

00367



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

✓
24

CALIBRACION Y CONTEO AUTOMATICO
DE UN DOSIMETRO DE NEUTRONES

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
MAESTRIA EN FISICA DE RADIACIONES
Y SEGURIDAD RADIOLOGICA

P R E S E N T A :

MA. LETICIA TAVERA DAVILA

...S CON
PALA LE ORIGEN



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

CALIBRACION Y CONTEO AUTOMATICO DE UN DOSIMETRO DE NEUTRONES

1 INTRODUCCION

2 INTERACCION DE NEUTRONES CON MATERIA

INTRODUCCION

2.1 CONCEPTOS BASICOS

2.2 MODOS DE INTERACCION

2.2.1 GENERALIDADES SOBRE LAS REACCIONES NUCLEARES

2.2.2 CONDICIONES DE LAS REACCIONES NUCLEARES

2.2.3 SECCION EFICAZ

2.2.4 REACCIONES NUCLEARES Y SECCIONES EFICACES DE INTERES

2.3 CANTIDADES Y UNIDADES DE RADIACION

2.3.1 ATENUACION DE NEUTRONES

2.3.2 NUMERO DE REACCIONES

2.3.3 DOSIS ABSORBIDA

2.3.4 KERMA

2.3.5 DOSIS EQUIVALENTE

2.3.6 TRANSFERENCIA LINEAL DE ENERGIA LET

2.3.7 FACTOR DE CALIDAD

3 DETECTORES DE NEUTRONES

INTRODUCCION

3.1 DETECTORES SOLIDOS DE TRAZAS NUCLEARES STN

3.2 CALIBRACION DE DETECTORES STN

3.2.1 CALIBRACION PARA IDENTIFICACION DE IONES PESADOS

3.2.2 CALIBRACION PARA MONITOREO DE RADON

3.2.3 CALIBRACION PARA MEDICION DE FLUJOS DE NEUTRONES

3.3 DETECCION DE NEUTRONES CON DETECTORES STN ORGANICOS

3.3.1 PRINCIPALES REACCIONES NUCLEARES EN LA DETECCION DE NEUTRONES

3.4 DETECCION DE NEUTRONES CON LR115 Y CR39

4 FORMACION DE LA TRAZA Y CALCULO DE CONDICIONES OPTIMAS DE CONTEO AUTOMATICO DE POLIMEROS DELGADOS

INTRODUCCION

4.1 GEOMETRIA DE LA TRAZA

4.2 ECUACIONES DE LA FORMACION DE LA TRAZA PARA PLASTICOS

4.2.1 ANALISIS DE LAS ECUACIONES

4.3 DETERMINACION DEL GROSOR RESIDUAL OPTIMO PARA CONTEO DE PROTONES DE RETROCESO EN CR39

4.3.1 ECUACIONES PARA CR39AA

4.3.2 ECUACIONES PARA CR39H

4.4 DETERMINACION DEL GROSOR RESIDUAL OPTIMO PARA CONTEO DE TRITIO DE LA REACCION ${}^6\text{Li} (n, \alpha) \text{T}$

4.4.1 ECUACIONES PARA EL CR39AA

4.4.2 ECUACIONES PARA EL CR39H

4.5 EFECTO DEL GROSOR INICIAL EN LAS CURVAS DEL GROSOR RESIDUAL EN CR39

5 CONTADOR DE CHISPA

INTRODUCCION

5.1 DESCRIPCION DEL CONTADOR DE CHISPA

5.2 EFICIENCIA DE CONTEO POR CHISPA DEL LR115 EXPUESTO A UN FLUJO DE NEUTRONES

5.3 EFICIENCIA DE CONTEO POR CHISPA DEL CR39 EXPUESTO A UN FLUJO DE NEUTRONES

5.4 CONCLUSIONES

6 SISTEMA ELECTROQUIMICO

INTRODUCCION

6.1 BASES DEL GRABADO ELECTROQUIMICO

6.2 EFICIENCIA DEL CR39

6.3 CONCLUSIONES

7 COMENTARIOS Y CONCLUSIONES

APENDICES

- I ESPECTROS DE NEUTRONES
- II CINEMATICA DE REACCIONES NUCLEARES
- III GROSOR CRITICO
- IV VARIACION DE LA VELOCIDAD DE GRABADO EN EL CR39
- V MEMORIA DE CALCULOS

1 INTRODUCCION

El desarrollo de los espectrómetros de neutrones ha estado ligado básicamente al mejoramiento de los métodos de cómputo, y actualmente presenta la tendencia hacia el mejoramiento y sofisticación de los equipos. Sin embargo el gran potencial que presentan los detectores pasivos, como espectrómetros "gruesos" de neutrones para uso personal los hace atractivos para dedicarles tiempo de investigación.

Esta tesis contribuye al entendimiento de las propiedades de los detectores pasivos Detectores Sólidos de Trazas Nucleares, para que estos sean utilizados en la dosimetría y espectrometría de neutrones.

En el capítulo segundo se presentan los principios generales sobre la interacción de los neutrones con la materia y algunas definiciones relevantes a detección y dosimetría.

El tercer capítulo contiene las bases generales de la detección por medio de detectores sólidos de trazas. Se presentan los métodos de calibración de dichos detectores para tres diferentes aplicaciones, detección de: iones pesados, de radón y neutrones.

En el cuarto capítulo se presenta la deducción de las ecuaciones que predicen la variación de la eficiencia de registro de detectores plásticos delgados como función del tiempo de grabado químico y el conteo automático por chispa. Utilizando datos experimentales sobre propiedades de detección de protones en plásticos y aplicando las ecuaciones antes mencionadas, se obtiene la expresión matemática que predice las curvas de eficiencia de detección, tanto para protones de retroceso como para tritio producido por una reacción nuclear con neutrones en plásticos delgados expuestos a un flujo de neutrones.

En el capítulo quinto se compara resultados experimentales de detectores plásticos delgados contados automáticamente, con los resultados teóricos obtenidos en el capítulo cuarto.

En el capítulo sexto se presentan resultados experimentales sobre los parámetros óptimos de grabado electroquímico de un detector plástico. Se describe una celda electroquímica de nuevo diseño. Se compara la eficiencia de detección electroquímica, con la eficiencia de conteo automático obtenida en el capítulo anterior.

En el capítulo séptimo se presentan comentarios y observaciones sobre la aplicación de los resultados obtenidos y del trabajo futuro en este campo.

2 INTERACCIÓN DE NEUTRONES CON LA MATERIA

El neutrón desde su descubrimiento ha jugado un papel muy importante en el entendimiento de la estructura nuclear. La ausencia de carga eléctrica en el neutrón le permite interactuar directamente con los núcleos de los átomos pudiendo producir reacciones nucleares. La probabilidad de que un neutrón interactúe con un núcleo y produzca algún tipo de reacción, depende tanto de la velocidad del neutrón como del núcleo mismo.

El conocimiento de la interacción de neutrones con la materia se realiza a través del estudio de los tipos de reacciones nucleares, su cinemática y de la probabilidad de reacción o sección eficaz.

2.1 Conceptos básicos.

En 1920 Rutherford⁽¹⁾ supuso la existencia del neutrón como resultado de sus experimentos; de acuerdo con Rutherford, el neutrón consistía de un protón y un electrón combinados. En 1930 Bothe y Becker⁽²⁾ bombardeando berilio con partículas α observaron una radiación muy penetrante. I Curie y F Joliot⁽³⁾ en 1932 observaron protones con alta energía producidos por esta radiación penetrante.

En ese mismo año, Chadwick⁽⁴⁾ dió la explicación correcta a este fenómeno, llamando neutrón a la partícula de alta energía con masa muy similar a la del protón.

Algunas de las propiedades⁽⁵⁾ del neutrón son:

masa	1.008665 amu
carga	0
spin	1/2
momento magnético	- 1.9135 magnetones nucleares
vida media	12.0 \pm 1.5 min

para un neutrón libre.

Los neutrones libres en la naturaleza son formados en las capas superiores de la atmósfera⁽⁶⁾, teniendo un espectro comprendido entre .1 eV hasta varios GeV. Algunos otros neutrones provienen de la fisión espontánea del ^{235}U y ^{238}U presentes en el agua y suelo de la tierra.

La producción de flujos de neutrones en los laboratorios se realiza por tres medios: fuentes de radioisótopos, aceleradores y reactores nucleares.

Entre los radioisótopos que se utilizan como fuente de neutrones está el ^{252}Cf , elemento transuránico que se fisiona espontáneamente y produce por lo tanto un espectro de neutrones similar al producido en reactores nucleares. En la Tabla 2.1 se muestran las propiedades generales del ^{252}Cf .

Tabla 2.1 Propiedades⁽⁷⁾ de la fuente de ^{252}Cf

Emisión de neutrones	2.34×10^{12} n/s.g
	4.4×10^6 n/s.Ci
Neutrones por fisión	3.78
Vida Media Efectiva	2.65 a
Vida Media de fisión espontánea	69.5 a
Energía promedio α	6.12 MeV
Calor total	38.5 W/g
Rapidez de dosis (n a 1m)	2.2×10^8 rem/h.g
	22 Sv/h g
Rapidez de dosis (γ a 1m)	1.8×10^2 rad/h g
	1.8 Gy/h.g

Otras fuentes se forman utilizando un radioisótopo para inducir reacciones nucleares de tipo (α, n) y (γ, n) en elementos ligeros. Las fuentes que utilizan la reacción (α, n) producen más neutrones por Curie que las de (γ, n) . Las fuentes (α, n) contienen^(8,9) a un actínido como el radioisótopo. Una de las fuentes más utilizada es la de $^{241}\text{Am-Be}$; en la Tabla 2.2 se presentan las propiedades generales de esta fuente.

Tabla 2.2 Propiedades⁽¹⁰⁾ de la fuente de Am-Be

Producción de n	2.2x10 ⁹ n/s.Ci 5.95x10 ⁻⁵ n/s.Bq
Gramos por unidad de emisión	.3 g/Ci 8.12x10 ⁻¹² g/Bq
Vida media	498 a
Volumen por unidad de emisión	3 ml/Ci 8.12x10 ⁻¹² ml/Bq
Energía promedio del n	4.5 MeV
Rapidez de dosis (n a 1m)	1.7 mrem/h.Ci 4.6x10 ⁻¹³ mSv/h.Bq
Energía de las γ	.06 y 4.43 MeV
Rapidez de dosis (γ a 1m)	10 y 1 mrem/h.Ci 2.7x10 ⁻¹² y .27x10 ⁻¹² mSv/h.Bq
Calor (sin fisión)	.033 W/Ci 8.91x10 ⁻¹³ W/Bq

Los neutrones obtenidos en aceleradores, se producen por el bombardeo de núcleos ligeros con iones positivos. Las reacciones que así se producen tienen como uno de sus productos al neutrón. En la Tabla 2.3 se presentan algunas de las reacciones nucleares producidas y los valores correspondientes a: la energía producida o requerida, Q, por la reacción, la producción de neutrones por la corriente del haz y el intervalo de energía con el cual el neutrón sale de la reacción.

Tabla 2.3 Producción de neutrones con aceleradores

Reacción	Q (MeV)	Producción n/cm ² μ A s	En (MeV)
⁷ Li (p,n) ⁷ Be	-1.647	36.7	0.05 - 0.3
T (p,n) ³ He	-0.784	370	0.3 - 5
¹² C (d,n) ¹³ N	-0.281	82.5	
D (d,n) ³ He	3.266	240	2.5 - 6
T (d,n) ³ He	17.586	90	14 - 22

En la Tabla 2.3 la producción es medida a 20 cm y 0° en condiciones seleccionadas del haz y del blanco; y la energía presentada para los neutrones es la correspondiente a un acelerador de 5 MeV ^(11,12). La energía Q negativa sirve como posible medio de calibración de un acelerador.

Una fuente de altas densidad de flujos de neutrones son los reactores nucleares en donde se puede tener hasta 10^{16} n/cm² s, mucho más grandes que los obtenidos por fuentes (α,n) o aceleradores, estando estos últimos alrededor de 10^7 n/cm² s. En la Tabla 2.4 se presentan los flujos de neutrones en algunas de las instalaciones del reactor Triga Mark III del Centro Nuclear de México, estos son datos presentados por el fabricante.

Tabla 2.4 Densidad de flujo de neutrones en algunas de las instalaciones del reactor Triga Mark III, del Centro Nuclear de México

Instalación	(1 MW estacionario)		(2000 MW pulso)	
	n / cm ² s		n / cm ² s	
	n Térmicos	n Rápidos*	n Térmicos	n Rápidos
Dedal central	3.26×10^{13}	3.07×10^{13}	6.52×10^{10}	6.14×10^{10}
SINCA	1.3×10^{13}	$.428 \times 10^{13}$	2.6×10^{10}	$.856 \times 10^{10}$
SIRCA	0.99×10^{13}	$.41 \times 10^{13}$	1.96×10^{10}	$.82 \times 10^{10}$

*Los neutrones rápidos son aquellos con energías mayores de 10 keV.

Generalmente los neutrones obtenidos por fuentes (α,n),(γ,n) o en reactores presentan un amplio espectro de energía (en el Apéndice I se presentan algunos espectros). Para los cálculos concernientes a la interacción de los neutrones con la materia generalmente se requiere conocer el espectro. Como es difícil establecer con precisión el espectro una alternativa comúnmente utilizada es la de separarlo en intervalos de energía; en estos intervalos predominan una o varias reacciones nucleares. En la Tabla 2.5 se muestra una clasificación de los neutrones, según su energía. La mayoría de los autores coincide con la clasificación en cuanto a los nombres pero difieren ligeramente en las fronteras de los intervalos.

Tabla 2.5 Clasificación de los neutrones según su energía

Neutrones lentos	0 - 1000 eV
fríos	0 - 0.002 eV
térmicos	0.025 eV
epitérmicos	0.5 eV
resonancia	1 - 1000 eV
Intermedios	1 - 500 keV
Rápidos	.5 - 10 MeV
Alta energía	10 - 200 MeV
Ultra alta energía	> 200 MeV

2.2 Modos de interacción

Debido a que los neutrones no tienen carga eléctrica, no son afectados por las fuerzas coulombianas cuando interactúan con la materia, pudiendo acercarse al núcleo de los átomos hasta poder interactuar con él. Las formas de interacción o reacción de los neutrones con los núcleos, se pueden clasificar según el producto de la reacción. En la tabla 2.5 se presenta con un ejemplo una clasificación de las diferentes reacciones, para cada una de ellas; así, se tiene que cuando el producto de la reacción es un neutrón y el núcleo sufre sólo retrodispersión se llama dispersión elástica; cuando el núcleo queda excitado emite un rayo γ en su desexcitación y se llama dispersión inelástica. La reacción cuyo producto es una partícula diferente al neutrón se llama reacción no elástica o emisión de partícula. Si el producto es un rayo γ es una reacción de captura; y por último si el núcleo resultante se parte en dos núcleos con masas aproximadamente iguales se le llama fisión.

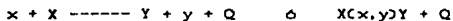
Tabla 2.6 Tipos de interacción del neutrón con la materia

Dispersión	Elástica	$H(n,n)H$
	Inelástica	$^{12}C(n,n'\gamma)^{12}C$
No elástica		
(emisión de partícula)		$^{16}O(n,\alpha)^{13}C$
Captura		$^1H(n,\gamma)^2H$
Fisión		$U(n,pf)pf$

2.2.1 Generalidades sobre las reacciones nucleares

Se le llama reacción nuclear al proceso en el cual interactúan dos núcleos de manera que los productos finales son diferentes a los núcleos iniciales.

Las reacciones nucleares se representan de la siguiente forma:



donde

x= partícula incidente

X= núcleo blanco

y= partícula saliente

Y= núcleo de retroceso

Q= energía equivalente a la diferencia de masas inicial y final

Las reacciones nucleares que suceden con un valor Q positivo son llamadas exotérmicas, y endotérmicas cuando ese valor es negativo.

