJE EN (Mev/(cm^2)(seg)).

OBTENIDOS EN EL INFORME DE SEGURIDAD DE LA PRIMERA ETAPA

	Energías de los diferentes grupos (Mev)				
Flujo incidente en:	1.0	1.5	2.3	3.0	5.0
Capa de aire entre la vasija y el muro de sacrificio	5.10×10^{07}	2.60×10^{08}	1.60×10^{09}	1.00×10^{10}	2.90×10^{09}
Muro de sacrificio	4.20×10^{07}	2.10×10^{08}	1.30×10^{09}	8.40×10^{09}	2.30×10^{09}
Capa de aire entre el muro de sacrificio y el blindaje biológico	2.80×10^{02}	1.20×10^{04}	4.10×10^{05}	7.90×10^{06}	8.20×10^{06}

$$S_A = \frac{S_V}{\mu_V} = 7.46 \times 10^{13} \text{ neutrones/(cm}^2\text{)(seg)}$$

El cálculo de la atenuación de los neutrones rápidos en el blindaje se lleva a cabo utilizando la teoria de remoción (24). Como se supone una fuente plana infinita, la ecuación que se vá a utilizar es (24)

$$\phi = \frac{S_A}{2}[E_1(\Sigma_R a)] \qquad (7\text{-}30)$$

donde S_A es la intensidad de la fuente superficial, Σ_R es la sección eficaz macroscópica de remoción para el material en cuestión y a es su espesor.

Como el reflector esta formado por agua debemos de multiplicar la ecuación (7-30) por A = 0.12 que es una constante de normalización para el agua (24). Los resultados que se obtengan se deben de transformar del modo usual, a una fuente cilíndrica.

Para determinar la atenuación que sufre la radiación al atravesar el espesor de la vasija utilizamos la ecuación (7-30), pero como esta radiación ya tiene una dirección definida no es necesario dividirla entre dos. El resultado se transforma por la ecuación (7-25).

Para cálcular la atenuación de los neutrones rápidos en la capa de aire se utiliza la ecuación (7-25).

En el caso del blindaje de sacrificio el argumento de la función E_1 que aparece en la ecuación (7-30) debe de ser la suma de los terminos $\Sigma_R a$ correspondientes a todas las capas que lo forman. El resultado se transforma por la ecuación (7-25).

Para determinar la atenuación de los neutrones rápidos en el foso seco y en el recubrimiento de concreto de la vasija se utilizan los mismos procedimientos que se han discutido anteriormente para la capa de aire y la vasija. Los resultados se encuentran tabulados en la tabla 7-11.

7-9. RADIACION GAMMA SECUNDARIA.

Como ya hemos indicado anteriormente, se hace la aproximación de suponer que los fotones secundarios se producen, por captura de neutrones térmicos, en el plano medio de la capa correspondiente, --

Tabla 7-11

FLUJO DE NEUTRONES RAPIDOS QUE INCIDEN EN LAS CAPAS DEL BLINDAJE EN (neutrones/(cm^2)(seg))

Flujo incidente en:	
Vasija del reactor	7.16×10^{07}
Capa de aire entre la vasija y el muro de sacrificio	1.93×10^{06}
Muro de sacrificio	1.65×10^{06}
Capa de aire entre el muro de sacrificio y el blindaje biológico	2.68×10^{02}
Recubrimiento del contenedor	1.09×10^{02}
Intensidad del flujo que atraviesa el recubrimiento del contenedor	1.71×10^{-09}

siempre que el grosor de ésta sea mayor que una longitud de relajación.

Para cálcular el flujo de neutrones térmicos en el núcleo del reactor vamos a hacer la aproximación de que el flujo y la densidad de potencia en el reactor no cambia con la distancia, ni con el tiempo. Entonces el flujo de neutrones térmicos en el núcleo del reactor estara determinado por (2)

$$\phi_s(0) = P(V)/\gamma\overline{\Sigma}_f \qquad (7\text{-}31)$$

donde P(V) es la densidad de potencia inicial del reactor, $\phi_s(0)$ es el flujo térmico inicial, $\gamma = 3.20 \times 10^{-11}$ joules y $\overline{\Sigma}_f$ es la sección eficaz térmica promedio de fisión, determinada por la relación (1)

$$\overline{\Sigma}_f = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\, g_f(T)\left(\frac{T_o}{T}\right)^{1/2}\Sigma_f(E_o) \qquad (7\text{-}32)$$

donde $g_f(T)$ es el factor de fisión "no - 1/v", que debe de ser incluido ya que la sección eficaz de fisión no tiene un comportamiento 1/v; $\Sigma_f(E_o)$ es la sección eficaz macroscópica de fisión a la energía de termalización, $T_o = 293.61$ °K y T es la temperatura de --

operación del reactor en grados Kelvin.

Sustituyendo valores en la ecuación (7-31) obtenemos que el flujo medio de neutrones térmicos en el núcleo del reactor es de

$$\phi_s = 9.83 \times 10^{10} \text{ neutrones}/(\text{cm}^3)(\text{seg})$$

Para cálcular la intensidad del flujo térmico que incide en una siguientes capas de blindaje, vamos a utilizar la ecuación de transmisión del flujo térmico que incide en una de estas capas, es decir

$$\phi_s(a) = \phi_s(0)\exp[-(a/L)] \qquad (7\text{-}34)$$

donde a es el espesor de la capa de blindaje considerada y L es la longitud de difusión del material de esta capa.

Hay que aclarar que el flujo térmico que llega a una capa se va a incrementar debido a la contribución de los neutrones rápidos que han sido termalizados. Para incluir esta contribución debemos de cálcular cuál es la cantidad del flujo rápido que ha sido termalizado en el plano medio de la capa de blindaje que se está considerando (2). Esta cantidad esta determinada como la probabilidad de que un neutrón rápido sea termalizado al atravesar la mitad del espesor del blindaje que se esta considerando, es decir

$$\phi_s = (a/2)\Sigma_R\phi_f \qquad (7\text{-}35)$$

donde Σ_R es la sección eficaz de remoción para el elemento considerado, ϕ_f es el flujo de neutrones rápidos y a/2 es la mitad del espesor del blindaje considerado. Una vez que se conoce cual es el flujo térmico que existe en el plano medio del blindaje se procede a cálcular la transmisión del flujo térmico mediante la ecuación (7-34) solamente que en este caso a = a/2 ya que se esta considerando la fuente de neutrones colocada a la mitad del espesor. Las intensidades de de los dos flujos térmicos obtenidos se suman para obtener el flujo térmico total que incide en la siguiente capa de blindaje. Los resultados obtenidos estan tabulados en la tabla 7-12.

La producción de fotones secundarios (por cm^3 y por segundo) en una capa cualquiera está determinada por la probabilidad de que un neutrón térmico sea absorbido al atravesar un espesor a de blindaje esta dado por (2)

$$\phi_\gamma = a\Sigma_a\phi_s \qquad (7\text{-}36)$$

Tabla 7-12

FLUJO DE NEUTRONES TERMICOS QUE INCIDEN EN LAS CAPAS DEL BLINDAJE EN (neutrones/(cm^2)(seg))

Flujo incidente en:	
Vasija del reactor	1.11×10^{08}
Capa de aire entre la vasija y el muro de sacrificio	1.20×10^{06}
Capa de concreto en el muro de sacrificio	1.02×10^{06}
Capa de Hierro en el muro de sacrificio	4.83×10^{05}
Capa de aire entre el muro de sacrificio y el blindaje biológico	2.34×10^{04}
Recubrimiento del contenedor	9.52×10^{03}
Intensidad del flujo que atraviesa el recubrimiento del contenedor	3.46×10^{-01}

donde Σ_a es la sección eficaz macroscópica para el elemento considerado, ϕ_s es el flujo de neutrones térmicos que inciden en la capa de blindaje considerada y a es su espesor.

Para tomar en cuenta los fotones secundarios que se producen debido a la absorción de los neutrones rápidos que se han termalizado en el plano medio de la capa considerada, utilizamos el flujo térmico que se obtenga con la ecuación (7-35) y lo sustituimos en la ecuación (7-36), sólo que en este caso el espesor estará dividido entre dos.

El valor que se obtiene se debe de sumar al valor que se obtuvo al utilizar la ecuación (7-36) para obtener el flujo total de fotones secundarios que se producen en la capa de blindaje que estamos considerando.