2.2.2 Condiciones de las reacciones nucleares

Las reacciones nucleares cumplen con principios de conservación de energía y momento. En un caso no relativístico donde se cumplen los principios antes mencionados, se demuestra en el apéndice II (ecuación B) que la energía E_y de la partícula saliente está dada por:

$$\sqrt{E_y} = \frac{2\sqrt{m_x m_y E_n} \cos\theta \pm \sqrt{4(m_x m_y E_n) \cos^2\theta + 4[E_n(M_y - m_x) + M_y Q] (m_y + M_y)}}{2(m_y + M_y)}$$

donde θ es el ángulo formado entre la dirección de la partícula incidente, en este caso m_x y la partícula saliente m_y .

Cuando la reacción es una colisión elástica de un neutrón de masa m_n con un núcleo de masa M_n , la energía cinética del núcleo de retroceso E_n se obtiene (ecuación 10 del Apéndice II)

$$E_n = \frac{4m_n M_n E_n \cos^2\theta}{(M_n + m_n)^2} \quad 2$$

2.2.3 Sección eficaz

La sección eficaz σ , útil para calcular la atenuación de flujos de radiación, se puede definir como "el área efectiva que presenta un átomo a un flujo incidente, para que suceda una reacción nuclear determinada" o como "la probabilidad de que suceda una reacción".

En el paso de un flujo de partículas a través de un material de grosor d y con n átomos por unidad de volumen, el número de partículas que pasan por el material sin interactuar, está dado por:

$$N = N_0 \exp(-\sigma n d)$$

Al producto de σn se le llama sección eficaz macroscópica o coeficiente de absorción, para el caso de absorciones simbolizándolos como:

$$\begin{aligned} \Sigma &= \sigma n \quad \text{Sección eficaz macroscópica} \\ \alpha &= \sigma n \quad \text{Coeficiente de absorción} \end{aligned}$$

las unidades de σ son cm^2 , usándose comúnmente el barn siendo un barn igual a $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ cm}^2$; la unidad de Σ y α será cm^{-1} .

Cuando varias reacciones nucleares pueden ocurrir al paso de un tipo de radiación por la materia, se define a la sección eficaz total como

la suma de las secciones eficaces parciales, así se tiene que:

$$\sigma_T = \sigma_a + \sigma_s$$

donde

σ_T = sección eficaz total

σ_a = sección eficaz de absorción

σ_s = sección eficaz de dispersión

Comunmente las partículas salientes de las reacciones nucleares tienen una distribución anisotrópica, entonces se define a la sección eficaz diferencial como la sección eficaz por ángulo sólido $\alpha(\theta, \phi)$, representada como:

$$\alpha(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\omega} \text{ (sección eficaz/steradian)}$$

siendo la sección eficaz total dada por ⁽⁴⁹⁾

$$\sigma_t = \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\omega} \sin\theta d\theta$$

2.2.4 Reacciones nucleares y secciones eficaces de interés.

El hidrógeno H, oxígeno O, el carbón C y el nitrógeno N son elementos estructurales del tejido humano, como también de los plásticos que se utilizan como detectores de neutrones. Las reacciones nucleares del neutrón, con estos elementos, en donde se produce retroceso o producción de partículas cargadas son de interés en la detección de neutrones.

La figura 2.1 muestra la sección eficaz del hidrógeno para energías del neutrón desde 1 keV hasta 10 MeV; la sección graficada es la dispersión elástica del neutrón con el protón. Los materiales hidrogenados son de interés, puesto que los detectores de neutrones utilizan estos materiales como moderadores de neutrones y como productores de protones detectables con detectores comunes de radiación.

La figura 2.2 muestra las secciones eficaces para el C, O y N. Las secciones son para la reacción nuclear del tipo (n, α_0) donde el núcleo

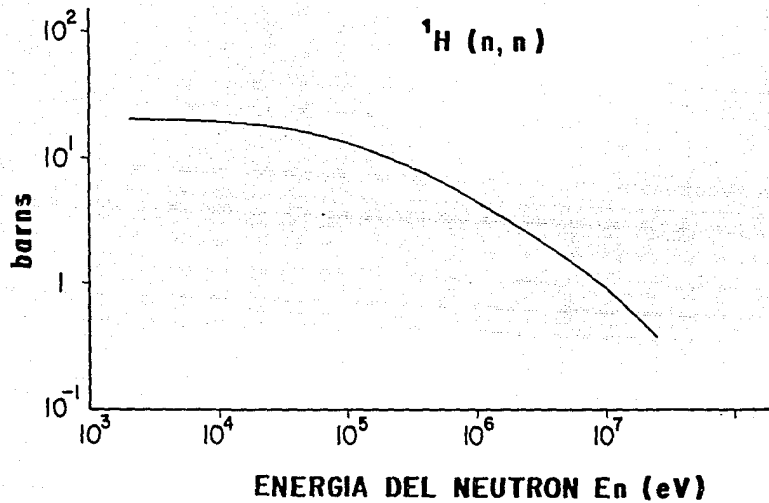


Figura 2.1 Sección eficaz del hidrógeno para la dispersión elástica del neutrón, ${}^1\text{H} (n, n)$.

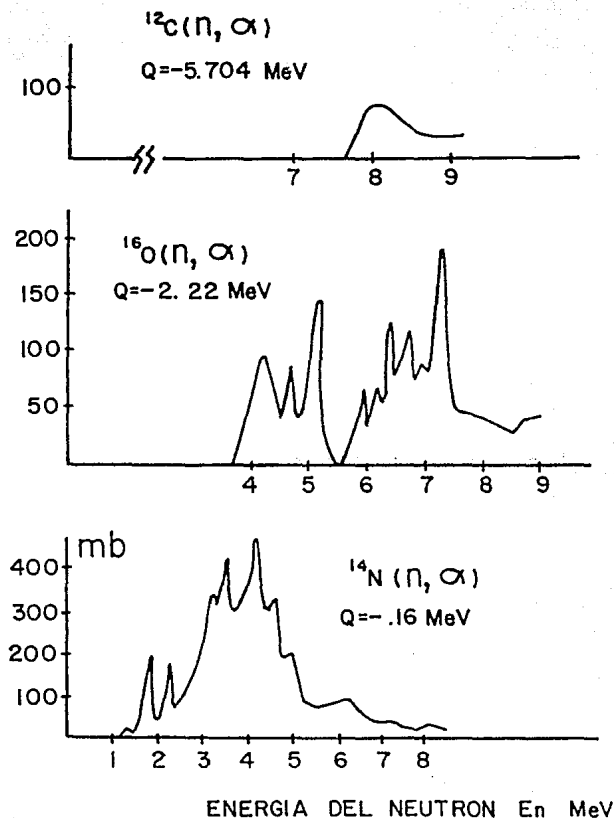
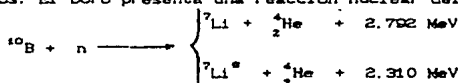


Figura 2.2 Secciones eficaces del C, O y N para la reacción nuclear (n, α_0) .

residual queda en el estado base. Se puede observar en esta figura que para los tres elementos, las reacciones son endotérmicas, siendo su umbral de energía del orden de MeVs.

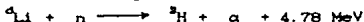
Otros elementos, como el Cd, el litio ${}^6\text{Li}$ y el boro ${}^{10}\text{B}$, son elementos ampliamente utilizados en blindajes y detectores de neutrones, debido a su alta sección eficaz para neutrones térmicos. En el caso del cadmio, la figura 2.3 muestra la sección eficaz total (absorción más dispersión), siendo superior a 1000 barns para energías menores de 3 eV; esta sección se debe principalmente al ${}^{113}\text{Cd}$. El cadmio es utilizado en blindajes para suprimir neutrones lentos.

El litio y el boro se utilizan generalmente en detectores de neutrones lentos. El boro presenta una reacción nuclear del tipo⁽⁴⁴⁾



Para neutrones térmicos alrededor del 94% de las reacciones resultan para el ${}^7\text{Li}^*$ excitado y un 6% producen el ${}^7\text{Li}$ estable. El tiempo de vida media del litio excitado es de 10^{-12} s, después pasa a su estado base emitiendo un γ de .48 MeV. (se supone que la γ no contribuye en la respuesta del detector). La figura 2.4 es la sección del boro.

Con el litio se presenta la siguiente reacción nuclear



la sección⁽⁴⁵⁾ para neutrones térmicos es de 940 barns. Esta sección igual que la del boro, disminuye proporcionalmente a $1/v$ conforme aumenta la energía del neutrón. La sección está graficada en la figura 2.5.

El uranio U es otro elemento que, por su alta sección de fisión para neutrones lentos y su valor tan grande de $Q \approx 200$ MeV, es utilizado en detectores de neutrones. En la figura 2.6 se muestran las secciones del ${}^{235}\text{U}$ y del ${}^{238}\text{U}$, en ella no se detalla la región de resonancias por razones prácticas, dejando sólo una línea que marca la tendencia promedio de la sección.

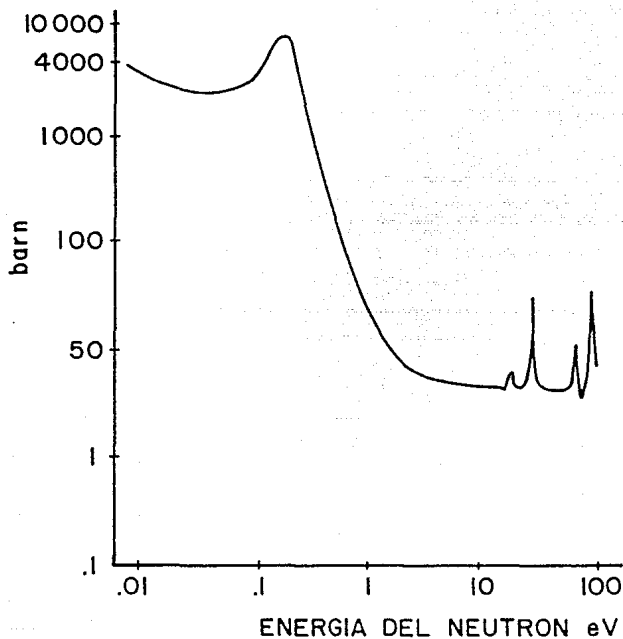
σ TOTAL DEL Cd

Figura 2.3 Sección eficaz total (absorción y dispersión) para el cadmio natural.

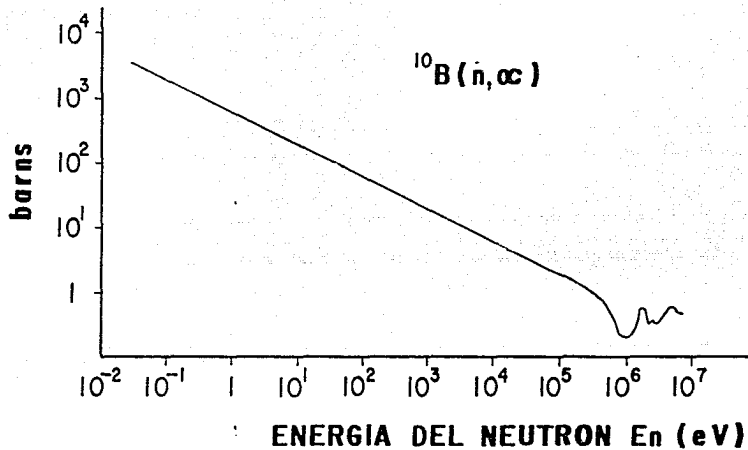


Figura 2.4 Sección eficaz para la reacción (n, α) del boro ^{10}B .

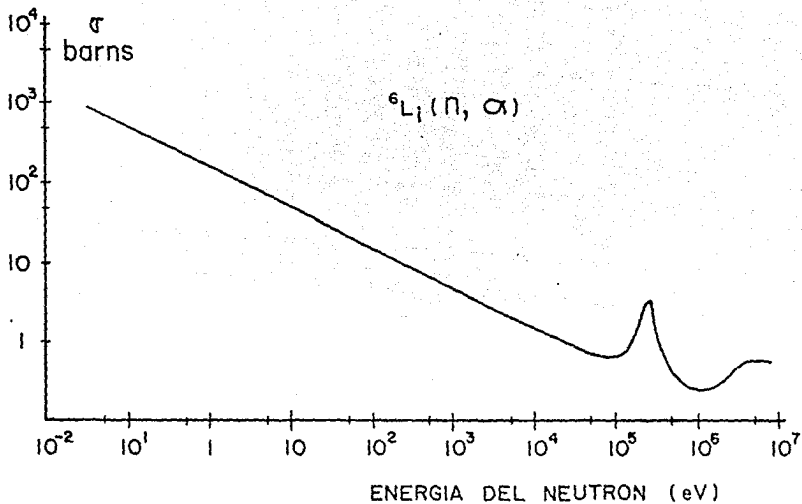


Figura 2.5 Sección eficaz para la reacción (n, α) del litio ${}^6\text{Li}$.

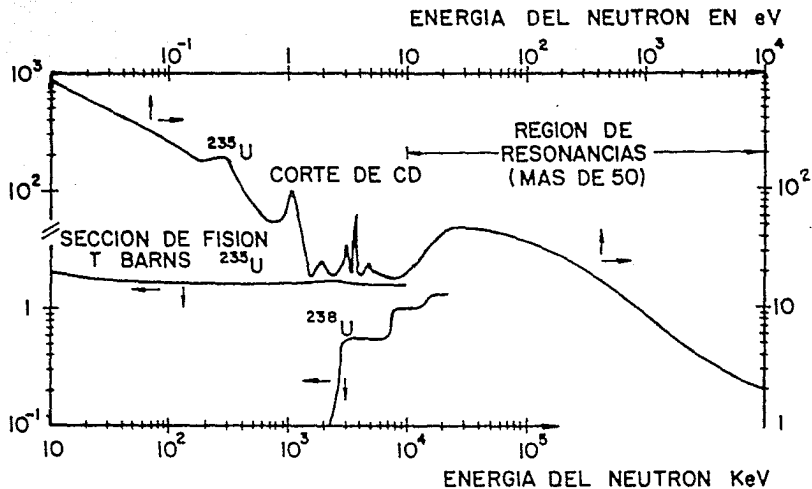


Figura 2.6 Sección eficaz, de fisión, para el ²³⁵U y el ²³⁸U. No se detalla la zona de resonancias en el intervalo 10 < E_n < 1 keV, por razones prácticas.

2.3 Cantidades y unidades de radiación.

En el campo de las radiaciones, se definen cantidades y unidades de acuerdo a las necesidades del estudio y/o de aplicaciones de la radiación.

Las cantidades y unidades definidas son

dosis absorbida,

energía depositada por ionización directa,

número de partículas o cuantos o su energía en un punto determinado,

funciones del número y energía de partículas en un punto.

La Comisión Internacional de Unidades y Medidas Radiológicas, conocida como ICRU por sus siglas en inglés, desde 1952 ha venido regulando las definiciones y unidades de las cantidades utilizadas en esta área.

Las cantidades y unidades de radiación que se enuncian en seguida son las relacionadas con la interacción de los neutrones con la materia, y se encuentran presentadas en un glosario⁴⁶ publicado por el Organismo Internacional de Energía Atómica.

Atenuación de neutrones. La atenuación de un flujo de neutrones se puede calcular con la ecuación⁴⁷

$$I/I_0 = \exp(-\Sigma_0 t)$$

donde

I_0 = número de neutrones sin atenuador

I = número de neutrones con atenuador

Σ_0 = probabilidad por unidad de longitud de ocurrencia de cualquier tipo de interacción

t = grueso del atenuador

Número de reacciones. El número de reacciones de un tipo de interacción que sea probable que suceda, está dado por

$$R = N\sigma\phi$$

donde

R = número de reacciones por unidad de volumen

N = número de átomos del elemento con el que interactúa el neutrón por unidad de volumen

ϕ = neutrones por cm^2 .

Dosis absorbida. La dosis absorbida D se define como la absorción de energía dE por unidad de masa dm, donde dE es la energía promedio impartida por la radiación ionizante a la masa dm

$$D = dE/dm \quad \text{unidad} = 1 \text{ Joule/kg}$$

Kerma. Ya que los neutrones depositan su energía en el medio en dos pasos, es decir produciendo partículas cargadas, las cuales a su vez depositan su energía ionizando, se define la cantidad llamada KERMA (kinetic energy released per unit mass) definida como el cociente entre dE_{tr} y dm, siendo dE_{tr} la suma de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas ionizantes cargadas liberadas por partículas ionizantes no cargadas en un material de masa dm

$$K = dE_{tr}/dm \quad \text{unidad J.kg}^{-1}$$

El nombre específico de la unidad de dosis absorbida es el gray (Gy). (Aunque el gray es sinónimo de julio por kilogramo, debe utilizarse únicamente en relación con la dosis absorbida, la kerma y la energía impartida.) En la práctica se usa todavía, a veces, la anterior unidad específica, el rad:

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g} = 10^{-2} \text{ J.kg}^{-1} = 10^{-2} \text{ Gy}$$

En los casos donde existe equilibrio de partículas cargadas y la pérdida por bremsstrahlung es despreciable, el Kerma es aproximadamente igual a la dosis absorbida en ese punto.

Dosis equivalente. El efecto biológico de la radiación absorbida está considerado en la cantidad llamada dosis equivalente H definida como el producto de $H = DQN$ en el punto de interés de un tejido, siendo D la dosis absorbida, Q el factor de calidad y N el producto de todos los demás factores modificativos especificados por la CIPR.

$$1 \text{ rem} = 10^{-2} \text{ Sv} = 10^{-2} \text{ J/Kg}$$

Con fines de protección radiológica, se han evaluado los flujos monoenergéticos de neutrones que causarían una dosis máxima equivalente de 2.5 mrem/hr. En la Tabla 2.7 se presenta una relación de once energías de neutrones y la densidad de flujo respectiva que causaría esa dosis máxima.

Tabla 2.7 Intervalos de energías y densidades de flujo respectivos de neutrones que producen la dosis máxima de 2.5 mrem/hr o .025 mSv/hr

ENERGIA (MeV)	FLUJO (n/cm ² s)
.0001	570
.005	500
.02	280
.1	80
.5	30
1.0	18
2.5	20
5.0	18
7.5	17
10	17
>10	10

Transferencia lineal de energía. LET. El LET, siglas de linear energy transfer, está definido como la energía "impartida localmente" dEl en un medio por una partícula cargada de una energía específica, al cruzar una distancia dL del material. El término "impartida localmente" es ambiguo, por lo tanto, la ICRU recomienda que se

xx-
 considere toda la energía impartida, no importando el alcance de los rayos δ producidos; de esta forma, el LET así calculado, llamado L_w , será numéricamente igual al valor del "poder de frenado". Para el caso de los neutrones, el LET es el asociado a las partículas cargadas producidas en las reacciones nucleares.

Factor de calidad, Q. El factor de calidad Q, es una cantidad asociada al daño que puede causar la radiación en el tejido humano; este daño está relacionado con la pérdida de energía transferida al medio por unidad de longitud, LET. En la Tabla 2.8 se presenta el factor de calidad para diferentes tipos de radiación; en esta tabla se puede observar cómo el valor de Q aumenta conforme aumenta el poder de ionización de la radiación.

Tabla 2.8 Factor de calidad Q para diferentes tipos de radiación.

EXPOSICION EXTERNA		EXPOSICION INTERNA	
RADIACION	Q	RADIACION	Q
x y γ	1	x y γ	1
β (excepto muy bajas energías)	1	β^+ y β^- , electrones	
		E > .03 MeV	1
		E < .03 MeV	1.7
neutrones .0001 MeV	2	Partículas α	10
neutrones .005 MeV	2.5	Otras partículas	
protones y neutrones de otras energías y partículas cargadas	20	cargadas pesadas	20

El factor de calidad para neutrones varía significativamente con la energía del neutrón. En la figura 2.7 se muestran los valores ⁽²⁸⁾ de Q para la dosis en piel debida a las partículas cargadas producidas por la primera colisión de neutrones monoenergéticos.

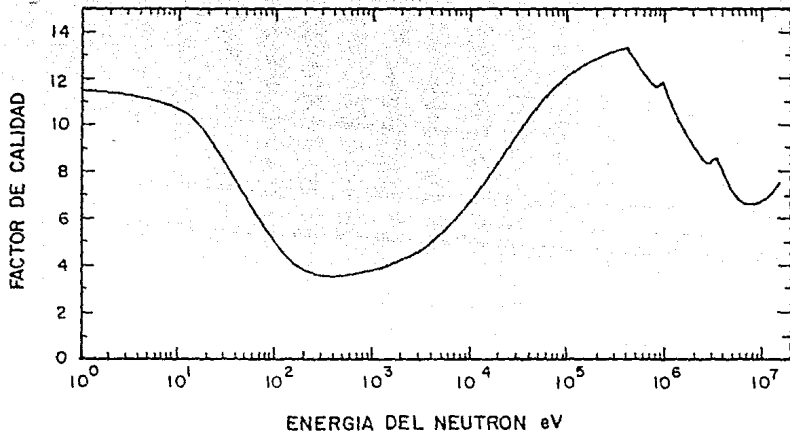


Figura 2.7 Factores de calidad para la dosis en piel de partículas cargadas, producidas por la primera colisión de neutrones monoenergéticos.

REFERENCIAS

1. Arya A. P., Fundamentals of Nuclear Physics, Allyn and Bacon, Inc., 1966, p 11
2. Ibid., p 11
3. Segré E., Nuclei and Particles, 2a Ed., W. A. Benjamin, Inc., p 616
4. Arya A. P., Fundamentals of Nuclear Physics, Allyn and Bacon, Inc., 1966, p 472
5. Ibid., p 473-474
6. Ionizing Radiation: Levels and Effects, Vol 1: Levels. United Nations Scientific Committee, 1972, p 23-27
7. Profio A. E., Radiation Shielding and Dosimetry, John Wiley and Sons, Inc., 1979, p 24
8. De Pangher J. and Tochilin E., Radiation Dosimetry, Vol 3, "Neutrons from Accelerators and Radioactive Sources" (Attix F H and Tochilin E eds). Academic Press, 1969, p 322
9. Knoll G. F., Radiation Detection and Measurement, John Wiley and Sons, 1979, p 28-31
10. Profio A. E., Radiation Shielding and Dosimetry, John Wily and Sons, Inc., 1979, p 26
11. De Pangher J. and Tochilin E. Radiation Dosimetry, Vol 3, "Neutrons from Accelerators and Radioactive Sources" (Attix F. H. and Tochilin E. eds). Academic Press, 1969, pp 330, 336
12. Gibson J. A. B., Neutron Monitoring for Radiological Protection, IAEA, Technical Reports Series No 252, 1985, p 23
13. Arya A. P., Fundamentals of Nuclear Physics, Allyn and Bacon, Inc., 1966 p 102
14. Knoll G. F., Radiation Detection and Measurements, John Wiley and Sons, Inc., 1979, p 519
15. Ibid., p 520
16. Safety Series No 76, IAEA Safety guides, Radiation Protection Glossary, 1986
17. Knoll G. F., Radiation Detection and Measurements, John Wiley and Sons, Inc., 1979 p 29
18. Cross W. G. and Ing H., Quality Factors for Monoenergetic Neutrons, Radiation Research 69, 1-19 (1964)

3 DETECTORES DE NEUTRONES

Introducción

Los detectores de neutrones consisten de un material convertidor denominado blanco y un detector convencional de radiación. El material blanco, es un material que contiene al menos un elemento con alta sección eficaz para que ocurra alguna reacción nuclear entre el neutrón y el núcleo del elemento. El detector convencional es aquél capaz de medir la radiación secundaria producto de la reacción nuclear.

El utilizar detectores convencionales para neutrones conlleva la mayoría de las veces el problema de cuantificar o filtrar al mismo tiempo la radiación y presente en los campos de neutrones.

Como se vió en el capítulo 2, la sección eficaz es una función de la energía del neutrón, los detectores de neutrones son más eficientes en ciertos intervalos de energía. Intervalos en los cuales el material blanco presenta una alta sección eficaz.

Los detectores de neutrones se separan en dos grandes categorías: detectores de neutrones lentos y de neutrones rápidos. Entre los detectores de neutrones lentos están el contador proporcional llenado con el gas BF₃, el boro generalmente está enriquecido en ¹⁰B para aumentar el número de reacciones ¹⁰B (n,α)⁷Li; también se utiliza la cámara de ionización con cubierta interna de uranio como material fisionable.

Entre los sistemas de detección de neutrones rápidos están los que primero moderan la energía del neutrón para detectarlos con detectores de neutrones lentos; un ejemplo de ellos son las esferas de Bonner⁽¹⁾; otros sistemas se basan en las reacciones nucleares con neutrones rápidos, como el contador proporcional llenado con gas ³He, cuya detección es vía la reacción ³He (n,p)³H. Otros sistemas detectan los núcleos de retroceso producidos por la dispersión provocada por los neutrones rápidos; generalmente se utiliza núcleos ligeros para que la fracción de energía⁽²⁾ cedida por el neutrón sea grande.

3.1 Detectores sólidos de trazas nucleares.

Los detectores sólidos de trazas nucleares (STN) son materiales dieléctricos que expuestos a la radiación de partículas cargadas pesadas, sufren daños a nivel atómico y molecular, de dimensiones del orden de decenas de angstroms. El daño puede ser químicamente agrandado, hasta tener un tamaño del orden de micras; con estas dimensiones el daño o traza puede ser observado y analizado con un microscopio óptico.

No hay aún un modelo teórico que explique satisfactoriamente la formación de la traza. Sin embargo, el daño causado por la partícula cargada pesada en los materiales orgánicos, se asocia a la producción de rompimientos de las cadenas moleculares dando lugar a la formación de radicales libres⁽³⁾.

El daño producido por la partícula se puede caracterizar por: la dimensión de la traza, y las propiedades de registro de los diferentes materiales detectores. Se habla también de la sensibilidad⁽⁴⁾ relativa de los materiales como una característica, siendo ésta entendida como la capacidad del material para registrar los efectos del paso de las partículas cargadas.

Se presenta en la Tabla 3.1, la variedad en sensibilidad o respuesta de diferentes materiales a iones pesados. En la primera columna se nombra al detector, en la segunda su composición química, mientras que en la tercera se presenta el ión menos ionizante que se ha visto registrado en ese material.

Algunos autores⁽⁵⁾ sugieren que la formación de la traza debe estar relacionada con algunos parámetros como la pérdida total de energía, la ionización primaria, etc.. Esta relación se puede determinar irradiando los materiales y graficando los resultados para diferentes partículas con diferentes energías, como en el ejemplo de la figura 3.1. Las líneas punteadas horizontales marcan un "umbral" o "valor crítico" de la ionización primaria para cada material.

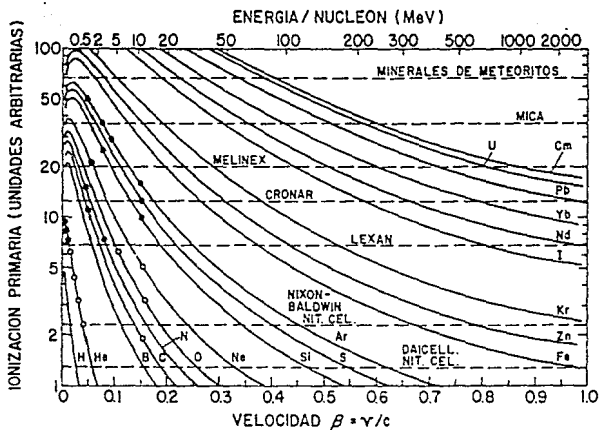


Figura 3.1 Ionización primaria de 19 iones en función de su energía por nucleón y de la velocidad $\beta = v/c$. En la figura se marcan 7 líneas horizontales punteadas que corresponden a el "umbral" de detección para 7 detectores de trazas. Vrgr para el Lexan los puntos cerrados sobre las curvas, arriba de la línea horizontal, indican los iones y sus energías que forman traza en el Lexan y los puntos abiertos, bajo la línea horizontal, los iones y sus energías que no forman trazas.

Tabla 3.1 Detectores sólidos de trazas nucleares y el ión menos ionizante registrado en éstos

DETECTOR	COMPOSICION ATOMICA	ION
Detectores inorgánicos		
Zircón	ZrSiO ₄	100 MeV ⁵⁶ Fe
Cuarzo	SiO ₂	100 MeV ⁵⁶ Ar
Mica	KAl ₃ Si ₃ O ₁₀ (OH) ₂	2 MeV ²⁰ Ne
Vidrio (silicato)	SiO ₂	16 MeV ⁴⁰ Ar
Detectores orgánicos		
Poliétileno	CH ₂	fragmentos de fisión
Poliámidá	C ₁₂ H ₁₆ O ₄ N ₂	36 MeV ¹⁶ O
Polipropileno	CH ₂	1 MeV ⁴ He
Nitrato de Celulosa	C ₆ H ₈ O ₆ N ₂	.55 MeV ¹ H
CR39 (diétilen glicol bisalil carbonato)	C ₁₂ H ₁₆ O ₆	30 keV ¹ H

Los detectores STN principalmente utilizados para el registro de partículas cargadas pesadas, también presentan efectos para altas dosis de electrones y radiación γ .

El proceso de agrandamiento del daño o traza latente se realiza por medio de un grabado químico. Este grabado consiste en sumergir al detector en una solución alcalina o ácida, según sea el caso, manteniendo la solución a una temperatura determinada. La selección del tipo de solución, concentración, temperatura y tiempo de grabado se basa en estudios realizados previamente, o de ser necesario en experimentaciones, realizadas en el propio laboratorio.

Durante el grabado químico la velocidad de reacción a lo largo de la traza latente V_t es mayor que la velocidad de reacción en el resto del material V_g , de tal forma que a través del detector se forman pequeños

conos, que bajo el microscopio óptico se observan como concavidades en la superficie del plástico con diámetros del orden de μm hasta decenas de μm . El daño así agrandado, llamado traza grabada o simplemente traza, puede ser analizado bajo un microscopio óptico para medir las dimensiones de trazas individuales o evaluar la densidad de trazas.

Diversas técnicas se han desarrollado para facilitar el análisis de las trazas y/o para obtener conteos rápidos o automáticos de la densidad de trazas. Una técnica de conteo automático es la que utiliza al Contador de Chispa⁽⁶⁾ como instrumento para cuantificar trazas en detectores plásticos delgados con grosores entre 5 y 10 μm . Esta técnica cuantifica solamente las trazas que grabadas químicamente han cruzado el detector, dejando una concavidad a punto de abrirse o ya abierta.

El Contador de Chispa, consiste básicamente de dos electrodos con una fuente de voltaje; entre los electrodos se coloca el detector y un plástico aluminizado. Cuando se aplica un voltaje entre los electrodos se provocan rompimientos del aire confinado en las trazas abiertas, registrándose éstos como pulsos en el sistema. El número de pulsos está en relación directa con el número de trazas abiertas.

Los detectores STN presentan algunas ventajas para su uso:

a) Muchos de ellos son materiales que están presentes en la naturaleza, como lo son los vidrios volcánicos y los minerales. Otros, son detectores plásticos de fácil fabricación.

b) son de bajo costo

c) son manuales y se pueden fabricar de diversos tamaños

d) Retienen la información por mucho tiempo, a menos que sean expuestos a altas temperaturas. La temperatura crítica depende de cada detector

e) La diversidad en los umbrales de detección permite la aplicación de los detectores STN para discriminación energética.

Todas estas ventajas permiten su aplicación a diferentes áreas de la ciencia y la tecnología:

- Fechado por trazas de fisión, con aplicaciones en Geocronología, Geotermia⁽⁷⁾, Exploración petrolera e Historia térmica⁽⁸⁾

- Registro e identificación de Rayos Cósmicos⁽¹⁰⁾
- Fabricación de microporos. Con aplicación a membranas y filtros, Contadores de bacterias y virus, etc.
- Radiobiología^(10,11,12)
- Exploración de Uranio
- Dosimetría. Dosis altas⁽¹³⁾ de e^- y γ , bajas dosis ambientales de radón, etc

Algunas desventajas de estos detectores son:

- Algunos detectores inorgánicos requieren de conteos ópticos
- Los sistemas de análisis automáticos, diferentes al contador de chispa, son de reciente producción y costosos.