La atenuación de estas fuentes en cada capa será debida al material de la mitad de cada capa, dada la aproximación considerada.

Como estos fotones se pueden producir en el agua y en el concreto por captura de neutrones en el Hidrogeno, su energía será de

2.2 Mev. En el Hierro los fotones que se producen tienen una energía de 7 Mev (en promedio). Por lo tanto, la intensidad de la fuente superficial de los rayos gamma secundarios estara determinada por

Intensidad de la fuente superficial = Producción de fotones secundarios x Energía de la radiación producida (7-37)

Las intensidades de las fuentes obtenidas al utilizar la ecuación (7-37) estan tabuladas en la tabla 7-13

Tabla 7-13

INTENSIDAD DE LA FUENTE SUPERFICIAL DE LOS RAYOS GAMMA SECUNDARIOS QUE SE PRODUCEN EN EL PLANO MEDIO DE LA CAPA DE BLINDAJE EN (Mev/(cm^2)(seg))

Plano medio de:	
Capa de agua entre el núcleo y la vasija	4.17×10^{14}
Vasija del reactor	2.06×10^{09}
Capa de concreto en el muro de sacrificio	2.89×10^{06}
Capa de Hierro en el muro de sacrificio	2.30×10^{06}
Recubrimiento del contenedor	3.34×10^{04}

Para cálcular el flujo de la radiación gamma secundaria que incide en cada capa de blindaje vamos a utilizar la ecuación (7-22), ya que los fotones secundarios que se producen debido a la captura de los neutrones térmicos pueden ser emitidos en cualquier dirección. Sin embargo, como ya se hizo la transformación a fuente cilíndrica al considerar el flujo de neutrones térmicos, solamente será necesario el considerar la atenuación por ángulo sólido que esta dada por la ecuación (7-25). Recordando que en este caso la atenuación de estas fuentes será debida al material de la mitad de cada capa y las energías que se utilizarán para cálcular los coeficientes de atenuación que se necesiten serán de 2.2 Mev en los materiales hidrogenados y de 7 Mev en el Hierro. Los resultados obtenidos se encuentran tabulados en la tabla 7-14.

Tabla 7-14

FLUJOS DE RAYOS GAMMA SECUNDARIOS QUE INCIDEN EN LAS DIFERENTES CAPAS DEL BLINDAJE EN (Mev/(cm^2)(seg))

Flujo incidente en:	2.2 Mev	7.0 Mev
Vasija del reactor	5.43×10^{13}	
Capa de aire entre la vasija y el muro de sacrificio	5.22×10^{11}	1.48×10^{08}
Capa de concreto en el muro de sacrificio	4.45×10^{11}	1.26×10^{08}
Capa de Hierro en el muro de sacrificio	6.56×10^{08}	9.03×10^{05}
Capa de aire entre el muro de sacrificio y el blindaje biologico	1.48×10^{08}	9.69×10^{05}
Recubrimiento del contenedor	6.03×10^{07}	3.94×10^{05}
Intensidad del flujo que atraviesa el recubrimiento del contenedor	7.80×10^{-02}	7.21×10^{-02}

Una vez que se han obtenido las intensidades de los flujos que atraviesan el recubrimiento del contenedor se procede a cálcular la dosis en este punto, para ver si la dosis obtenida con nuestro blindaje coincide con la dosis máxima permisible.

Para determinar la dosis en mR/hr sobre la superficie del contenedor vamos a utilizar las figuras 7-8 y 7-9 (24).

Con la figura 7-8 podemos cálcular la intensidad del flujo de rayos gamma requeridos para dar una razón de exposición de 1 mR/hr como una función de la energía de los rayos gamma. Si dividimos los valores obtenidos en las tablas 7-9 y 7-14, para las intensidades de los flujos de radiación gamma que atraviesan el recubrimiento del contenedor, entre los valores obtenidos en la figura 7-8 obtenemos la razón de dosis en la superficie del contenedor en mR/hr

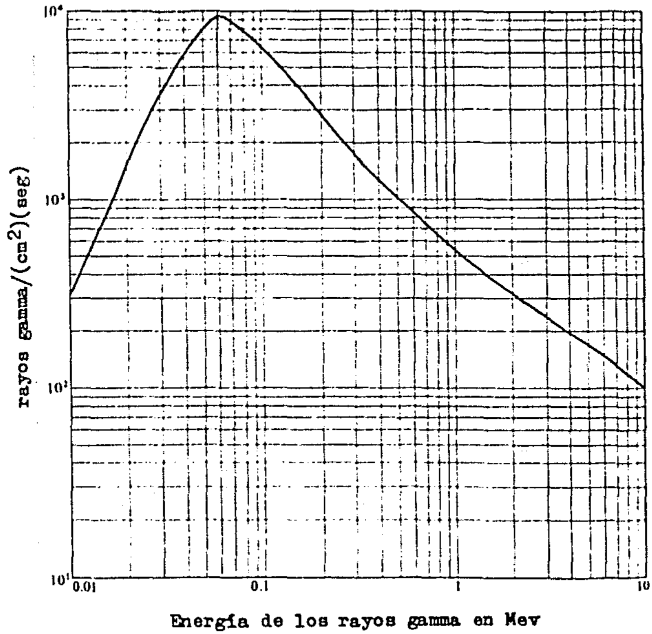

Fig. 7-8. Intensidad del flujo de rayos gamma requerido para dar una razón de exposición de un mR/hr como una función de la energía de los rayos gamma.

Sin embargo, a nosotros nos interesa cálcular cual es la razón de dosis en mrem/hr, ya que la dosis máxima permisible esta dada en mrem/hr. Para poder transformar los valores obtenidos a mrem/hr vamos a utilizar la relación (25)

$$1R = 0.86/FC \quad \text{rems} \qquad (7\text{-}38)$$

donde FC es el factor de calidad discutido en el capítulo 3.

Los valores obtenidos al utilizar la ecuación (7-38) están tabulados en la tabla 7-15.

Con la figura 7-9 podemos calcular el flujo de neutrones que da una razón de dosis equivalente a 1 mrem/hr como una función de la —

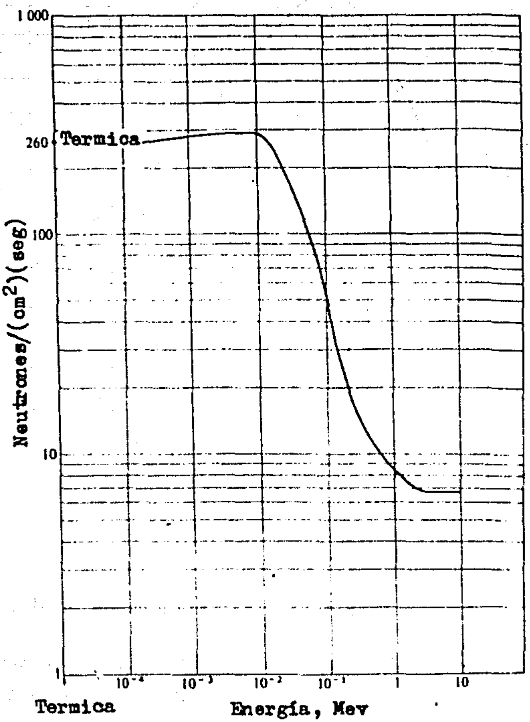

Fig. 7-9. Flujo de neutrones que da una razón de dosis de un mrem/hr como una función de la energía de los neutrones.

energía de los neutrones. Si dividimos el valor obtenido en la tabla 7-11, para el flujo de neutrones rápidos que atraviesan el recubrimiento del contenedor, entre 7 neutrones/(cm^2)(seg), ya que éste es el valor que nos da la figura 7-9 para neutrones con energías comprendidas entre 1 y 10 Mev, tomando este valor con el propósito de hacer cálculos conservadores, obtendremos la razón de dosis debida a los neutrones rápidos en mrem/hr.

También en la figura 7-9 tenemos que el flujo de neutrones tér micos que da una razón de dosis equivalente a 1 mrem/hr es de 260 - neutrones/(cm^2)(seg). De ahí que la razón de dosis debida a los neutrones térmicos vendrá dada por el valor obtenido en la tabla 7-11 para los neutrones térmicos que atraviesan el recubrimiento del contenedor entre el valor obtenido en la figura 7-9. Los valores obtenidos se encuentran tabulados en la tabla 7-15.