3.2 Calibración de detectores STN.

La eficiencia de registro de un detector STN está definida⁽¹⁴⁾ como: la fracción de las partículas que pasan a través de una superficie y producen trazas, como un daño continuo tal que $V_t > V_g$.

La eficiencia de grabado indica que cuando el ángulo de incidencia de la partícula tiene un valor $\theta_c = \arcsen V_g/V_t$ la traza latente no se observará al microscopio óptico como una traza grabada.

La calibración de un detector STN consiste en determinar la relación entre algún parámetro de las trazas en el detector y un valor determinado de la radiación.

Los parámetros pueden ser: densidad de trazas grabadas, densidad de trazas contadas con algún instrumento o parámetros de la geometría de las trazas individuales.

Estos parámetros se asocian a una o más características de la radiación, como: flujo (número de partículas/cm².); Energía de la partícula, masa y carga de la partícula; energía total depositada por un flujo de partículas por unidad de masa, pérdida de energía por unidad de longitud, etc..

3.2.1 Calibración de un detector STN para identificación de iones pesados.

Los detectores STN se han utilizado desde hace tiempo en la identificación y estudios de los iones pesados y cósmicos⁽⁴⁵⁾. Para la identificación se utilizan detectores STN plásticos calibrados para este propósito. Aunque el método de calibración varía considerablemente entre los grupos de investigación que se dedican a esto, se puede describir el esquema general que siguen:

Un arreglo de detectores STN, formado por un paquete de láminas de plásticos como se muestra en la figura 3.2, se expone a un flujo de iones de carga, masa y energía conocidas. El alcance de la partícula debe ser mayor que el grueso de una sola lámina, pudiendo cruzar varias láminas antes de perder toda su energía.

Se graban los plásticos durante un tiempo t , todos bajo las mismas condiciones de grabado. Las trazas grabadas en cada plástico tienen diferente velocidad de corrosión V_i , ya que la pérdida de energía por unidad de longitud es diferente en cada punto de la trayectoria de la partícula, por lo tanto, el daño provocado en el detector y su velocidad V_i serán diferentes en cada punto.

La distancia del punto medio de cada traza al punto final del cono de la última traza se le llama alcance residual RR_i . El alcance total R_i depende de la energía de la partícula, su carga y su masa; por lo tanto, se pueden encontrar pares de valores (V_i, RR_i) , de tal forma que se construye una gráfica para cada ion. Debido a que todos los plásticos del conjunto se graban el mismo tiempo t y $V_i = L/t$, se pueden graficar los pares de valores (L_i, RR_i) que es la forma más comúnmente utilizada en presentar la calibración de plásticos para la identificación de partículas. En la figura 3.3. se presenta un diagrama de bloques del procedimiento para calibrar detectores STN para identificar partículas.

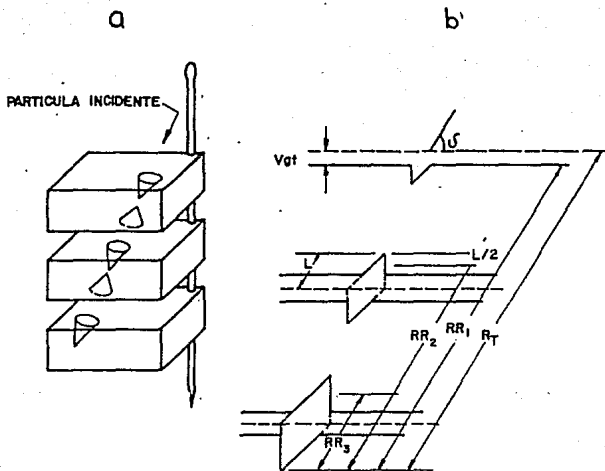


Figura 3.2 a) Arreglo de detectores plásticos en la calibración para rayos cósmicos. b) Después de un tiempo t de grabado, los valores $(L/2, RR_1)$ para cada traza de los tres plásticos, proporcionan los valores que graficados dan la curva de calibración característica para cada ion.

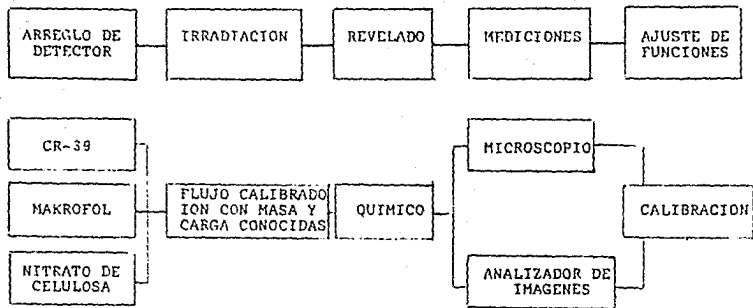


Figura 3.3 Procedimiento para calibrar DST para identificar partículas.

3.2.2 Calibración de un detector STN para monitoreo de Rn.

La calibración de un detector plástico delgado para monitoreo ambiental de radón se realiza ⁴⁰ determinando: 1) el número de trazas visibles que una concentración conocida de radón produce en el detector; 2) la función que describe el número de agujeros en función del grueso del plástico después de grabado, y 3) la fracción de esos agujeros que son contados automáticamente.

Teóricamente se calcula para una geometría dada, el número de partículas α provenientes del decaimiento del radón en aire con una concentración de 1 pCi/l, considerando a) la pérdida de energía en aire, b) el alcance y ángulo crítico para producir trazas abiertas y c) la variación de la eficiencia de detección en función de las dimensiones del contenedor.

Se obtienen las eficiencias teórica y experimental en función del grueso residual, experimentando con detectores irradiados con UO₂ y grabados a diferentes gruesos finales, ya que el detector queda así expuesto a un espectro continuo de partículas α parecido al recibido en un monitoreo de radón.

Las trazas abiertas se cuantifican en el contador de Chispa obteniéndose un factor de conversión de

$$27 \text{ trazas abiertas/cm}^2 = 1 \text{ pCi/l.mes}$$

La eficiencia η del detector, en función del grueso residual l_p está dada por ⁴⁰

$$\eta = 403.68 - 91.35 l_p + 5.22 (l_p)^2$$

donde $\eta = 100\%$ para $l_p = 4.5 \mu\text{m}$

3.2.3 Calibración para neutrones.

Un procedimiento general de calibración de detectores STN para neutrones se presenta en el diagrama de bloques de la figura 3.4.

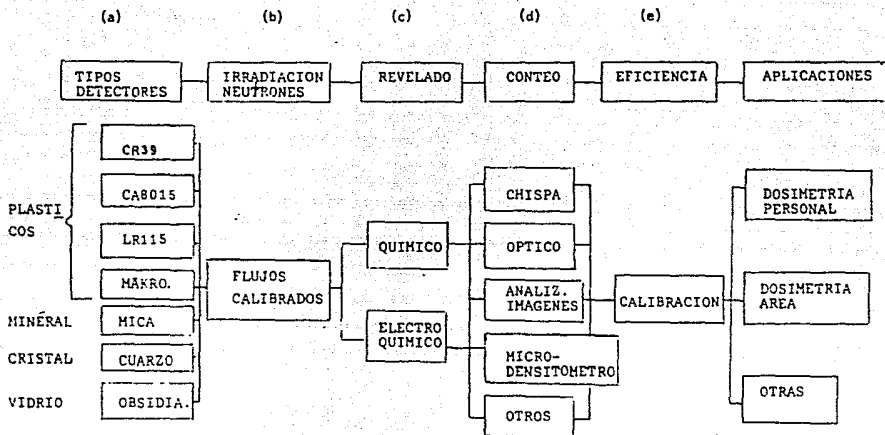


FIGURA. 3.4 Sistemática para obtención de la eficiencia de detección de neutrones.

Como el neutrón no tiene carga, los detectores STN registran la radiación secundaria compuesta de partículas cargadas pesadas; se elige primeramente a) un detector o un conjunto de irradiador-detector sensitivo a la radiación secundaria que se producirá de acuerdo al intervalo de energía que se desea detectar. Se expone b) el detector o conjunto irradiador-detector a un flujo calibrado de neutrones. El flujo de neutrones es elegido con un espectro igual o parecido al que se desea medir. El revelado c) y lectura d) de las trazas se realiza según el tipo de detector que se haya elegido. Una vez elegidos estos métodos, la eficiencia e) se define y calcula.

La calibración del detector se obtiene relacionando la eficiencia obtenida con el número de neutrones/cm² recibido en la irradiación.

3.3 Detección de neutrones con detectores STN orgánicos.

La detección de neutrones por medio de detectores STN orgánicos, se basa en el registro de las partículas ionizantes producto de la interacción del neutrón con los núcleos de los átomos estructurales del detector y/o de las producidas en un material irradiador colocado sobre el detector. Por irradiador se entiende aquellos materiales que tienen una alta sección eficaz para la reacción (n, partícula cargada). Estos irradiadores permiten incrementar la eficiencia de detección de un plástico, al registrar éste la partícula cargada producida en la reacción.

La mayoría de los detectores plásticos contienen, como elementos estructurales, hidrógeno, carbón, oxígeno y nitrógeno, elementos con los cuales el neutrón puede interactuar produciendo reacciones del tipo a, b y c esquematizadas en la figura 3.5; donde se indica también la región de energía del neutrón para la cual la reacción puede ser producida y registrada como traza.

Comúnmente se utiliza un material irradiador depositado en el detector o unido a él externamente para aumentar el número de partículas secundarias o para generarlas en los intervalos de energía en que el detector plástico no lo puede hacer.

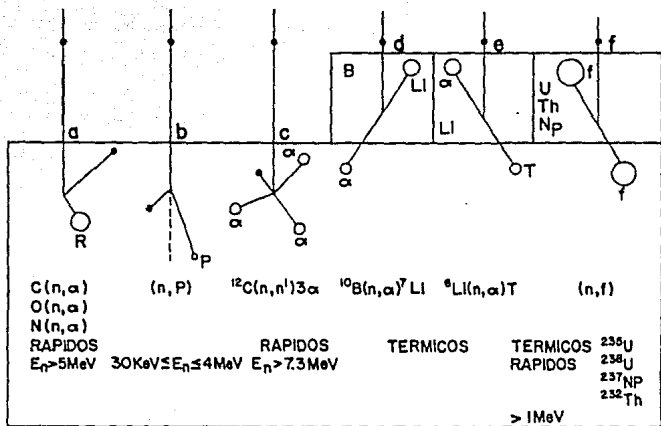


Figura 3.5 Corte transversal de un detector plástico irradiado con neutrones. En la parte superior del extremo derecho está un corte transversal de irradiadores sobre el detector. Se indican las reacciones nucleares probables y el intervalo de energía del neutrón en el que pueden suceder. Las reacciones corresponden solo a las que sus productos pueden ser detectados como trazas.

En la figura 3.5 se presentan tipos de reacciones nucleares *d, e* y *f* en materiales comunmente utilizados como irradiadores.

La selección del material detector y los materiales irradiadores se realiza definiendo el espectro de energía de los neutrones a detectar, estableciendo la cinemática de las reacciones nucleares y determinando la energía y alcance en el material detector de las partículas ionizantes producidas.

3.3.1 Principales reacciones nucleares para la detección de neutrones.

En los elementos componentes de los detectores plásticos, H, C, N y O se tienen las siguientes reacciones nucleares como probables:

Dispersión elástica. Las secciones eficaces de dispersión elástica para el O, C y N, mostradas en la figura 3.6, son funciones decrecientes con la energía del neutrón en el intervalo de 0 a 14 MeV. El calculo de la energía transferida al núcleo de retroceso por el neutrón se realiza mediante la ecuación 10 derivada en el apéndice II

$$E_R = E_n \frac{4 M_R m_n}{(M_R + m_n)^2} \cos^2 \theta$$

en donde θ es el ángulo entre la dirección del núcleo de retroceso R y la dirección del neutrón incidente.

De dicho cálculo se observa en la Tabla 2, como la energía máxima transferida disminuye rápidamente, conforme aumenta la masa del núcleo de retroceso, teniendo como máxima transferencia al núcleo del hidrógeno. El ángulo de salida del hidrógeno de retroceso tiene un intervalo entre 0 a $\pi/2$ y para los otros elementos N, O y C el ángulo está entre 0 y π . Para las energías de los neutrones menores de 14 MeV, la reacción se considera⁽¹⁷⁾ isotrópica, sin que ésto afecte significativamente en los cálculos de la penetración de los neutrones.

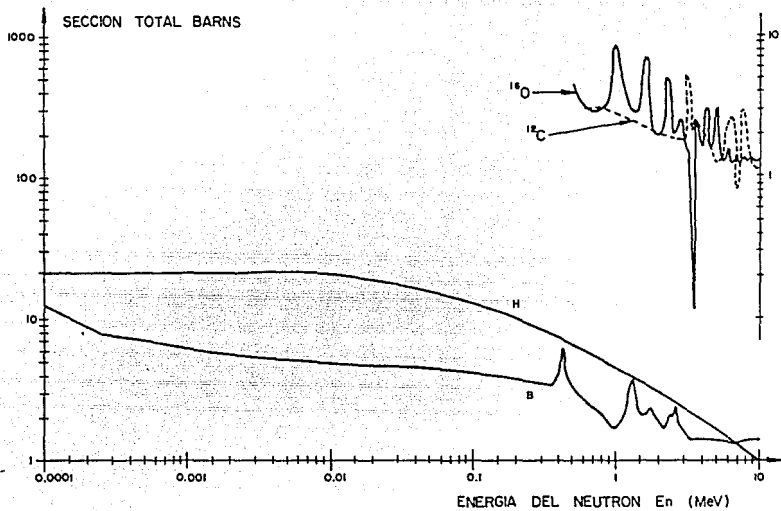


Figura 3.6 Secciones eficaces elásticas del neutron con C, O, B e H.

Tabla 3.2 Fracción⁽¹⁸⁾ de la energía transferida máxima en una dispersión elástica con neutrones para $\theta = 0^\circ$.

Núcleo blanco	masa	$(E_t/E_n)_{\max}$
^1H	1	1
^2H	2	$8/9 = .89$
^3He	3	$3/4 = .75$
^4He	4	$15/25 = .64$
^{12}C	12	$48/169 = .284$
^{16}O	16	$64/289 = .221$

Dispersión inelástica. Las secciones eficaces del N, O y C para las reacciones nucleares del tipo (n,α) , (n,p) y (n,T) comienzan a ser significativas para neutrones con energías mayores a 2 MeV como se aprecia en la figura 2.2.

En la tabla 3.3 se presenta el valor Q para algunas reacciones inelásticas del C, O y N y la energía máxima de la partícula ionizante producto de la reacción cuando el neutrón tiene 7 MeV.

Tabla 3.3 Valores de Q para algunas reacciones nucleares con neutrones que producen partículas cargadas, y valor máximo de energía de la partícula saliente para un neutrón con 7 MeV.⁽¹⁹⁾

Reacción	Q (MeV)	E_{\max} para $E_n = 7$ MeV
$^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$	- 5.7	1.28
$^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$	0.63	7.82
$^{14}\text{N}(n,T)^{12}\text{C}$	- 4.01	2.88
$^{14}\text{N}(n,\alpha)^{11}\text{B}$	- 0.16	6.3
$^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$	- 9.63	-
$^{16}\text{O}(n,D)^{15}\text{N}$	- 9.9	-
$^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$	- 2.21	4.54

Captura de neutrones. Para neutrones de baja energía, ocurren reacciones de captura con el $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ y con el $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ ésta última tiene una $Q = 0.63$ MeV.

Elementos irradiadores. Los elementos irradiadores B y Li tienen una alta sección eficaz para la reacción (n,α) para neutrones térmicos. Debido a la Q positiva de las reacciones, la partícula α emitida tiene la energía suficiente para dejar una traza observable en el plástico detector. Ambas secciones decrecen con la energía del neutrón de una forma proporcional a $1/v$ en un intervalo comprendido entre térmicos hasta energías del orden de 1 MeV.

Los irradiadores hidrogenados se utilizan para producir protones de retroceso, en aquellos casos en que el detector sea capaz de registrarlos como trazas, como es el caso del CR39.

3.4 Detección de neutrones con LR115 y CR39.

Los detectores estudiados en este trabajo son:

1) El LR115, nitrato de celulosa producido por Kodak Pathé, de aproximadamente $12 \mu\text{m}$ de grosor, densidad 1.62 g/cm^3 , de color rojo, colocado sobre una base de poliéster transparente de $100 \mu\text{m}$ de grosor, sensible a registrar partículas con poder de ionización no menor al de las partículas α .

2) El CR39, dietil-glico-bisalil-carbonato polimerizado, plástico frágil y transparente con densidad de 1.3 g/cm^3 , con grosores entre 100 y $600 \mu\text{m}$, fabricado por Pershore, sensible a partículas con poder de ionización similar al de protones con 30 keV de energía.

En la Tabla 3.4 se presentan las reacciones nucleares y, subrayadas, las partículas producidas que intervienen en la detección de neutrones térmicos, intermedios y rápidos para el LR115 y el CR39. En la última columna se presentan los métodos de lectura utilizados para este trabajo.

Tabla 3.4 Reacciones nucleares que participan en la detección de neutrones.

Detector	neutrones			Lectura
	Térmicos	Intermedios	Rápidos	
LR115	con Irradiador $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ $^6\text{Li}(n,\alpha)$	con Irradiador $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ $^6\text{Li}(n,\alpha)$	en el Detector $\text{C}(n,\alpha)$ $\text{O}(n,\alpha)$ $\text{N}(n,\alpha)$	Microscopio Optico y/o C. de Chispa
CR39	con Irradiador $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ $^6\text{Li}(n,\alpha)$	con Irradiador $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ $\text{H}(n,n)p$ para $E_n > 30 \text{ keV}$	con Irradiador $\text{H}(n,n)p$ en el Detector $\text{C}(n,\alpha)$ $\text{O}(n,\alpha)$ $\text{H}(n,n)p$	Microscopio Optico y/o Grabado Electro- químico.

En esta tabla se presentan sólo las reacciones nucleares que producen partículas cargadas detectables como trazas. No se incluyen núcleos de retroceso ya que sus trazas son de pequeño alcance en comparación con las de las otras partículas. Se puede observar en la tabla cómo para el CR39 se presentan más reacciones, ya que éste detecta partículas con bajo poder de ionización como el p y el T.

Referencias

1. G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, Inc., 1979, p 556
2. Ibid., p 572
3. S:A:, Durrani, Solid State Nuclear Track Detection, Pergamon Press, 1987, p 23 y 24
4. R.L. Fleisher, et al. Nuclear Tracks in Solids, Principles and Applications, University of California Press, 1975, p 17
5. S. A. Durrani, Solid State Nuclear Track Detection, Pergamon Press, 1987, p 27 - 33
6. M Balcázar, A Modified Version of a Spark Counter for α -Spectroscopy, Nuclear Tracks and Radiation Measurements 8 (1984) 817
7. M Balcázar, A López y A Cuapio. Radon as a Signal to Locate Geothermal Energy Sources, Proceedings of the International Workshop on Radon Monitoring in Radioprotection, Environmental Radioactivity and Earth Sciences, ICTP, Trieste, Italy, April 3-14, 1989.
8. M Balcázar, Detección de Generación de Petróleo por Fisión Espontánea en Apatitas, Conferencia, Seminario de Física Nuclear, Centro Nuclear, Salazar, México, Marzo 1990.
9. M. Balcázar, L Tavera C Dávila, A Macías, E Aguilera. "CR39, a detector to study super heavy elements", International Union of Pure and Applied Physics, Moscow, Nauka, Vol 9, 1988, p 156-159
10. M de la Rosa, M Balcázar, L Tavera y A Lopez, Efectos de bajas dosis en Drosophila expuesta a un ambiente controlado de radón. 8o Congreso Latinoamericano de Genética, La Habana Cuba, Octubre 1987
11. M E de la Rosa, M Balcázar, L Tavera y S Zimmering, Effects on Survival Following Radon Exposure on Developing Drosophila, Genetic Monitoring for Protection on Human Health and Environment, Costa Rica, 1988
12. L Tavera, M Balcázar, M E de la Rosa y S Zimmering, Mutagenic Effects of Environmental Radon, 8th International Conference on Environmental Mutagens, Cleveland, USA, 1989
13. L Tavera, M Balcázar, M Olea, J Jiménez, H Carrasco, J Aspiazu y H López. Medidas de Dosis Altas en Irradiaciones β , p y γ . XXIX Congreso Nacional de Física, México, 1985
14. S. A. Durrani, R. K. Bull. Solid State Nuclear Track Detection, Pergamon Press, 1987, p 64

15. B. L. Fleisher et al, Nuclear Tracks in Solids, Principles and Applications, University of California Press, 1975, p 232-294
16. M Balcázar, A Chávez, A López, Environmental Radon Monitoring in a Low-Radioactive waste storage
17. Auxier J. A. et al, Radiation Dosimetry, Vol 1, "Neutron Interactions and Penetration in Tissue". (Attix F H and Roesch W C eds) Academic Press, 1968, p 277-278
18. G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, Inc., 1979, 572
19. Auxier J. A. et al, Radiation Dosimetry, Vol 1, "Neutron Interactions and Penetration in Tissue". (Attix F H and Roesch W C eds) Academic Press, 1968, p 284-285

4 FORMACION DE LA TRAZA Y CALCULO DE CONDICIONES OPTIMAS DE CONTEO AUTOMATICO DE POLIMEROS DELGADOS.

4.1 Geometría de la traza.

El proceso de agrandamiento o grabado del daño, se logra sumergiendo al detector irradiado en una solución alcalina durante un tiempo determinado.

La solución alcalina degrada el plástico con una velocidad V_g que depende del material, de la concentración y temperatura de la solución. En las partes dañadas por la radiación, el plástico se degrada con una velocidad mayor V_t a lo largo de la trayectoria de la partícula.

Esta velocidad V_t depende, además de las condiciones de grabado, de la intensidad del daño; es decir de la pérdida de energía dE/dx de la partícula⁽⁴⁾.

En la figura 4.1 se muestra un corte transversal del plástico, con un esquema de la traza y los parámetros geométricos implicados. Este modelo considera V_t constante y permite establecer fácilmente las características del proceso de grabado de la traza.

Para un tiempo t en que el plástico es sometido a la solución, la superficie original habrá disminuido un grosor $h = V_g t$; en ese mismo tiempo la distancia L entre la punta del cono de la traza y la superficie original será igual a $V_t t$ y la distancia L_r entre la nueva superficie y la punta del cono será igual a $L_r = L - h$, donde h es el grosor removido.

La forma cónica de la traza se debe a que la velocidad de grabado V_g es radial en cada punto de la trayectoria de la traza. Cada esfera tiene como radio $(V_g) t$. Entonces el ángulo θ del semicono se puede expresar geoméricamente como:

$$\text{sen } \theta = \frac{V_g t}{L} = \frac{V_g t}{V_t t} = \frac{V_g}{V_t}$$

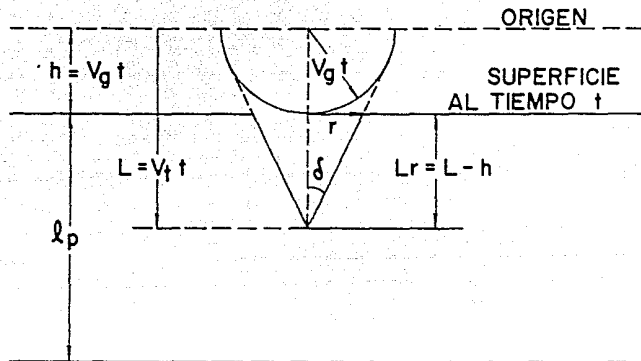


Figura 4.1 Modelo de una traza grabada en un tiempo t , considerando a la velocidad de grabado V_g constante. La relación entre la velocidad de corrosión a lo largo de la traza V_t y la velocidad de corrosión en el resto del material V_g , define la geometría de la traza.

Además en la figura 4.1 se puede observar que :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{r}{V_t t - V_g t} \quad 4.1$$

considerando el triángulo mayor

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{V_g t}{\sqrt{L^2 - h^2}} = \frac{V_g t}{t \sqrt{V_t^2 - V_g^2}} = \frac{V_g}{\sqrt{V_t^2 - V_g^2}} \quad 4.2$$

igualando las ecuaciones 4.1 y 4.2

$$\frac{r}{V_t t - V_g t} = \frac{V_g}{\sqrt{V_t^2 - V_g^2}}$$

despejando r

$$r = \frac{V_g t (V_t - V_g)}{\sqrt{V_t^2 - V_g^2}}$$

$$r = V_g t \sqrt{\frac{(V_t - V_g)^2}{(V_t - V_g)(V_t + V_g)}}$$

$$\text{como } r = \frac{d}{2} \quad \rightarrow \quad d = 2 V_g t \sqrt{\frac{V_t - V_g}{V_t + V_g}}$$

dividiendo entre V_g y definiendo $V = V_t/V_g$ se tiene

$$d = 2h \sqrt{\frac{V - 1}{V + 1}} \quad \text{donde } h = V_g t$$

La condición de V_t constante es un modelo muy utilizado que permite, para tiempos cortos, establecer características del proceso de grabado de una forma simple.

El caso más general ocurre cuando la velocidad V_i varía a lo largo de la traza, por ejemplo una situación que se presenta comúnmente, es la incidencia de la partícula a un ángulo θ con respecto a la superficie del plástico diferente de 90° , como se puede observar en la figura 4.2. En este caso para que se forme la traza grabada se debe cumplir que la proyección de la velocidad de grabado en la vertical, $V_i \text{ sen}\theta$, sea mayor que la velocidad de grabado V_g .

$$V_i \text{ sen}\theta > V_g$$

el valor del ángulo θ que cumple con la condición

$$V_i \text{ sen}\theta_c = V_g \quad \text{ó} \quad h = L \text{ sen}\theta_c$$

A θ_c se le llama ángulo crítico.

En los casos en que V_i no es constante, sino función del alcance, se define el parámetro llamado grosor crítico h_c , expresado como

$$h_c = x_c / \text{sen}\theta$$

donde x_c es el punto sobre la trayectoria de la traza en donde se cumple que

$$\text{sen}\theta = \frac{V_g}{V_i} = \frac{1}{v}$$

$$\text{ó} \quad v \text{ sen}\theta - 1 = 0$$

4.2 Ecuaciones de la formación de la traza para plásticos delgados.

En plásticos delgados, donde el alcance de las partículas cargadas detectadas es del orden del grosor del plástico, se pueden calcular los grosores residuales a los que se debe grabar el plástico para que las trazas de partículas con alcances y ángulo de incidencia determinados, se encuentren abiertas; es decir, que las trazas grabadas hayan cruzado el grosor del plástico y estén a punto de formar un agujero.

Para este cálculo Somogyi y Almasi⁽²⁾ consideran cinco situaciones probables, de acuerdo al alcance de la partícula. En la figura 4.3 se esquematizan dos plásticos antes (a) y después (b) de grabarse; en éstos se presentan los cinco casos siguientes:

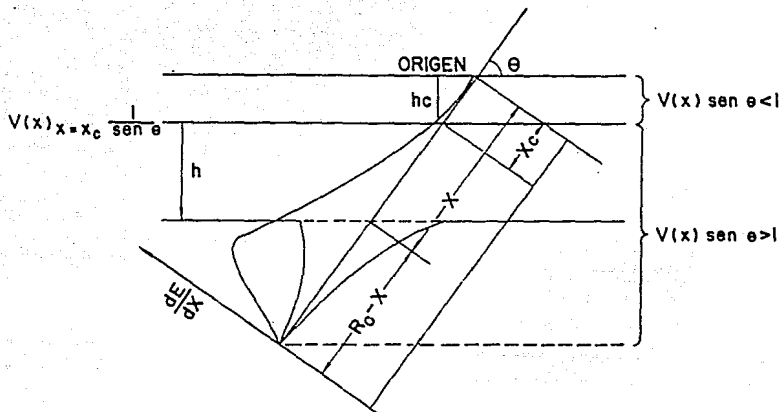


Figura 4.2 Formación de la traza de una partícula incidiendo a un ángulo θ con la superficie del plástico. La pérdida de energía en función del alcance R se grafica con los ejes coincidiendo con la trayectoria de la partícula. x es una variable en dirección de la trayectoria y en sentido opuesto al del alcance. h_c es el grosor crítico, grosor en el cual la traza no es grabable debido a que $V(x) \sin \theta < 1$.

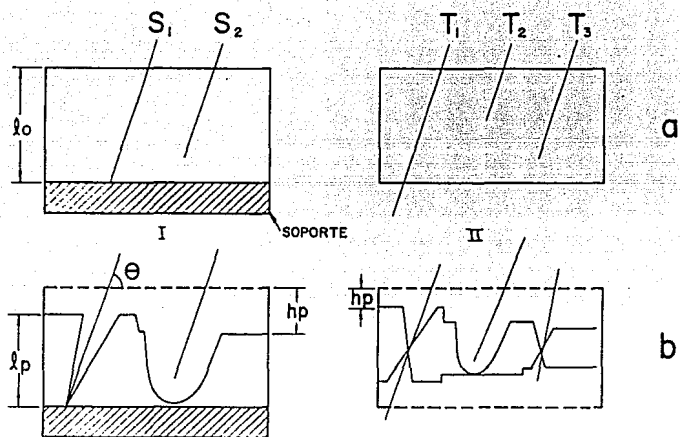


Figura 4.3 Corte transversal de dos tipos de detectores plásticos delgados, con y sin soporte; y cinco partículas con diferente alcance incidiendo en ellos, S_1 , S_2 , T_1 , T_2 y T_3 . l_0 es el valor del grosor inicial de los plásticos. La parte b de la figura presenta los detectores después de ser grabados; h_p indica el grosor removido en un tiempo t , y l_p el grosor residual para ese tiempo, tal que se produce una perforación en el detector.

En el detector I, S_1 representa a una partícula incidente, con un alcance mayor o igual al grosor del detector; S_2 a una partícula con un alcance menor que el grosor del detector. En el detector II, T_1 corresponde al caso en que el alcance de la partícula es mayor o igual que el grosor del detector, en T_2 el alcance es menor que el grosor del detector y más próximo a la superficie de incidencia, en T_3 el alcance es menor que el grosor y más próximo a la superficie inferior.

En la tabla 4.1 se presentan las relaciones⁽²⁾ para calcular el grosor removido h_p que corresponde al momento justo en que la traza perfora el plástico.

Tabla 4.1 Relación para el calculo de grosor removido h_p , en el momento de la perforación de una hoja delgada isotrópica, para diferentes situaciones dadas en la figura 4.3

Rango de validez	$lo \leq R_\theta$	$0 \leq R_\theta \leq lo$	$lo \leq R_\theta$	$0 \leq R_\theta \leq lo - hc - HC(Ro)$ $lo - hc - HC(Ro) \leq R_\theta < lo$
h_p para $V \neq cte.$	$H_i + hc$	$HC(Ro) + hc + lo - R_\theta$	$\frac{1}{2}(H_i + hc)$	$\frac{1}{2}(HC(Ro) + hc + lo - R_\theta)$

donde

lo = grosor original de la hoja

θ = ángulo de incidencia

Ro = alcance total

h = grosor removido

$V = V_i/V_g$

$hc = x_c$ = grosor crítico removido

$R_\theta = Ro \text{ sen } \theta$

$H_i = \int_{x_c}^{lo/\text{sen } \theta} V^{-1}(x) dx$

$$HC(Ro) = \int_{x_c}^{Ro} V^{-1}(x) dx$$

4.2.1 Análisis de las ecuaciones.

Para el caso S_1 , cuando la partícula cruza el plástico y éste se graba solamente por la cara expuesta, se tiene que h_p es igual al grosor crítico removido hc (que puede ser igual a cero) más el grosor removido al mismo tiempo que la traza se graba

$$h_p = h_c + h_s$$

donde

$$h_c = x_c \operatorname{sen} \theta$$

$$h_s = V_g t_o$$

x_c = distancia en dirección de la traza, tal que la traza no es grabable

t_o = tiempo que transcurre desde que empieza a grabarse la traza, hasta donde está a punto de abrirse

Para expresar a H en función de $V(x) = (V(x) / V_g)$, se utiliza la relación

$$V(x) t_o = x \quad 4.3$$

x es la distancia en dirección de la traza, con origen en la superficie del plástico, como se puede apreciar en la figura 4.2. Despejando t_o de 4.3

$$h_s = \frac{x V_g}{V(x)} = \frac{x}{V(x) / V_g} = \frac{x}{V(x)} = x V^{-1}(x)$$

$$h_s = x V^{-1}(x)$$

integrando para x , desde x_c a x_f , donde x_f está determinado por el grosor l_o del plástico $x_f = l_o / \operatorname{sen} \theta$.