Tabla 7-15

RAZON DE DOSIS EN LA SUPERFICIE DEL CONTENEDOR

Rayos gamma en Mev	Dosis en mrem/hr
1.0	1.44×10^{-16}
1.5	2.17×10^{-12}
2.2	3.02×10^{-04}
2.3	8.66×10^{-09}
3.0	2.60×10^{-07}
5.0	1.10×10^{-04}
7.0	5.99×10^{-04}
Neutrones térmicos	1.33×10^{-03}
Neutrones rápidos	2.44×10^{-10}

Ya que las dosis en rems son aditivas independientemente del tipo de radiación que las produce si sumamos todas las dosis que aparecen en la tabla 7-15 obtendremos la razón de dosis total en la superficie del contenedor.

La razón de dosis total en la superficie
del contenedor = 2.34×10^{-03} mrem/hr

En el capítulo 3 vimos que la dosis máxima permisible es de 5 - rems por año. Como esta dosis esta basada en una semana de 40 horas laborables, tenemos que la dosis máxima permisible en una hora es de 2.2 mrem/hr.

Si comparamos esta dosis con la que obtuvimos en la superficie del contenedor, vemos que la dosis que obtuvimos utilizando métodos sencillos se encuentra por debajo de los limites de las dosis permisibles.

El valor obtenido era de esperarse a pesar de haber sobreestimado el valor de la fuente en nuestros cálculos iniciales ya que para simplificar los cálculos también omitimos un cierto número de — factores que reducen la intensidad de la radiación como son:

Que entre la vasija y el núcleo del reactor existe una vaina - de Hierro lo cual implica que atenuará mas la radiación que llega a la vasija que si solo existiera reflector. También utilizamos los - coeficientes de atenuación y de acumulación para el Hierro a pesar de que la vasija y el blindaje de sacrificio estan formados por acero y es de esperarse alguna variación.

Los valores presentados en la tabla 7-10 son mayores que los - cálculados, debido a que no consideramos que los neutrones al interaccionar con el agua producen la reacción $^{16}O(n,p)^{16}N$, la cual genera un rayo gamma con una energía que va de 6.13 a 7.12 Mev y esta radiación, al irse atenuando, contribuirá a aumentar los valores — que obtuvimos en la tabla 7-9.

Por lo anterior podemos concluir que utilizando métodos sencillos y un cierto número de aproximaciones para simplificar los cálculos podemos obtener intensidades de radiación y dosis similares a las que se obtuvieron utilizando métodos mas complicados y mas exactos.

CONCLUSIONES

En este trabajo se han presentado los aspectos básicos acerca del blindaje de los reactores. Estos blindajos son importantes debido a que sirven para proteger a las personas que laboran en una planta nuclear y al publico en general.

En mi concepto, para poder estudiar acerca de los blindajes es necesario conocer la forma en que la radiación interacciona con la materia ya que esto nos permitira conocer cual es la forma en que se atenua la radiación. En los primeros capítulos se hizo un estudio de cuales fuentes eran las mas importantes, desde el punto de vista del blindaje en un reactor, y la forma en que estas radiaciones interaccionan con la materia.

También es importante considerar la geometría de la fuente, ya que la intensidad de la radiación que atraviesa un espesor de blindaje estara relacionada con la geometría de la fuente y con el factor de acumulación.

Una vez que se conoce la geometría de la fuente se puede cálcular el espesor del blindaje mediante métodos seminuméricos. Sin embargo, en esta tesis se hizo un cálculo para determinar el espesor del blindaje de un reactor de agua hirviente (BWR) utilizando métodos sencillos, como los que se estudiaron en los primeros capítulos y algunas aproximaciones teóricas para simplificar los cálculos. Los resultados obtenidos se encuentran tabulados en la tabla 7-9. Comparando estos resultados con los que aparecen en la tabla 7-10, en la cual se muestran los valores que se obtuvieron utilizando métodos mas complicados, podemos saber que tan exactos son los métodos sencillos en comparación con los métodos mas complicados. Como en nuestro problema los valores obtenidos utilizando métodos sencillos se aproximan bastante a los valores obtenidos utilizando métodos mas complicados podemos concluir que los métodos sencillos son correctos dentro de un 20% de aproximación.

Sin embargo, en los cálculos anteriores solo estabamos considerando los rayos gamma primarios y en el caso de los reactores nucleares también hay que considerar rayos gamma secundarios, neutrones rápidos y neutrones térmicos. Los valores obtenidos para estas radiaciones se encuentran tabulados en las tablas 7-11, 7-12 y 7-14. Sin embargo, como no pudimos encontrar estos valores cálculados por métodos mas complicados, para comprobar estos datos tuvimos que basarnos en las dosis máximas permisibles. Para poder hacer ésto, tuvimos que cambiar nuestros flujos de radiación a dosis de radiación y después sumando los valores obtenidos encontramos que las dosis - obtenidas utilizando métodos sencillos estaban comprendidas dentro de las dosis de seguridad deseadas. Por lo que podemos concluir que los métodos sencillos dan una buena aproximación y se pueden utilizar en caso de que se tenga que estimar rapidamente la dosis en un punto determinado y no se tenga tiempo de utilizar los programas de computación.

En otras palabras, los métodos sencillos permiten tener una — buena idea de los ordenes de magnitud de los espesores de blindaje o de las dosis resultantes. Sin embargo, es necesario recurrir a — métodos mas elaborados cuando se requieren resultados precisos.

Por ultimo, hay que aclarar que el objetivo de la tesis, que - era el de discutir los métodos para cálculo de blindajes de los —— reactores nucleares, se cubrió al discutir y comparar estos métodos. Sin embargo, no se calculo el blindaje del reactor de Laguna Verde con estos métodos, ya que esto se habia hecho con anterioridad y — considere que era mas importante el comparar los resultados de estos métodos con los de los metodos sencillos.

APENDICE I

LA FUNCION INTEGRAL DE SIEVERT

Esta es una función de dos variables la cual esta definida como

$$F(\theta,x) = \int_0^{\theta} e^{-x\sec\theta}\, d\theta$$

donde θ está restringida a valores menores que $\pi/2$. Las figuras AI-1 y AI-2 muestran $F(\theta,x)$ como una función de x para diferentes valores de θ. En las graficas se puede observar que $F(\theta,x)$ decrece mas o menos exponencialmente con x y aumenta con θ. Para valores grandes de θ (cerca de $\pi/2$) y x, $F(\theta,x)$ puede ser cálculada mediante la relación

$$F(\theta,x) = \left(\frac{\pi}{2x}\right)^{1/2} e^{-x}\left(1 - \frac{3}{8x}\right)$$

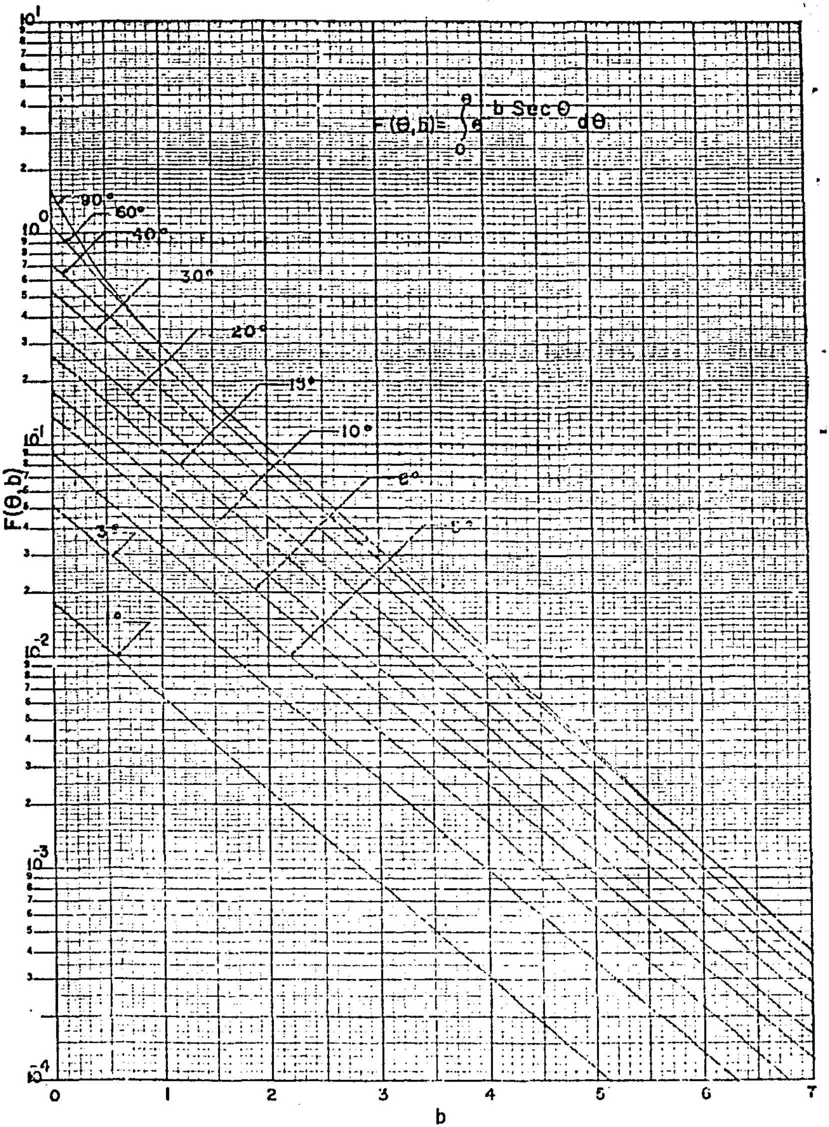

Fig. AI-1. Grafica de la función integral de Sievert.

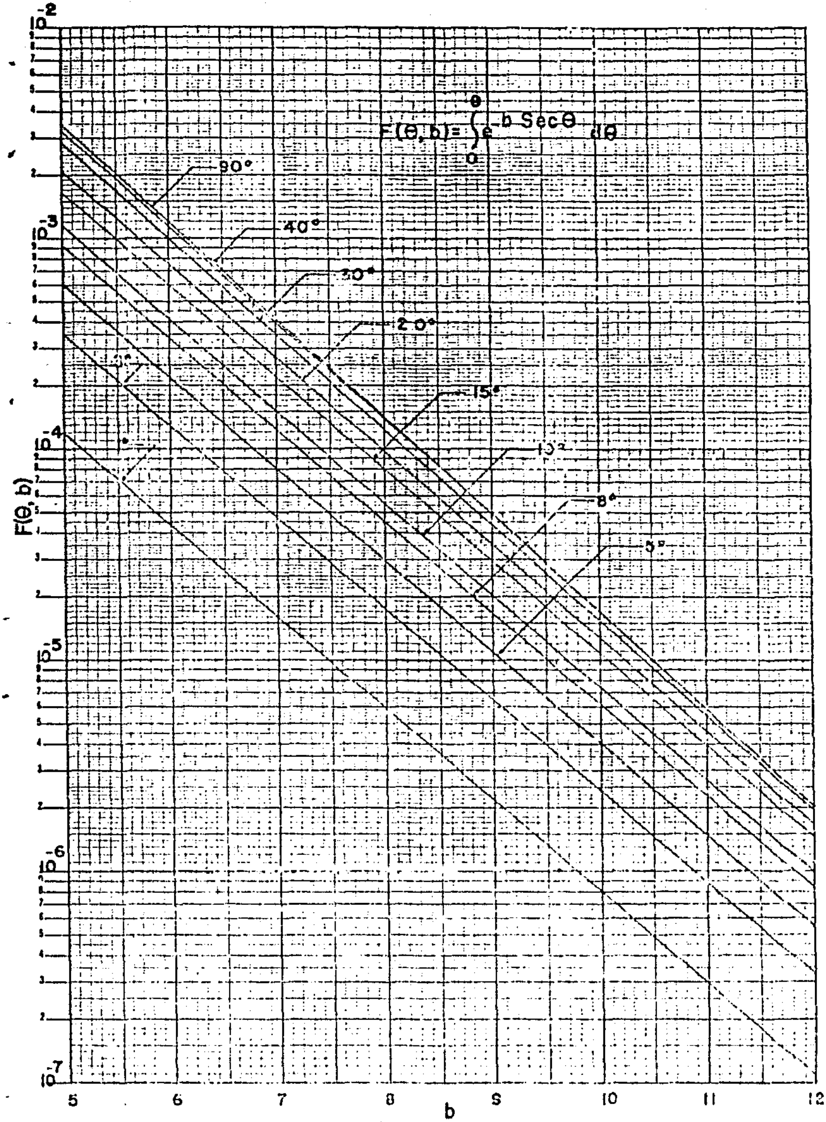

Fig. AI-2. Grafica de la función integral de Sievert.

APENDICE II

LA FUNCION E_n

Las funciones

$$E_n(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-xt}}{t^n}\,dt = x^{n-1}\int_1^\infty \frac{e^{-t}}{t^n}\,dt$$

se encuentran frecuentemente en los cálculos de blindajes. Estas funciones han sido discutidas por Placzek y LeCaine (26 - 27). Entre todas las formulas y relaciones dadas en estas referencias las mas usuales son:

$$E_0(x) = e^{-x}/x$$

$$E_n(x) = \int_x^\infty E_{n-1}(x')dx'$$

$$E_n'(x) = -\,E_{n-1}(x)$$

$$E_n(x) = \frac{1}{n-1}\left[e^{-x} - xE_{n-1}(x)\right] \qquad n > 1$$

$$E_n(x) = \sum_{\substack{m=0\\ m\neq n-1}}^{\infty} \frac{(-x)^m}{(n-1-m)m!} + (-1)^n \frac{x^{n-1}}{(n-1)!}(\gamma + \log x - A_n) \qquad n > 0$$

donde

$$\gamma = 0.577216, \qquad A_1 = 0, \qquad A_n = \sum_{m=1}^{n-1}\frac{1}{m}$$

En particular

$$E_1(x) = -(\gamma + \log x) + x - \frac{x^2}{4} + \frac{x^3}{18} - \cdots$$

$$E_2(x) = 1 + x(\gamma + \log x) - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{12} - \cdots$$

$$E_n(0) = \frac{1}{n-1} \qquad n > 1$$

Una expansión asintotica para $x \gg 1$ es

$$E_n(x) = \frac{e^{-x}}{x}\left[1 - \frac{n}{x} + \frac{n(n+1)}{x^2} - \frac{n(n+1)(n+2)}{x^3} + \cdots\right]$$

Algunas integrales que involucran la función E_n son:

$$\int x^m E_n(ax+b)dx = -\sum_{i=0}^{m} \frac{m!}{(m-i)!}\frac{x^{m-i}}{a^{i+1}} E_{n+i+1}(ax+b) \qquad m \geq 0$$

$$\int_0^\infty x^m E_n(ax+b)dx = \frac{m!\,E_{n+m+1}(b)}{a^{m+1}}$$

$$\int \frac{E_n(ax)}{x^m}dx = \frac{1}{x^{m-n}}\int \frac{E_m(ax)}{x^n}dx$$

$$\int \frac{E_n(ax)}{x^m}dx = -\sum_{i=1}^{m-1} \frac{(n-i-2)!}{(n-1)!}\frac{(-a)^i}{x^{m-i-1}} E_{m-i}(ax)$$

$$-\frac{(-1)^m a^{m-1}(n-m-1)!}{(n-1)!} E_{n-m+1}(ax) \qquad m < n$$

$$\int e^{kx}E_n(ax+b)dx = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{a^i}{k^{i+1}} e^{kx}E_{n-i}(ax+b)$$

$$-\frac{a^{n-1}}{k^n} e^{-kb/a} E_1\left[\frac{ax+b}{1-k/a}\right]$$

$$\int_0^\infty e^{-kx}E_n(x)dx = \sum_{i=0}^{n-2} \frac{(-1)^i}{k^{i+1}}\frac{1}{n-i-1} + (-1)^{n-1}\frac{\log(1+k)}{k^n}$$

$$k \geq -1$$

Las tablas A-II reproducen una lista de valores de $E_n(x)$ para $n = 0, 1, 2$ y 3 y para x desde 0 hasta 10. Estas tablas no son útiles para x mayores de 10, pero para estos valores la variación de estas funciones es similar a la exponencial. Para propositos del blindaje la función E_n en esta región se puede aproximar mediante la relación