Entonces

$$h_s = \int_{x_c}^{l_o / \operatorname{sen} \theta} V^{-1}(x) dx \quad 4.4$$

quedando entonces para el caso S₁

$$h_p = h_c + h_s$$

Para calcular h_p en el caso S₂, se divide el grosor total removido en 3 tiempos:

en t_1 se graba

1. el grosor crítico h_c

en t_2 se graba

2. el grosor h_1 durante el grabado de la traza

en t_3 se graba

3. el grosor h_2 no dañado por la partícula

$$h_p = h_c + h_1 + h_2$$

h_1 se puede expresar en función de la velocidad $V(x)$, y calcular integrando con los límites de x_c y R_o . h_1 se renombra como $H(R_o)$

$$H(Ro) = \int_{x_c}^{Ro} V^{-1}(x) dx$$

Para calcular h_z basta restar al grosor inicial el alcance de la partícula proyectado en la vertical

$$h_z = l_0 - Ro \text{ sen } \theta$$

renombrando $Ro \text{ sen } \theta$ como R_θ , se tiene para h_p la expresión:

$$h_p = h_c + H(Ro) + l_0 - R_\theta$$

Para el caso T₁, cuando el plástico se graba por ambos lados y el alcance de la partícula es mayor o igual que el grosor del plástico: se calcula separadamente el grosor removido en ambas caras del plástico; definiendo como h_{p1} al grosor removido de la superficie superior y h_{p2} al grosor removido de la superficie inferior.

h_{p1} se puede expresar como

$$h_{p1} = h_c + H_a$$

donde H_a es el grosor removido en el tiempo t_a , tiempo durante el cual la traza se graba desde $x = x_c$ hasta $x = (l_0/\text{sen}\theta - a)$. a es la distancia, en dirección x , que hay desde la superficie inferior hasta el punto donde las dos trazas se unen, figura 4.3. Por lo tanto H_a se puede expresar en función de V_g y t_a

$$H_a = V_g t_a$$

t_a en función de la velocidad de la traza esta dado por

$$t_a = \frac{x}{V_t(x)}$$

sustituyendo t_a en H_a

$$H_a = V_g \frac{x}{V_t(x)} = x V^{-1}(x)$$

Integrando la función H_a en el intervalo t_a se tiene:

$$H_a = \int_{x_c}^{(l_0/\text{sen}\theta)-a} V^{-1}(x) dx$$

Para la superficie inferior se tiene que h_{p2} se puede expresar como

$$h_{p2} = H_0$$

donde H_0 es el grosor removido en el tiempo t_0 , tiempo durante el cual la traza se graba desde $x = l_0/\text{sen}\theta$ hasta cuando se juntan las trazas grabadas $x = (l_0/\text{sen}\theta) - a$. Expresando H_0 en función de la velocidad de grabado y el tiempo t_0 se tiene

$$H_0 = V_g t_0$$

y t_0 expresado en función de la velocidad de la traza

$$t_0 = \frac{x}{V_t(x)}$$

sustituyendo a t_0 en H_0 se obtiene

$$H_0 = V_g \frac{x}{V_t(x)} = x V^{-t}(x)$$

Integrando la función H_0 en el intervalo correspondiente a t_0

$$H_0 = - \int_{l_0/\text{sen}\theta}^{(l_0/\text{sen}\theta)-a} V^{-t}(x) dx$$

el signo menos significa que la integral se está realizando en sentido opuesto al de la función $V(x)$. Cambiando los límites se tiene

$$H_0 = \int_{(l_0/\text{sen}\theta)-a}^{l_0/\text{sen}\theta} V^{-t}(x) dx \quad 4.5$$

Ya que el grosor removido por ambos lados, h_{p1} y h_{p2} , debe ser igual, se puede llamar h_p a ambos y se puede combinarlos de la siguiente manera

$$2h_p = h_{p1} + h_{p2}$$

sustituyendo los valores anteriormente obtenidos para cada grosor

$$2h_p = h_c + \int_{x_c}^{(l_0/\text{sen}\theta)-a} V^{-t}(x) dx + \int_{(l_0/\text{sen}\theta)-a}^{l_0/\text{sen}\theta} V^{-t}(x) dx$$

uniendo las dos integrales se tiene

$$2h_p = h_c + \int_{x_c}^{l_0/\text{sen}\theta} V^{-1}(x) dx$$

ya que esa integral está nombrada como H_s entonces la expresión para h_p se reduce a

$$2h_p = h_c + H_s$$

$$h_p = \frac{h_c + H_s}{2}$$

Para el caso T_2 , cuando el alcance es menor que el grosor del detector y está más próximo a la superficie superior, se tiene que el grosor removido por ambos lados en un tiempo t será igual, esto es

$$h_{p1} = h_{p2} = h_{p3}$$

h_{p1} , grosor removido por la parte superior se puede expresar en tres partes:

$$h_{p1} = h_c + H(R_0) + h_f$$

h_c es el grosor crítico, $H(R_0)$ es el grosor removido en el tiempo durante el cual la traza se graba en el total de su alcance, y h_f es el grosor removido en el tiempo durante el cual la traza ya se graba con velocidad V_g hasta el momento de unirse con la superficie inferior. Entonces h_f puede representarse como

$$h_f = (l_0 - R_0 \text{sen}\theta) - h_{p2}$$

sustituyendo h_f en h_{p1}

$$h_{p1} = h_c + H(R_0) + (l_0 - R_0 \text{sen}\theta) - h_{p2}$$

y ya que

$h_{p1} = h_{p2}$ y ambas son igual a h_p entonces

$$2h_p = h_c + H(R_0) + l_0 - R_0 \text{sen}\theta$$

$$h_p = \frac{h_c + H(R_0) + l_0 - R_0 \text{sen}\theta}{2}$$

La función $H(R_0)$ se puede obtener de la misma forma que las anteriores. Se expresa la función en términos de la velocidad de grabado V_g y el tiempo respectivo, t_0 ; de nuevo el tiempo puede ser expresado en función de la integral de la velocidad de la traza con

los límites correspondientes que en este caso son desde $x = x_c$ hasta el alcance total de la partícula R_0 .

$$H(R_0) = \int_{x_c}^{R_0} V^{-1}(x) dx \quad 4.0$$

Para el caso Ts, cuando el alcance de la partícula es menor que el grosor del detector pero está más cercano al lado opuesto, la traza se grabará por ambos lados. De nuevo se calcula los grosores removidos en ambos lados h_{p1} y h_{p2} , partiendo de que $h_p = h_{p1} = h_{p2}$.

h_{p1} queda expresada como

$$h_{p1} = h_c + H_a$$

H_a es la misma función integral ya definida pero ahora los límites serán desde $x = x_c$ hasta el alcance R_0 menos la distancia b que corresponde a la distancia entre el alcance total y el punto en que se juntan las dos trazas grabadas, figura 4.3. H_a queda expresada como

$$H_a = \int_{x_c}^{R_0-b} V^{-1}(x) dx$$

Para la cara opuesta h_{p2} se puede expresar como

$$h_{p2} = h_z + H_0$$

donde h_z es el grosor removido en donde la partícula no alcanzó a cruzar por tanto se representa como

$$h_{p2} = l_0 - R_0 \sin\theta$$

y H_0 es una función integral de la velocidad $V^{-1}(x)$ con los siguientes límites

$$H_0 = - \int_{R_0}^b V^{-1}(x) dx$$

el signo menos indica que se está integrando en el sentido opuesto de la función de la velocidad.

sumando los dos grosores h_{p1} y h_{p2} y siendo estos iguales se tiene:

$$2h_p = h_c + \int_{x_c}^{R_0-b} V^{-1}(x) dx + (l_0 - R_0 \sin\theta) - \int_{R_0}^b V^{-1}(x) dx$$

cambiando el signo de la integral se pueden sumar ambas integrales y se obtiene

$$2h_p = hc + lo - R_o \operatorname{sen}\theta + \int_{x_o}^{R_o} V^{-1}(x) dx$$

la integral está nombrada como $H(R_o)$ entonces para h_p se tiene:

$$h_p = \frac{hc + lo - R_o \operatorname{sen}\theta + H(R_o)}{2}$$

Generalmente se puede definir la función de la velocidad respecto a la variable R , alcance de la partícula; para realizar las integrales anteriormente obtenidas, donde la velocidad es función de x se realiza un cambio de variable. Se sustituye a R por $(R_o - x)$, donde x tiene como origen la superficie del plástico y R_o es el alcance total de la partícula.

4.3 Determinación del grosor residual l_p óptimo para conteo de protones de retroceso en CR39.

La aplicación de las ecuaciones del grosor residual l_p al detector CR39 para protones de retroceso, requiere tener definida la función de $V = V(x)$, donde x es la variable en dirección de la traza.

De la medida experimental de los diámetros de la traza, se puede obtener una función de la energía para la velocidad. Para diferentes tiempos de grabado se ajustan curvas a los datos experimentales del tipo:

$$\phi = K_1 e^{-K_2 E} \quad \text{ó} \quad \phi = K_1 E^{-K_2}$$

La función obtenida para el diámetro, $\phi = \phi(E)$ se sustituye en la ecuación de la velocidad

$$V = \frac{\phi^2 + 4h^2}{\phi^2 - 4h^2} \quad 4.7$$

esta ecuación resulta de despejar a V de la ecuación $d = 2h \sqrt{\frac{V-1}{V+1}}$.
De esta forma se obtiene a V como función de la energía E.

Establecida la función, se tabulan los valores tanto de la energía de la partícula como la de los alcances en CR39 respectivos a cada energía, incluyendo una columna con los valores de la velocidad obtenidos con la función V(E). Con las parejas de valores (E,V) se ajusta una curva y se obtiene la función de $V = V(E)$.

En este trabajo se consideran dos detectores CR39 de diferente fabricante: CR39 fabricado por American Acrylics (CR39AA) y el fabricado por Homalite (CR39H).

4.3.1 Ecuaciones para CR39AA.

Para el caso de American Acrylics se obtiene el diámetro en función de la energía, de los datos experimentales presentados por Benton⁽⁸⁾, figura 4.4. La función obtenida es

$$\phi = K_1 E^{-K_2}$$

donde

$$K_1 = -1.63 + 1.32 t \text{ en } \mu\text{m MeV}^{-K_2}$$

$$K_2 = 0.44 - 0.008 t \text{ sin unidades}$$

Sustituyendo ϕ en la ecuación de $V(\phi)$ y a h por $h = V_0 t$ se tiene

$$V = - \frac{\phi^2 + (2V_0 t)^2}{\phi^2 - (2V_0 t)^2}$$

ya que $V_0 = 1.31 \mu\text{m/h}$ y el tiempo t de grabado se considera de 8h, la velocidad queda como

$$V = - \frac{79.8 E^{-0.752} + 432.64}{79.8 E^{-0.752} - 432.64}$$

En la quinta columna de la tabla 4.2 se presentan los valores de V(E) para energías desde .5 MeV/nucleón, hasta 2 MeV/nucleón.

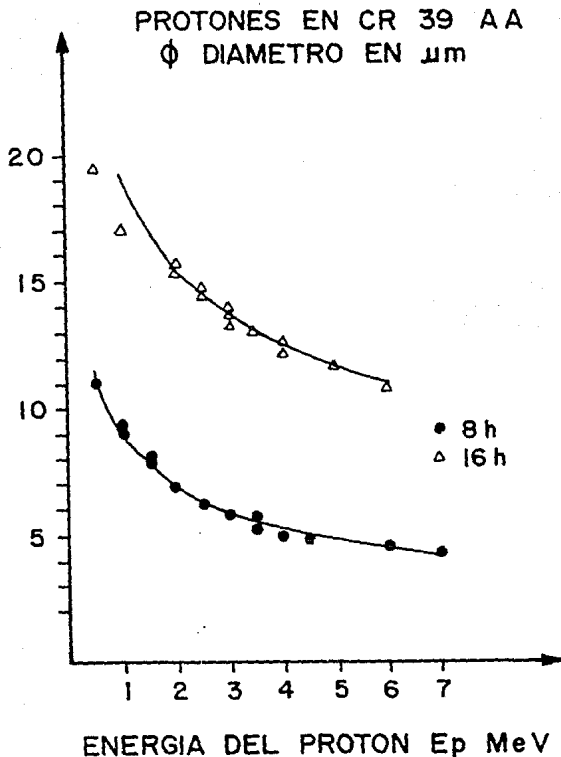


Figura 4.4 Diámetro de trazas de protones en CR39AA. La curva de los círculos corresponde a los diámetros formados en un tiempo de 8 h de grabado y la curva de los triángulos a un tiempo de 16 h de grabado.

Tabla 4.2 Valores del alcance de protones y tritio en CR39 para energías de 0.5 a 2 MeV/nucleón y los respectivos valores de la velocidad V en CR39AA y CR39H.

E_p y E_t MeV/nucleón	E_t MeV	R_p μm	R_t μm	V_{AA} $\mu\text{m/h}$	V_H $\mu\text{m/h}$
0.5	1.5	6.71	20.08	1.881	1.58
0.6	1.8	8.77	26.23	1.727	1.344
0.7	2.1	11.04	33.05	1.622	1.510
0.8	2.4	13.54	40.53	1.547	1.479
0.9	2.7	16.28	48.63	1.489	1.450
1.0	3.0	19.17	57.36	1.444	1.424
1.1	3.3	22.29	66.70	1.407	1.399
1.2	3.6	25.61	76.64	1.376	1.376
1.3	3.9	29.13	87.17	1.350	1.354
1.4	4.2	32.84	98.28	1.328	1.334
1.5	4.5	36.75	110	1.309	1.315
1.6	4.8	40.84	122.2	1.292	1.297
1.7	5.1	45.12	135	1.277	1.281
1.8	5.4	49.59	148.4	1.264	1.268
1.9	5.7	54.12	162.9	1.252	1.25
2.0	6.1	58.81	178.9	1.242	1.237

De las parejas de valores, alcance del protón y velocidad, para el CR39AA, se ajusta una curva y se obtiene la función de VCR) siguiente

$$VCR) = 1 + A R^{-B}$$

donde

$$A = 2.375$$

$$B = 0.96$$

con un factor de correlación igual a $r^2 = 0.997$

Esta función VCR) se sustituye en las ecuaciones del grosor residual l_p , para los casos T_1 , T_2 y T_3 ya que este detector se graba por los dos lados.

Para T_1 , cuando $l_0 \leq R_p$ y $l_p = \frac{1}{2} (H_i + H_c)$ se tiene:

$$l_p = l_0 - 2h_p$$

entonces

$$l_p = l_0 - (H_i + h_c)$$

sustituyendo H_i por la integral de la velocidad, ecuación 4.4, y cambiando la variable x por $(R_0 - x)$ se tiene

$$l_p = l_0 - \int_{x_c}^{l_0/\sin\theta} V^{-1}(R_0 - x) dx - h_c$$

sustituyendo la función de V por la obtenida en la ecuación 10 se tiene

$$l_p = l_0 - \int_{x_c}^{l_0/\sin\theta} [1 + A(R_0 - x)^{-B}]^{-1} dx - h_c \quad 4.8$$

$$\text{donde } h_c = \sin\theta \left[R_0 - \left[\frac{1 - \sin\theta}{A \sin\theta} \right]^{-1/B} \right]$$

La deducción de la expresión para h_c está en el apéndice III.