$$E_n(x) \sim e^{-x}Q_n(x)$$

$$Q_n(x) = \frac{1}{x+n} + \frac{n}{(x+n)^3}$$

Tabla A-II

LA FUNCION E_n

x	$E_o(x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$
0.00	∞	∞	1.0000000	0.5000000
0.01	99.0049834	4.0379296	0.9496705	0.4902766
0.02	49.0099337	3.3547078	0.9131045	0.4809683
0.03	32.3481844	2.9591187	0.8816720	0.4719977
0.04	24.0197360	2.6812637	0.8535389	0.4633239
0.05	19.0245885	2.4678985	0.8278345	0.4549188
0.06	15.6960756	2.2953069	0.8040461	0.4467609
0.07	13.3199117	2.1508382	0.7818352	0.4388327
0.08	11.5389543	2.0269410	0.7609611	0.4311197
0.09	10.1547909	1.9187448	0.7412442	0.4236096
0.10	9.0483742	1.8229240	0.7225450	0.4162915
0.11	8.1439467	1.7371067	0.7047524	0.4091557
0.12	7.3910036	1.6595418	0.6877754	0.4021937
0.13	6.7545802	1.5888993	0.6715385	0.3953977
0.14	6.2097017	1.5241457	0.6559778	0.3887607
0.15	5.7380532	1.4644617	0.6410387	0.3822761
0.16	5.3258987	1.4091867	0.6266739	0.3759380
0.17	4.9627342	1.3577807	0.6128421	0.3697408
0.18	4.6403901	1.3097961	0.5995069	0.3636795
0.19	4.3524165	1.2648584	0.5866360	0.3577491
0.20	4.0936538	1.2226505	0.5742006	0.3519453
0.21	3.8599250	1.1829020	0.5621748	0.3462638
0.22	3.6478127	1.1453801	0.5505352	0.3407005
0.23	3.4544939	1.1098831	0.5392605	0.3352518
0.24	3.2776161	1.0762354	0.5283314	0.3299142
0.25	3.1152031	1.0442826	0.5177301	0.3246841
0.26	2.9655830	1.0138887	0.5074405	0.3195585
0.27	2.8273315	0.9849331	0.4974476	0.3145343
0.28	2.6992276	0.9573083	0.4877374	0.3096086

x	$E_0(x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$
0.29	2.5802192	0.9309182	0.4782973	0.3047787
0.30	2.4693941	0.9056766	0.4691152	0.3000418
0.31	2.3659579	0.8815057	0.4601802	0.2953956
0.32	2.2692157	0.8583352	0.4514818	0.2908374
0.33	2.1785568	0.8361012	0.4430104	0.2863652
0.34	2.0934421	0.8147456	0.4347568	0.2819765
0.35	2.0133945	0.7942154	0.4267127	0.2776693
0.36	1.9379898	0.7744622	0.4188699	0.2734416
0.37	1.8668495	0.7554414	0.4112210	0.2692913
0.38	1.7996353	0.7371121	0.4037588	0.2652165
0.39	1.7360433	0.7194367	0.3964766	0.2612155
0.40	1.6758001	0.7023801	0.3893680	0.2572864
0.41	1.6186591	0.6859103	0.3824270	0.2534276
0.42	1.5643972	0.6699973	0.3756479	0.2496373
0.43	1.5128118	0.6546134	0.3690253	0.2459141
0.44	1.4637191	0.6397328	0.3625540	0.2422563
0.45	1.4169514	0.6253313	0.3562291	0.2386625
0.46	1.3723558	0.6113865	0.3500458	0.2351313
0.47	1.3297921	0.5978774	0.3439999	0.2316612
0.48	1.2891321	0.5847843	0.3380869	0.2282508
0.49	1.2502579	0.5720888	0.3323029	0.2248990
0.50	1.2130613	0.5597736	0.3266439	0.2216044
0.51	1.1774423	0.5478224	0.3211062	0.2183657
0.52	1.1433087	0.5362198	0.3156863	0.2151818
0.53	1.1105754	0.5249515	0.3103807	0.2120516
0.54	1.0791634	0.5140039	0.3051862	0.2089739
0.55	1.0489997	0.5033641	0.3000996	0.2059475
0.56	1.0200162	0.4930200	0.2951179	0.2029715
0.57	0.9921499	0.4829600	0.2902382	0.2000448
0.58	0.9653420	0.4731734	0.2854578	0.1971664
0.59	0.9395378	0.4636498	0.2807739	0.1943353
0.60	0.9146861	0.4543795	0.2761839	0.1915506
0.61	0.8907391	0.4453531	0.2716855	0.1888114
0.62	0.8676523	0.4365619	0.2672761	0.1861166

x	$E_0(x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$
0.63	0.8453838	0.4279973	0.2629535	0.1834656
0.64	0.8238944	0.4196516	0.2587154	0.1808573
0.65	0.8031473	0.4115170	0.2545597	0.1782910
0.66	0.7831081	0.4035863	0.2504844	0.1757658
0.67	0.7637441	0.3958526	0.2464874	0.1732810
0.68	0.7450250	0.3883092	0.2425667	0.1708358
0.69	0.7269218	0.3809500	0.2387206	0.1684294
0.70	0.7094076	0.3737688	0.2349471	0.1660612
0.71	0.6924566	0.3667600	0.2312446	0.1637303
0.72	0.6760448	0.3599179	0.2276114	0.1614360
0.73	0.6601493	0.3532374	0.2240457	0.1591778
0.74	0.6447485	0.3467133	0.2205461	0.1569549
0.75	0.6298221	0.3403408	0.2171109	0.1547667
0.76	0.6153506	0.3341153	0.2137388	0.1526125
0.77	0.6013157	0.3280323	0.2104282	0.1504917
0.78	0.5877000	0.3220876	0.2071777	0.1484037
0.79	0.5744871	0.3162770	0.2039860	0.1463479
0.80	0.5616612	0.3105966	0.2008517	0.1443238
0.81	0.5492075	0.3050425	0.1977736	0.1423307
0.82	0.5371118	0.2996112	0.1947504	0.1403681
0.83	0.5253606	0.2942992	0.1917810	0.1384355
0.84	0.5139411	0.2891029	0.1888641	0.1365324
0.85	0.5028411	0.2840193	0.1859986	0.1346581
0.86	0.4920489	0.2790451	0.1831833	0.1328122
0.87	0.4815535	0.2741773	0.1804173	0.1309943
0.88	0.4713442	0.2694130	0.1776994	0.1292037
0.89	0.4614110	0.2647495	0.1750287	0.1274401
0.90	0.4517441	0.2601839	0.1724041	0.1257030
0.91	0.4423343	0.2557138	0.1698247	0.1239919
0.92	0.4331729	0.2513364	0.1672895	0.1223063
0.93	0.4242513	0.2470495	0.1647977	0.1206459
0.94	0.4155615	0.2428506	0.1623482	0.1190102
0.95	0.4070958	0.2387375	0.1599404	0.1173988
0.96	0.3988468	0.2347080	0.1575732	0.1158113

x	$E_0(x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$
0.97	0.3908073	0.2307599	0.1552459	0.1142472
0.98	0.3829705	0.2268912	0.1529578	0.1127063
0.99	0.3753300	0.2230998	0.1507079	0.1111880
1.00	0.3678794	0.2193839	0.1484955	0.1096920
1.01	0.3606129	0.2157416	0.1463199	0.1082179
1.02	0.3535245	0.2121711	0.1441804	0.1067654
1.03	0.3466087	0.2086706	0.1420763	0.1053342
1.04	0.3398603	0.2052384	0.1400068	0.1039238
1.05	0.3332740	0.2018728	0.1379713	0.1025339
1.06	0.3268451	0.1985723	0.1359691	0.1011643
1.07	0.3205687	0.1953354	0.1339996	0.0998145
1.08	0.3144403	0.1921605	0.1320622	0.0984842
1.09	0.3084555	0.1890461	0.1301562	0.0971731
1.10	0.3026101	0.1859909	0.1282811	0.0958809
1.11	0.2969000	0.1829935	0.1264362	0.0946074
1.12	0.2913212	0.1800525	0.1246210	0.0933521
1.13	0.2858701	0.1771666	0.1228350	0.0921149
1.14	0.2805430	0.1743347	0.1210775	0.0908953
1.15	0.2753363	0.1715554	0.1193481	0.0896932
1.16	0.2702467	0.1688275	0.1176462	0.0885083
1.17	0.2652709	0.1661500	0.1159714	0.0873402
1.18	0.2604057	0.1635217	0.1143231	0.0861888
1.19	0.2556481	0.1609416	0.1127008	0.0850537
1.20	0.2509952	0.1584084	0.1111041	0.0839347
1.21	0.2464440	0.1559213	0.1095325	0.0828315
1.22	0.2419919	0.1534792	0.1079855	0.0817439
1.23	0.2376362	0.1510812	0.1064627	0.0806717
1.24	0.2333744	0.1487262	0.1049637	0.0796146
1.25	0.2292038	0.1464134	0.1034881	0.0785723
1.26	0.2251222	0.1441418	0.1020353	0.0775447
1.27	0.2211273	0.1419106	0.1006051	0.0765316
1.28	0.2172166	0.1397190	0.0991970	0.0755326
1.29	0.2133882	0.1375660	0.0978106	0.0745476
1.30	0.2096398	0.1354510	0.0964455	0.0735763

x	$E_o(x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$
1.31	0.2059695	0.1333730	0.0951015	0.0726186
1.32	0.2023752	0.1313313	0.0937780	0.0716742
1.33	0.1988551	0.1293252	0.0924747	0.0707429
1.34	0.1954072	0.1273540	0.0911913	0.0698246
1.35	0.1920298	0.1254168	0.0899275	0.0689191
1.36	0.1887212	0.1235131	0.0886829	0.0680260
1.37	0.1854795	0.1216422	0.0874571	0.0671453
1.38	0.1823033	0.1198033	0.0862499	0.0662768
1.39	0.1791909	0.1179959	0.0850610	0.0654203
1.40	0.1761407	0.1162193	0.0838899	0.0645755
1.41	0.1731513	0.1144729	0.0827365	0.0637424
1.42	0.1702211	0.1127561	0.0816004	0.0629207
1.43	0.1673489	0.1110683	0.0804813	0.0621104
1.44	0.1645332	0.1094089	0.0793789	0.0613111
1.45	0.1617726	0.1077774	0.0782930	0.0605227
1.46	0.1590659	0.1061733	0.077223[illegible]	0.0597452
1.47	0.1564119	0.1045959	0.0761694	0.0589782
1.48	0.1538092	0.1030449	0.0751313	0.0582217
1.49	0.1512568	0.1015196	0.0741085	0.0574755
1.50	0.1487534	0.1000196	0.0731008	0.0567395
1.51	0.1462980	0.0985444	0.0721080	0.0560135
1.52	0.1438894	0.0970935	0.0711298	0.0552973
1.53	0.1415266	0.0956664	0.0701660	0.0545908
1.54	0.1392085	0.0942628	0.0692164	0.0538939
1.55	0.1369342	0.0928821	0.0682807	0.0532064
1.56	0.1347026	0.0915240	0.0673587	0.0525283
1.57	0.1325129	0.0901879	0.0664502	0.0518592
1.58	0.1303640	0.0888736	0.0655549	0.0511992
1.59	0.1282551	0.0875705	0.0646726	0.0505481
1.60	0.1261853	0.0860383	0.0638032	0.0499057
1.61	0.1241538	0.0850567	0.0629464	0.0492720
1.62	0.1221597	0.0838251	0.0621020	0.0486467
1.63	0.1202022	0.0826134	0.0612698	0.0480299
1.64	0.1182805	0.0814210	0.0604497	0.0474213

x	$E_0(x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$
1.65	0.1163939	0.0802476	0.0596413	0.0468209
1.66	0.1145416	0.0790930	0.0588446	0.0462284
1.67	0.1127228	0.0779567	0.0580594	0.0456439
1.68	0.1109369	0.0768384	0.0572854	0.0450672
1.69	0.1091832	0.0757378	0.0565226	0.0444982
1.70	0.1074609	0.0746546	0.0557706	0.0439367
1.71	0.1057695	0.0735885	0.0550294	0.0433827
1.72	0.1041082	0.0725392	0.0542988	0.0428361
1.73	0.1024765	0.0715063	0.0535786	0.0422967
1.74	0.1008738	0.0704895	0.0528686	0.0417645
1.75	0.0992994	0.0694887	0.0521687	0.0412393
1.76	0.0977528	0.0685034	0.0514788	0.0407211
1.77	0.0962333	0.0675335	0.0507986	0.0402097
1.78	0.0947405	0.0665787	0.0501281	0.0397051
1.79	0.0932738	0.0656386	0.0494670	0.0392071
1.80	0.0918327	0.0647131	0.0488153	0.0387157
1.81	0.0904167	0.0638019	0.0481727	0.0382308
1.82	0.0890251	0.0629047	0.0475392	0.0377522
1.83	0.0876577	0.0620213	0.0469146	0.0372800
1.84	0.0863138	0.0611515	0.0462987	0.0368139
1.85	0.0849931	0.0602950	0.0456915	0.0363540
1.86	0.0836950	0.0594515	0.0450928	0.0359001
1.87	0.0824191	0.0586210	0.0445024	0.0354521
1.88	0.0811649	0.0578031	0.0439203	0.0350100
1.89	0.0799322	0.0569976	0.0433463	0.0345737
1.90	0.0787203	0.0562044	0.0427803	0.0341430
1.91	0.0775290	0.0554231	0.0422222	0.0337180
1.92	0.0763578	0.0546537	0.0416718	0.0332986
1.93	0.0752063	0.0538959	0.0411291	0.0328846
1.94	0.0740742	0.0531495	0.0405938	0.0324759
1.95	0.0729611	0.0524144	0.0400660	0.0320727
1.96	0.0718665	0.0516903	0.0395455	0.0316746
1.97	0.0707903	0.0509770	0.0390322	0.0312817
1.98	0.0697319	0.0502744	0.0385259	0.0308939

x	$E_0(x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$
1.99	0.0686912	0.0495823	0.0380267	0.0305112
2.00	6.76676(-2)	4.89005(-2)	3.75343(-2)	3.01334(-2)
2.10	5.83126	4.26143	3.29663	2.66136
2.20	5.03651	3.71911	2.89827	2.35207
2.30	4.35908	3.25023	2.55036	2.08002
2.40	3.77991	2.84403	2.24613	1.84054
2.50	3.28340	2.49149	1.97977	1.62954
2.60	2.85668	2.18502	1.74630	1.44349
2.70	2.48909	1.91819	1.54145	1.27932
2.80	2.17179	1.68553	1.36152	1.13437
2.90	1.89735	1.48240	1.20336	1.00629
3.00	1.65957	1.30484	1.06419	0.89306
3.10	1.45320	1.14944	0.94165	0.79290
3.20	1.27382	1.01330	0.83366	0.70425
3.30	1.11767	8.93904(-3)	7.38433(-3)	6.25744(-3)
3.40	9.81567(-3)	7.89097	6.54396	5.56190
3.50	8.62782	6.97014	5.80189	4.94538
3.60	7.58992	6.16041	5.14623	4.39865
3.70	6.68203	5.44782	4.56658	3.91360
3.80	5.88705	4.82025	4.05383	3.48310
3.90	5.19023	4.26715	3.60004	3.10087
4.00	4.57891	3.77935	3.19823	2.76136
4.10	4.04212	3.34888	2.84226	2.45969
4.20	3.57038	2.96876	2.52678	2.19156
4.30	3.15548	2.63291	2.24704	1.95315
4.40	2.79030	2.33601	1.99890	1.74110
4.50	2.46867	2.07340	1.77869	1.55244
4.60	2.18518	1.84101	1.58321	1.38454
4.70	1.93517	1.63525	1.40960	1.23507
4.80	1.71453	1.45299	1.25538	1.10197
4.90	1.51971	1.29148	1.11831	0.98342
5.00	1.34759	1.14830	0.99647	0.87780
5.10	1.19544	1.02130	0.88812	0.78368
5.20	1.06088	9.0862(-4)	7.9173(-4)	6.9978(-4)