Para sustituir los límites se expresa a x_c en función de h_c

$$x_c = h_c / \sin\theta$$

para el segundo caso T_2 , cuando $R_\theta \leq l_0$ y

$$h_p = \frac{1}{2} (H(R_0) + h_c + l_0 - R_\theta)$$

se tiene

$$l_p = l_0 - 2h_p$$

sustituyendo h_p en l_p

$$l_p = l_0 - H(R_0) - h_c - l_0 + R_\theta$$

y ya que

$$H(R_0) = \int_{x_c}^{R_0} V^{-1}(R_0 - x) dx = \int_{x_c}^{R_0} [1 + A(R_0 - x)^{-B}]^{-1} dx$$

se sustituyen tanto $H(R_0)$ como h_c en l_p y se obtiene que el grosor residual esta dado por:

$$l_p = R_0 \sin\theta - \sin\theta \left[R_0 - \left[\frac{1 - \sin\theta}{A \sin\theta} \right]^{-1/B} \right] - \int_{x_c}^{R_0} [1 + A(R_0 - x)^{-B}] dx \quad 4.9$$

La integral se calcula numéricamente⁽⁴⁾.

Para poder expresar el grosor residual l_p en función de la energía del neutrón y no del alcance del protón de retroceso, se ajusta una curva a los valores del alcance y la energía del protón y se sustituye ésta en la ecuación

$$E_p = E_n \cos^2 \phi$$

siendo ϕ el ángulo complementario de θ o ángulo de incidencia.

La función obtenida en el ajuste de los valores del alcance del protón en CR39 con respecto a su energía es

$$R_p = 20.857 E_p^{1.522}$$

Por lo tanto el alcance del protón en función de la energía del neutrón queda de la siguiente forma

$$R_p = 20.857 E_n^{1.522} \text{ sen } 3.044 \theta$$

En la figura 4.5 se presentan las curvas para el alcance del protón de retroceso en función del ángulo de incidencia para energías del neutrón desde 1.5 MeV hasta 4 MeV.

En la figura 4.6 se grafican los valores de l_p en función de la energía del neutrón, y con ángulos de incidencia de 0° hasta 90° . En esta gráfica se marca una línea horizontal de referencia en el valor de $l_p = 10 \mu\text{m}$ para poder comparar los resultados de los dos CR39. Según los resultados grosos residuales superiores a $19 \mu\text{m}$ no presentarán trazas abiertas de protones de retroceso; al menos de neutrones con energías entre .5 y 2 MeV. Estas curvas resultan cuando el grosor inicial del detector es $l_0 = 70 \mu\text{m}$.

4.3.2 Ecuaciones para CR39H

Utilizando los datos experimentales sobre el diámetro de la traza de protones presentados por Somogyi y Hunyadi⁽³⁾, figura 4.7, se realiza un ajuste de los datos experimentales para obtener la función del diámetro con respecto a la energía del protón y se obtiene la siguiente ecuación

$$\phi = K_3 e^{-K_4 E}$$

donde

$$K_3 = 0.46 + 1.34 t \text{ en } \mu\text{m}$$

$$K_4 = 1.06 e^{-0.18 t} \text{ en } \text{MeV}^{-1} \text{ uma}$$

E = energía/nucleón en MeV/uma

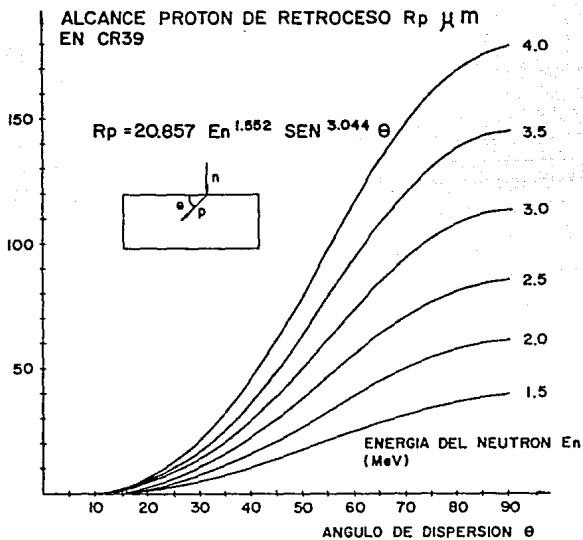


Figura 4.3 Alcance de protones de retroceso R_p en CR39. El alcance se expresa en función de la energía del neutrón incidente, $R_p = 20.857 E_n^{1.552} \text{sen } 3.044 \theta$.

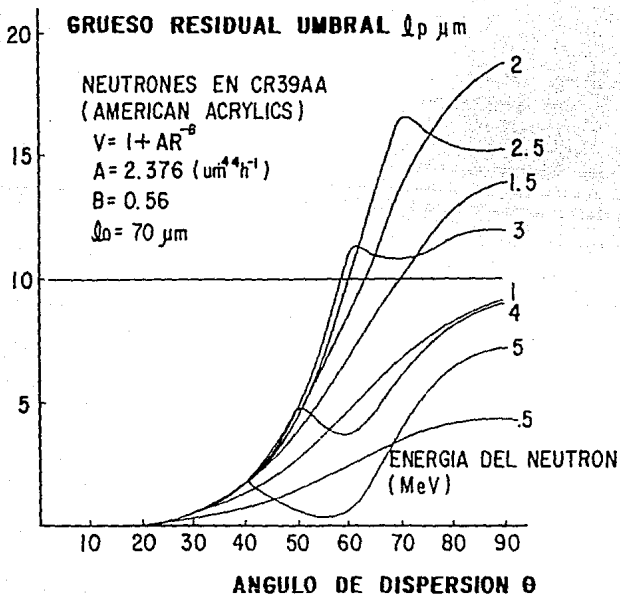


Figura 4.8 Grosor residual $l_p = l_p(\theta, E_n)$ que los protones de retroceso en CR39AA requieren tener para producir una perforación en el plástico. El grosor inicial lo es igual a $70 \mu\text{m}$.

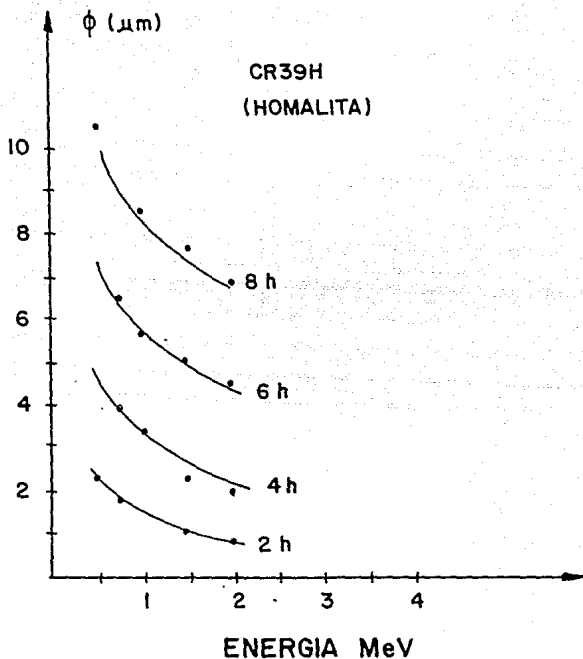


Figura 4.7 Diámetro de trazas de protones medidos experimentalmente¹⁰⁰ para cuatro tiempos de grabado 2, 4, 6 y 8 horas y para energías del protón de .5 a 2 MeV.

sustituyendo el valor de ϕ en la ecuación 4.4 de la velocidad y sustituyendo a h por Vgt cuando Vg vale $1.3 \mu\text{m}$ y t es h se tiene

$$VCEd = - \frac{(K\lambda e^{-K\lambda E})^2 + (2 Vgt)^2}{(K\lambda e^{-K\lambda E})^2 - (2 Vgt)^2}$$

$$VCEd = - \frac{124.99 e^{-0.502E} + 432.64}{124.99 e^{-0.502E} - 432.64}$$

En la tabla 4.2, en la 6a columna se presenta los valores calculados de VCEd para energías del protón desde 0.5 hasta de 2 MeV/nucleón. Con los valores del alcance, columna 3 y los correspondientes a la velocidad VCEd, se hace un ajuste de funciones y se obtiene

$$VCR) = 1 + ce^{-AR}$$

donde

$$c = 0.501 \text{ en } \mu\text{m h}^{-1}$$

$$A = 0.017 \text{ en } \mu\text{m}^{-1}$$

con un factor de correlación de $r^2 = 0.982$

VCR) también se puede expresar como

$$VCR) = 1 + e^{-AR \cdot B}$$

donde

$$B = -0.509 \text{ sin unidades}$$

Se sustituye la función VCR) en las ecuaciones del grosor residual l_p , para los casos T_1 , T_2 y T_3 .

$$\text{Para } T_1, \text{ cuando } l_0 \leq R_\theta \text{ y } h_p = \frac{1}{2} (H_1 + hc) \text{ se tiene}$$

$$l_p = l_0 - 2h_p$$

sustituyendo el valor de h_p

$$l_p = l_0 - (H_1 + hc)$$

y ya que

$$hc^* = \text{sen}\theta \left[R_0 - \frac{B}{A} + \frac{1}{A} \ln \left[\frac{1 + \text{sen}\theta}{\text{sen}\theta} \right] \right]$$

* deducida en el apéndice III

y

$$H_i = \int_{x_c}^{l_0/\sin\theta} V^{-1}(x) dx = \int_{x_c}^{l_0/\sin\theta} \left[1 + e^{-AC(R_0-x)+B} \right] dx$$

Integrando H_i

$$H_i = \left[x - R_0 - \frac{1}{A} \ln(1 + e^{-AC(R_0-x)+B}) \right]_{x_c}^{l_0/\sin\theta}$$

$$H_i = \left[\frac{l_0}{\sin\theta} - R_0 - \frac{1}{A} \ln(1 + e^{-AC(R_0-l_0/\sin\theta)+B}) \right] - \left[x_c - R_0 - \frac{1}{A} \ln(1 + e^{-AC(R_0-x_c)+B}) \right]$$

$$l_p = l_0 - h_c - \frac{l_0}{\sin\theta} + x_c - \frac{1}{A} \ln \left[\frac{1 + e^{-AC(R_0-x_c)+B}}{1 + e^{-AC(R_0-l_0/\sin\theta)+B}} \right] \quad 4.10$$

donde $x_c = h_c/\sin\theta$ Para el caso T_2 y T_3 , donde se cumple que $R_\theta \leq l_0$

$$l_p = l_0 - 2h_p$$

y

$$h_p = \frac{1}{2} \left[H(R_0) + h_c + l_0 - R_\theta \right]$$

y

$$H(R_0) = \int_{x_c}^{R_0} V^{-1}(R_0-x) dx = \int_{x_c}^{R_0} \left[1 + e^{-AC(R_0-x)+B} \right] dx$$

integrando a $H(R_0)$

$$H(R_0) = \left[x - R_0 - \frac{1}{A} \ln(1 + e^{-AC(R_0-x)+B}) \right]_{x_c}^{R_0}$$

sustituyendo los límites

$$H(R_0) = \left[R_0 - R_0 - \frac{1}{A} \ln(1 + e^{-AC(R_0-R_0)+B}) \right] - \left[x_c - R_0 - \frac{1}{A} \ln(1 + e^{-AC(R_0-x_c)+B}) \right]$$

$$H(R_0) = -x_c + R_0 - \frac{1}{A} \ln \left[\frac{1 + e^{-AC(R_0-x_c)+B}}{1 + e^B} \right]$$

sustituyendo R_θ por $R_0 \sin\theta$ y $H(R_0)$ por el valor anteriormente

obtenido, en la ecuación de l_p se tiene

$$l_p = R_0 \operatorname{sen}\theta - hc + \frac{hc}{\operatorname{sen}\theta} - R_0 - \frac{1}{A} \ln \left[\frac{1 + e^{-ACR_0 - xc} + B}{1 + e^B} \right] \quad 4.11$$

En la figura 4.8 se presentan las curvas que resultan de graficar l_p para protones de retroceso producidos por neutrones con energías entre 0.5 y 2 MeV, y para ángulos de incidencia del protón de 0° a 90° . Para $l_p = 10 \mu\text{m}$ se trazó una línea horizontal para comparar los resultados entre los dos CR39 de diferente fabricación. Si se compara las figura 4.8 y 4.9 se puede observar que para el grosor residual de $10 \mu\text{m}$ el CR39AA presenta más curvas sobre este valor indicando que presentará más trazas abiertas que el CR39H para un mismo grosor residual. Se puede comparar también el límite del grosor residual requerido para empezar a tener traza abiertas; en el CR39AA en $18 \mu\text{m}$ comienza a abrirse las trazas de neutrones de 2 MeV mientras en el CR39H es hasta $16 \mu\text{m}$ que comienzan a abrirse trazas para neutrones de 2 MeV. Por lo tanto el CR39AA es más eficiente que el CR39H.

4.4 Determinación del grosor residual l_p óptimo en CR39 para conteo de tritio de la reacción ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$.

La reacción ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ es de importancia en la detección de neutrones térmicos en CR39 ya que éste es sensible tanto al registro de las partículas alfa como a las de tritio.

Para obtener las ecuaciones del grosor residual l_p para tritio, se requiere establecer la función $V(R)$. Esta se puede deducir, utilizando el hecho de que la pérdida de energía dE/dx para isótopos tiene el mismo valor cuando la energía se expresa en unidades de energía por nucleón, figuras 4.9 y 4.10.

Primeramente se ajusta la función del diámetro de la traza para tritio utilizando el ajuste obtenido para protones. Esto se realiza tabulando los valores de las energías, totales y por nucleón, y los valores del diámetro para protones. Con las parejas de valores del diámetro y la

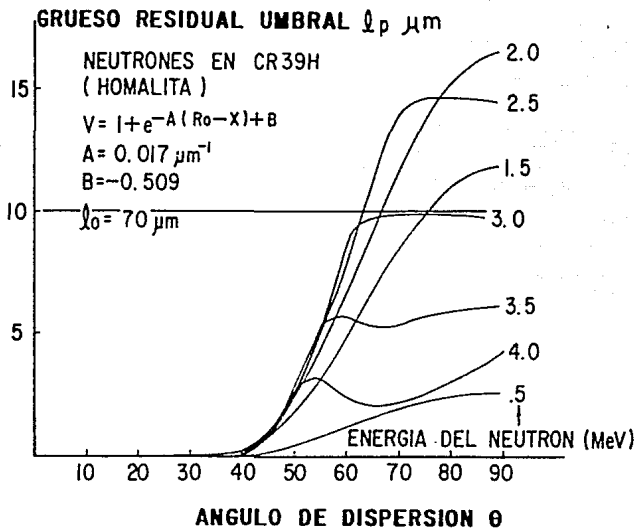


Figura 4.8 Curvas de $l_p = l_p(\theta, E_n)$ para CR39H. La línea horizontal en $10 \mu\text{m}$ permite comparar la eficiencia del CR39H con el CR39AA de la figura 4.5, que parece ser más eficiente. Ambas figuras predicen el valor del grosor residual l_p para que protones de retroceso produzcan perforaciones en los plásticos delgados.