x	$E_0(x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$
5.30	9.4181(-4)	8.0861	7.0597	6.2498
5.40	8.3640	7.1980	6.2964	5.5827
5.50	7.4305	6.4093	5.6168	4.9877
5.60	6.6033	5.7084	5.0116	4.4569
5.70	5.8701	5.0855	4.4725	3.9832
5.80	5.2199	4.5316	3.9922	3.5604
5.90	4.6431	4.0390	3.5641	3.1830
6.00	4.1313	3.6008	3.1826	2.8460
6.10	3.6768	3.2109	2.8424	2.5451
6.20	3.2733	2.8638	2.5390	2.2763
6.30	2.9148	2.5547	2.2683	2.0360
6.40	2.5962	2.2795	2.0269	1.8217
6.50	2.3130	2.0343	1.8115	1.6300
6.60	2.0612	1.8158	1.6192	1.4586
6.70	1.8372	1.6211	1.4475	1.3055
6.80	1.6379	1.4476	1.2942	1.1685
6.90	1.4606	1.2928	1.1573	1.0461
7.00	1.3027	1.1548	1.0351	0.9366
7.10	1.1621	1.0317	0.9259	0.8386
7.20	1.0369	9.2188(-5)	8.2831(-5)	7.5100(-5)
7.30	9.2540(-5)	8.2387	7.4112	6.7261
7.40	8.2602	7.3640	6.6319	6.0247
7.50	7.3745	6.5831	5.9353	5.3970
7.60	6.5849	5.8859	5.3125	4.8352
7.70	5.8809	5.2633	4.7556	4.3323
7.80	5.2530	4.7072	4.2576	3.8821
7.90	4.6930	4.2104	3.8122	3.4790
8.00	4.1933	3.7666	3.4138	3.1181
8.10	3.7474	3.3700	3.0573	2.7949
8.20	3.3494	3.0155	2.7384	2.5054
8.30	2.9942	2.6986	2.4530	2.2461
8.40	2.6770	2.4154	2.1975	2.0138
8.50	2.3937	2.1621	1.9689	1.8057
8.60	2.1408	1.9356	1.7642	1.6192

x	$E_0(x)$	$E_1(x)$	$E_2(x)$	$E_3(x)$
8.70	1.9148	1.7331	1.5810	1.4521
8.80	1.7129	1.5519	1.4169	1.3024
8.90	1.5325	1.3898	1.2700	1.1682
9.00	1.3712	1.2447	1.1384	1.0479
9.10	1.2271	1.1150	1.0205	0.9400
9.20	1.0982	9.9881(-6)	9.1492(-6)	8.4335(-6)
9.30	9.8306(-6)	8.9485	8.2033	7.5668
9.40	8.8004	8.0179	7.3558	6.7896
9.50	7.8791	7.1848	6.5965	6.0927
9.60	7.0551	6.4388	5.9160	5.4677
9.70	6.3179	5.7709	5.3061	4.9071
9.80	5.6583	5.1727	4.7595	4.4044
9.90	5.0681	4.6369	4.2695	3.9533
10.00	4.5400	4.1570	3.8302	3.5488

FALLA

DE

ORIGEN

FALLA

DE

ORIGEN

Tabla A-I

COEFICIENTE MASICO DE ABSORCION (μ_a/ρ) PARA VARIOS MATERIALES EN (cm^2/g)

Material	Energía de los rayos gamma, Mev																	
	0.1	0.15	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.8	1.0	1.25	1.50	2	3	4	5	6	8	10
H	.0411	.0487	.0531	.0575	.0589	.0591	.0590	.0575	.0557	.0533	.0509	.0467	.0401	.0354	.0318	.0291	.0252	.0255
Be	.0183	.0217	.0237	.0256	.0263	.0264	.0263	.0256	.0248	.0237	.0227	.0210	.0183	.0164	.0151	.0141	.0127	.0118
C	.0215	.0246	.0267	.0288	.0296	.0297	.0296	.0289	.0280	.0268	.0256	.0237	.0209	.0190	.0177	.0166	.0153	.0145
N	.0224	.0249	.0267	.0288	.0296	.0297	.0296	.0289	.0280	.0268	.0256	.0236	.0211	.0193	.0180	.0171	.0158	.0151
O	.0233	.0252	.0271	.0289	.0296	.0297	.0296	.0289	.0280	.0268	.0257	.0238	.0212	.0195	.0183	.0175	.0163	.0157
Na	.0289	.0258	.0266	.0279	.0283	.0284	.0284	.0276	.0268	.0257	.0246	.0229	.0207	.0194	.0185	.0179	.0171	.0168
Mg	.0335	.0276	.0278	.0290	.0294	.0293	.0292	.0285	.0276	.0265	.0254	.0237	.0215	.0203	.0194	.0188	.0182	.0180
Al	.0373	.0283	.0275	.0283	.0287	.0286	.0286	.0278	.0270	.0259	.0248	.0232	.0212	.0200	.0192	.0188	.0183	.0182
Si	.0435	.0300	.0286	.0291	.0293	.0290	.0290	.0282	.0274	.0263	.0252	.0236	.0217	.0206	.0198	.0194	.0190	.0189
P	.0501	.0315	.0292	.0289	.0290	.0290	.0287	.0280	.0271	.0260	.0250	.0234	.0216	.0206	.0200	.0197	.0194	.0195
S	.0601	.0351	.0310	.0301	.0301	.0300	.0298	.0288	.0279	.0268	.0258	.0242	.0224	.0215	.0209	.0206	.0206	.0206
Ar	.0729	.0368	.0302	.0278	.0274	.0272	.0270	.0260	.0252	.0242	.0233	.0220	.0206	.0199	.0195	.0195	.0194	.0197
K	.0909	.0433	.0340	.0304	.0298	.0295	.0291	.0282	.0272	.0261	.0251	.0237	.0222	.0217	.0214	.0212	.0215	.0219
Ca	.111	.0489	.0367	.0318	.0309	.0304	.0300	.0290	.0279	.0268	.0258	.0244	.0230	.0225	.0222	.0223	.0225	.0231
Fe	.225	.0810	.0489	.0340	.0307	.0294	.0287	.0274	.0261	.0250	.0242	.0231	.0224	.0224	.0227	.0231	.0239	.0250
Cu	.310	.107	.0594	.0368	.0316	.0296	.0286	.0271	.0260	.0247	.0237	.0229	.0223	.0227	.0231	.0237	.0248	.0261
Mo	.922	.294	.141	.0617	.0422	.0348	.0315	.0281	.0263	.0248	.0239	.0233	.0237	.0250	.0262	.0274	.0296	.0316
Sn	1.469	.471	.222	.0873	.0534	.0403	.0346	.0294	.0268	.0248	.0239	.0233	.0243	.0259	.0276	.0291	.0316	.0339
I	1.726	.557	.260	.100	.0589	.0433	.0366	.0303	.0274	.0252	.0241	.0236	.0247	.0265	.0283	.0299	.0327	.0353
W	4.112	1.356	.631	.230	.121	.0786	.0599	.0426	.0353	.0302	.0281	.0271	.0287	.0311	.0335	.0355	.0390	.0426
Pt	4.645	1.556	.719	.262	.138	.0892	.0666	.0465	.0375	.0315	.0293	.0280	.0296	.0320	.0343	.0365	.0400	.0438
Tl	5.057	1.717	.791	.285	.152	.0972	.0718	.0491	.0393	.0326	.0301	.0288	.0304	.0326	.0349	.0354	.0406	.0446
Pb	5.193	1.753	.821	.294	.156	.0994	.0738	.0505	.0402	.0332	.0306	.0293	.0305	.0330	.0352	.0373	.0412	.0450
U	9.63	2.337	1.096	.392	.208	.132	.0968	.0628	.0482	.0383	.0346	.0324	.0332	.0352	.0374	.0394	.0443	.0474
Air	.0233	.0251	.0268	.0288	.0296	.0297	.0296	.0289	.0280	.0268	.0256	.0238	.0211	.0194	.0181	.0172	.0160	.0153
NaI	1.466	.476	.224	.0889	.0542	.0410	.0354	.0299	.0273	.0253	.0242	.0235	.0241	.0254	.0268	.0281	.0303	.0325
H_2O	.0253	.0278	.0300	.0321	.0328	.0330	.0329	.0321	.0311	.0298	.0285	.0264	.0233	.0213	.0198	.0188	.0173	.0165
Concrete	.0416	.0300	.0289	.0294	.0297	.0296	.0295	.0287	.0278	.0272	.0256	.0239	.0216	.0203	.0194	.0188	.0180	.0177
Tissue	.0271	.0282	.0293	.0312	.0317	.0320	.0319	.0311	.0300	.0288	.0276	.0256	.0220	.0206	.0192	.0182	.0168	.0160

Tabla A-II

PARAMETROS DE LA FORMA DE TAYLOR PARA EL FACTOR DE ACUMULACION

Material	Energia (Mev)	A	$-\alpha_1$	$-\alpha_2$
Agua	0.5	100.845	0.12687	-0.10925
	1.0	19.601	0.09037	-0.02522
	2.0	12.612	0.05320	0.01932
	3.0	11.110	0.03550	0.03206
	4.0	11.163	0.02543	0.03025
	6.0	8.385	0.01820	0.04164
	8.0	4.635	0.02633	0.07097
	10.0	3.545	0.02991	0.08717
Concreto	0.5	38.225	0.14824	-0.10579
	1.0	25.507	0.07230	-0.01843
	2.0	18.089	0.04250	0.00849
	3.0	13.640	0.03200	0.02022
	4.0	11.460	0.02600	0.02450
	6.0	10.781	0.01520	0.02925
	8.0	8.972	0.01300	0.02979
	10.0	4.015	0.02880	0.06844
Hierro	0.5	31.379	0.06842	-0.03742
	1.0	24.957	0.06086	-0.02463
	2.0	17.622	0.04627	-0.00526
	3.0	13.218	0.04431	-0.00087
	4.0	9.624	0.04698	0.00175
	6.0	5.867	0.06150	-0.00186
	8.0	3.243	0.07500	0.02123
	10.0	1.747	0.09900	0.06627
Plomo	0.5	1.677	0.03084	0.30941
	1.0	2.984	0.03503	0.13486
	2.0	5.421	0.03482	0.04379
	3.0	5.580	0.05422	0.00611
	4.0	3.897	0.08468	-0.02383
	6.0	0.926	0.17860	-0.04635
	8.0	0.368	0.23691	-0.05864
	10.0	0.311	0.24024	-0.02783

BIBLIOGRAFIA

1.- LAMARSH John R., Introduction to Nuclear Reactor Theory.
Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1966

2.- GLASSTONE Samuel, Nuclear Reactor Engineering.
Van Nostrand Reinhold Company 1967

3.- GOLDSTEIN Herbert, Fundamental Aspects of Reactor Shielding.
Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1971

4.- SCHAFFER N. M., Reactor Shielding for Nuclear Engineers.
Atomic Energy Comission 1973

5.- GASIOROWICZ Stephen, Quantum Physics.
John Wiley and Sons, Inc. 1974

6.- GODED E. Federico, Teoria de Reactores y Elementos de Ingenieria Nuclear.
Sección de Publicaciones de la J.E.N. 1965

7.- HEITLER W., The Quantum Theory of Radiation.
3 ed. Oxford, Clarendon Press 1954

8.- EVANS Robley D., The Atomic Nucleus.
McGraw-Hill Book Company 1972

9.- JOHNS H. E., The Physics of Radiology.
3 ed. Springfield; Ch. C. Thomas 1969

10.- ACOSTA R. R., Determinación de Curvas Isodosicas para Uso en Radioterapia.
Tesis Profesional México, D.F. 1966

Tabla A-II

PARAMETROS DE LA FORMA DE TAYLOR PARA EL FACTOR DE ACUMULACION

Material	Energía (Mev)	A	$-\alpha_1$	$-\alpha_2$
Agua	0.5	100.845	0.12687	-0.10925
	1.0	19.601	0.09037	-0.02522
	2.0	12.612	0.05320	0.01932
	3.0	11.110	0.03550	0.03206
	4.0	11.163	0.02543	0.03025
	6.0	8.385	0.01820	0.04164
	8.0	4.635	0.02633	0.07097
	10.0	3.545	0.02991	0.08717
Concreto	0.5	38.225	0.14824	-0.10579
	1.0	25.507	0.07230	-0.01843
	2.0	18.089	0.04250	0.00849
	3.0	13.640	0.03200	0.02022
	4.0	11.460	0.02600	0.02450
	6.0	10.781	0.01520	0.02925
	8.0	8.972	0.01300	0.02979
	10.0	4.015	0.02880	0.06844
Hierro	0.5	31.379	0.06842	-0.03742
	1.0	24.957	0.06086	-0.02463
	2.0	17.622	0.04627	-0.00526
	3.0	13.218	0.04431	-0.00087
	4.0	9.624	0.04698	0.00175
	6.0	5.867	0.06150	-0.00186
	8.0	3.243	0.07500	0.02123
	10.0	1.747	0.09900	0.06627
Plomo	0.5	1.677	0.03084	0.30941
	1.0	2.984	0.03503	0.13486
	2.0	5.421	0.03482	0.04379
	3.0	5.580	0.05422	0.00611
	4.0	3.897	0.08468	-0.02383
	6.0	0.926	0.17860	-0.04635
	8.0	0.368	0.23691	-0.05864
	10.0	0.311	0.24024	-0.02783

Tabla A-III

SECCION EFICAZ DE REMOCION

Material	Sección eficaz macroscópica cm^{-1}	Sección eficaz microscopica b
Hidrogeno		1.00
Deuterio		0.92
Berilio	0.132	1.07
Carbon	0.065	0.81
Oxigeno		0.92
Sodio	0.032	1.26
Hierro	0.168	1.98
Zirconio	0.101	2.36
Plomo	0.118	3.53
Uranio	0.174	3.60
Agua	0.103	
Concreto	0.089	

BIBLIOGRAFIA

1.- LAMARSH John R., Introduction to Nuclear Reactor Theory.
Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1966

2.- GLASSTONE Samuel, Nuclear Reactor Engineering.
Van Nostrand Reinhold Company 1967

3.- GOLDSTEIN Herbert, Fundamental Aspects of Reactor Shielding.
Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1971

4.- SCHAFFER N. M., Reactor Shielding for Nuclear Engineers.
Atomic Energy Comission 1973

5.- GASIOROWICZ Stephen, Quantum Physics.
John Wiley and Sons, Inc. 1974

6.- GODED E. Federico, Teoria de Reactores y Elementos de Ingenieria Nuclear.
Sección de Publicaciones de la J.E.N. 1965

7.- HEITLER W., The Quantum Theory of Radiation.
3 ed. Oxford, Clarendon Press 1954

8.- EVANS Robley D., The Atomic Nucleus.
McGraw-Hill Book Company 1972

9.- JOHNS H. E., The Physics of Radiology.
3 ed. Springfield; Ch. C. Thomas 1969

10.- ACOSTA R. R., Determinación de Curvas Isodosicas para Uso en Radioterapia.
Tesis Profesional México, D.F. 1966

11.- JAEGER R. G., Engineering Compendium on Radiation Shielding.
New York Springer-Verlag Vol I 1968

12.- HINE G. J. & BROWNELL G. L., Radiation Dosimetry.
Academic Press 1956

13.- STEVENS Paul N., Weapons Radiation Shielding Handbook.
Handbook Editors 1970

14.- GERDINGH Landin R. F., Problemas de Protección Radiologica en un Reactor Nuclear.
Tesis Profesional México, D.F. 1968

15.- Radiological Health Handbook U.S. Departament of Health
Division of Radiological Health 1960

16.- ROCKWELL Theodore, Reactor Shielding Design Manual.
McGraw-Hill 1956

17.- TRABEY D. K., A Survey of Empirical Functions Used to Fit Gamma Ray Buildup Factors Radiation Information — Center ORNL-RSIC-10

18.- YOUNG G., Piece-wise Greuling Solution for Hydrogen, ORNL-415, Sept. 28, 1949; also, On Straig Ahead Gamma Transmission with a Minimum in the Cross Section, ORNL-416, Sept. 26, 1949

19.- WILKINS J. E., OPPENHEIM & SOLON L., The Transport Equation in the Straight Ahead Case.
NYO-633, Sept. 1, 1950

20.- ARFKEN G., Mathematical Methode for Physicists.
Academic Press International Edition, 1970

21.- BUTKOV Eugene, Mathematical Physics.
Addison-Wesley Publishing Company 1975

22.- JOFFRE H. & PAGES L., Coefficients D'attenuation Masique et D'absortion Massique en Energie Pour les Photons de 10 kev a 10 Mev.
Rapport CEA-R-3655

23.- Planta Nucleoelectrica de Laguna Verde, Informe de Seguridad de la Primera Etapa.
C.F.E. Vol II y III 1973

24.- LAMARSH John R., Introduction to Nuclear Engineering.
Addison-Wesley Publishing Company 1975

25.- CHASE Grafton D. & RABINOWITZ Joseph L., Principles of Radioisotope Methodology.
3 ed. Burgess Publishing Company 1967

26.- FODERADO A., Curso Sobre Blindaje de Reactores Nucleares Impartido en el Instituto Nuclear de Salazar.
Edo. de México 1976