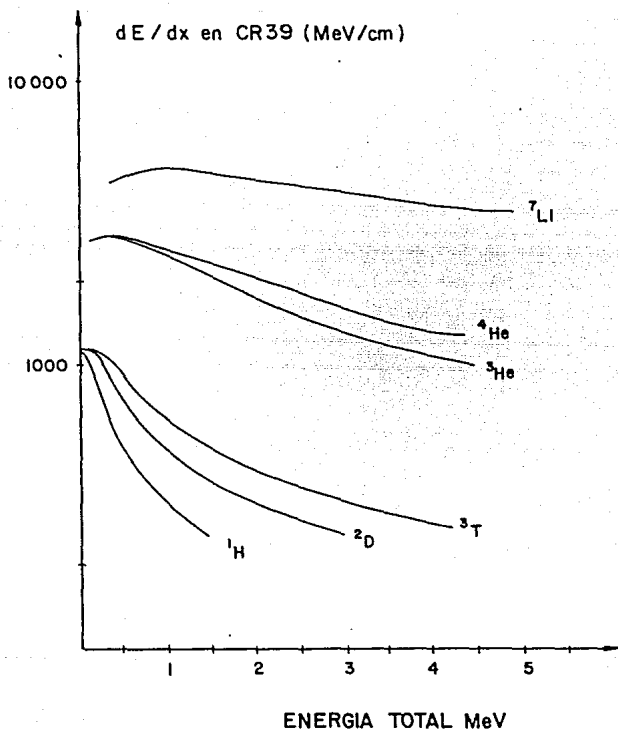


Figura 4.9 Pérdida de energía para núcleos ligeros en CR39. Los valores de la pérdida de energía para isótopos permite una distinción de partículas, cuando se realiza espectroscopía.

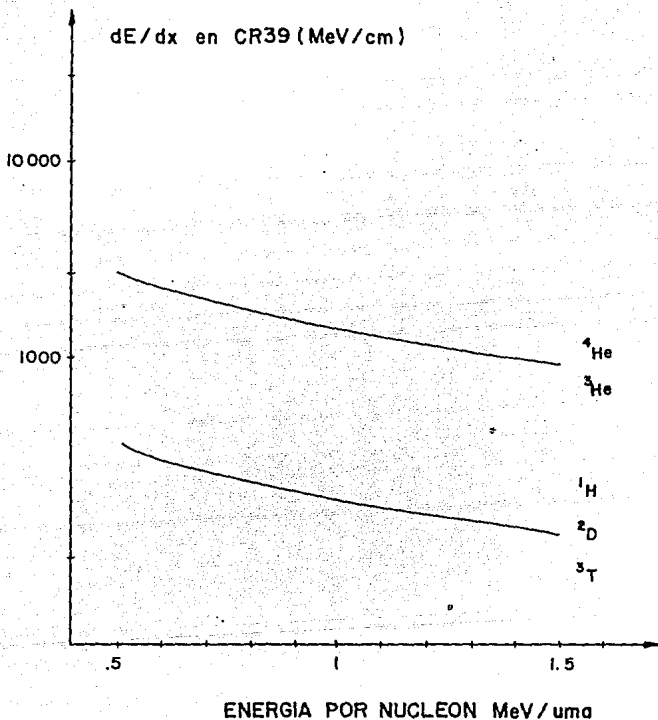


Figura 4.10 La pérdida de energía es igual para isótopos cuando la energía del ion se expresa en unidades de energía por nucleón.

energía total del tritio se obtiene un nuevo ajuste. Ya con la función para el diámetro de tritio se sigue la mecánica utilizada en el inciso anterior para obtener la función de la velocidad y las ecuaciones respectivas al grosor residual.

4.4.1 Ecuaciones del grosor residual para el CR39AA y tritio.

En la figura 4.11 se presenta las curvas del diámetro de la traza para tritio deducidas de las curvas ajustadas de los datos experimentales para protones en CR39AA.

La función de la velocidad $V(R)$ que se obtiene es la siguiente

$$V(R) = 1 + AR^{-B}$$

donde

$$A = 4.392 \text{ en } \mu\text{m}^{1.50} \text{ h}^{-1}$$

$$B = 0.56 \text{ sin unidades}$$

$$r^2 = 0.982$$

Sustituyendo esta función en las ecuaciones 4.8 y 4.9 para el grosor residual l_p se obtiene los resultados presentados en la figura 4.12. En esta figura se presenta 5 curvas correspondientes a alcances del tritio entre 10 y 50 μm ; estos alcances corresponden a energías del tritio igual a 1 MeV $< E_r < 2.8$ MeV. El límite superior es la máxima energía que puede tener el tritio cuando es producido por la reacción ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ y los neutrones son térmicos.

Si se considera isotrópica la reacción, el tritio incidirá en el plástico con un ángulo θ tal que $0^\circ < \theta < 90^\circ$ y con energías entre .91 MeV y 2.73 MeV.

4.4.2 Ecuaciones del grosor residual para el CR39H y tritio.

La función de la velocidad $V(R)$ para tritio que se obtiene ajustando las curvas del diámetro para protones en CR39H, es la siguiente

$$V(R) = 1 + e^{-AR^B}$$

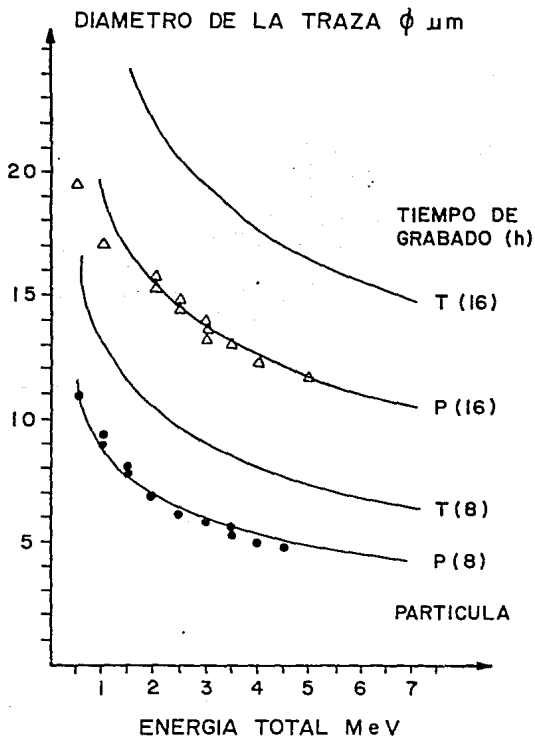


Figura 4.11 Diámetro de trazas de protones y tritio en función de la energía total de las particulas. Las curvas correspondientes al tritio están elaboradas basandose en el hecho de que la pérdida de energía dE/dx tiene el mismo valor para tritio y protones cuando la energía tiene las unidades de MeV/nucleón.

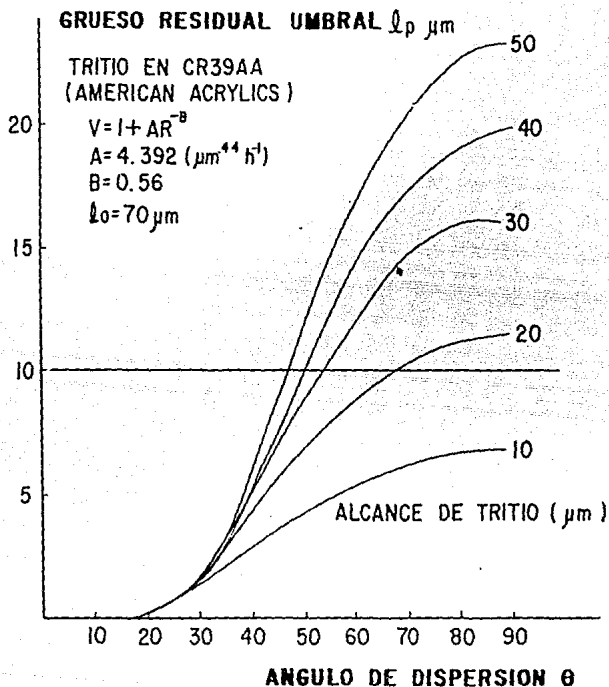


Figura 4.12 Eficiencia teórica $l_p = l_p(\theta, E_n)$ con el contador de chispa para detección de tritio, producto de la reacción ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ en CR39AA. El grosor inicial es de $70 \mu\text{m}$.

donde

$$A = 0.006 \text{ en } \mu\text{m}^{-1}$$

$$B = -0.509 \text{ sin unidades}$$

$$r^2 = 0.982$$

En la figura 4.13 se presentan las curvas obtenidas al sustituir la función VCR) en las ecuaciones 4.10 y 4.11 del grosor residual l_p . Nuevamente se grafican las curvas correspondientes a los valores de los alcances del tritio en el CR39, considerando que la máxima energía del tritio es de 2.8 MeV.

Se puede observar, comparando las figuras 4.12 y 4.13 que el CR39AA es más eficiente que el CR39H, ya que a grosores residuales mayores registra trazas abiertas.

4.5 Efecto del grosor inicial en la eficiencia de conteo por chispa.

En la figura 4.14 se presenta las curvas del grosor residual l_p para diferentes grosores iniciales l_0 : 50, 70, 90 y 110 μm . Se observa en esta figura cómo el aumento en grosor inicial produce un aumento en el grosor residual l_p , además se observa para las energías 1 y 2 MeV que después de un grosor "máximo" la curva de l_p ya no crece permaneciendo igual.

Probablemente hay una relación del grosor inicial "máximo" y el alcance de la partícula. Para 1 MeV el alcance es de 20 μm , para 2 MeV es de 60 μm y para 3 MeV es de 110 μm .

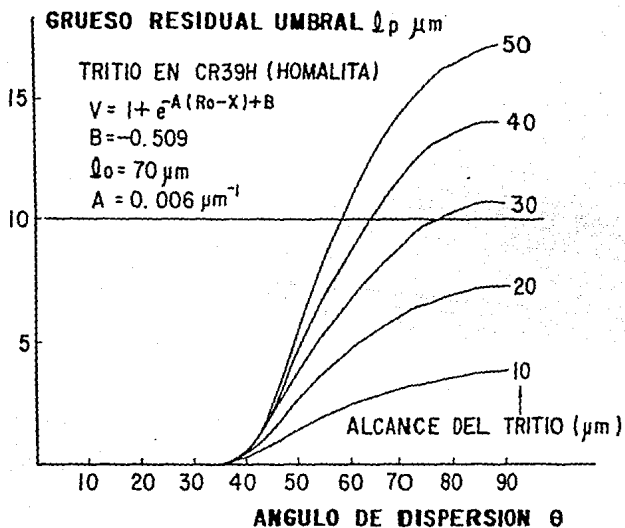


Figura 4.13 Eficiencia teórica ρ_p con el contador de chispa para la detección de tritio via la reacción ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ en CR39H. Esta eficiencia parece ser menor que la obtenida en el CR39AA mostrada en la figura 4.12.

ESTA TESIS NO DEBE SALIR DE LA BIBLIOTECA EN. 19 3, 110

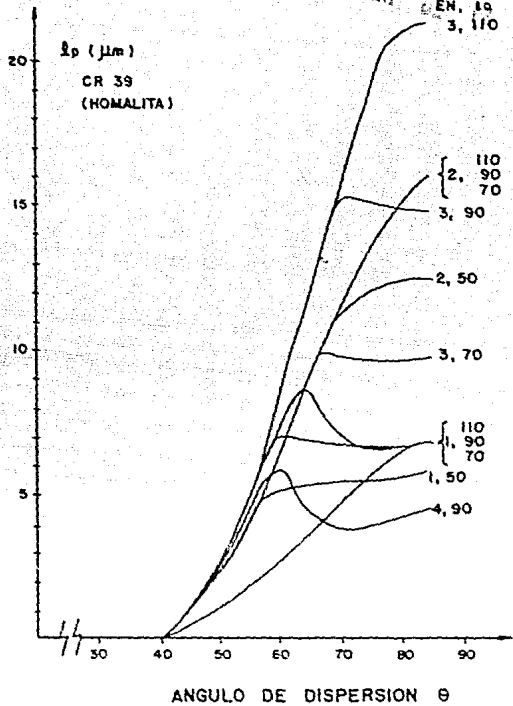


Figura 4.14 La gráfica presenta la dependencia de la eficiencia de registro de neutrones con energía E_n via el retroceso de protones con el grosor inicial. Dado un grosor inicial l_0 , la eficiencia presenta su máximo para la partícula cuya energía tiene como alcance en el detector un valor similar al del grosor residual, como se puede observar para los grosores iniciales de 70 y 110 μm en que los máximos respectivos son para energías de 2 y 3 MeV cuyos alcances son del orden de 60 y 110 μm respectivamente.

Referencias

1. S A Durrani, R K Bull. Solid State Nuclear Track Detection. Pergamon Press. 1987, pp 23-37
2. G Somogyi, G Almasi. Etch-pit Formation in Thin Foils and a Conductometric Study of Hole Parameters, Solid State Nuclear Track Detectors, Pergamon Press, 1980, pp 257-266.
3. E V Benton, Proton and Alpha Particle Response Characteristics of CR39 Polymer for Reactor and Dosimetry Applications. Nuclear Tracks: Methods Instruments and Applications, Supplement No 2, Pergamon Press, 1980, pp 459-467
4. M Balcázar, Programa de computo.
5. G. Somogyi, I Hunyadi, Etching Properties of the CR39 Polymer Nuclear Track Detector. Nuclear Tracks: Methods Instruments and Applications. Supplement No 2, Pergamon Press, 1980, pp 443-452.

5 CONTADOR DE CHISPA

Introducción

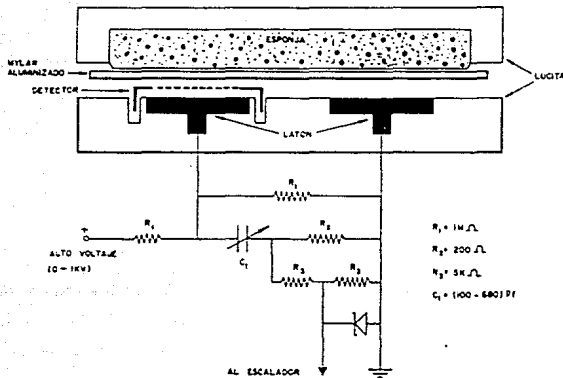
La cuantificación de trazas por medio del microscopio óptico es una tarea lenta y tediosa que impulsó a los científicos del área a buscar métodos automáticos para el conteo de trazas. El método del contador de chispa es uno de los métodos automáticos que rápidamente se adoptó en muchos laboratorios. Este método permite que los detectores STN plásticos y delgados puedan ser aplicados en mediciones rutinarias.

5.1 Descripción del Contador de Chispa

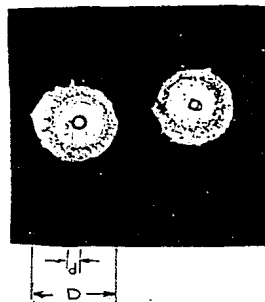
El contador de Chispa fue desarrollado⁽¹⁾ para contar automáticamente trazas de partículas α en plásticos delgados, eliminando la tarea tediosa de contarlas al microscopio óptico.

En el Centro Nuclear se fabricó y calibró⁽²⁾ un contador de Chispa cuyo diagrama se muestra en la figura 5.1. El funcionamiento de éste consiste en aplicar un voltaje polarizado entre dos electrodos planos de latón; sobre el electrodo positivo se coloca el detector con trazas abiertas, cerrándose el circuito entre los electrodos por medio de un mylar¹ aluminizado. Debido al voltaje aplicado se rompe el dieléctrico del aire y se produce una descarga por los agujeros o trazas abiertas del detector; estas descargas producen pulsos en un escalador. La descarga a través del agujero evapora el aluminio del mylar evitando una segunda descarga por el mismo agujero evitando así un doble conteo.

Para este trabajo se utilizó un Contador de Chispa con voltaje variable cuya descripción se encuentra en otro reporte⁽³⁾. Las características de operación del Contador de Chispa se obtienen chispeando un detector previamente irradiado y grabado. El detector se prechispea, esto es se chispea a un voltaje alto, para abrir o agrandar las trazas a punto de abrirse o ya abiertas. Posteriormente Mylar es el nombre de marca que le da la compañía Dupont



(a)



(b)

Figura 5.1 El Contador de Chispa consta de un circuito que produce una diferencia de potencial en dos electrodos. Cuando salta una chispa por la perforación del detector delgado colocado sobre el electrodo positivo se induce un cambio de potencial el cual es transformado en pulso por un circuito RC. En la figura b se muestra una fotografía de dos trazas de protones en CR39 vistas al microscopio óptico con una amplificación de 16x83, la región oscura es el mylar aluminizado. El aluminio depositado sobre el detector después de la descarga se observa como una "corona" de diámetro D alrededor del agujero o traza abierta, con diámetro d.

se chispea a un voltaje menor de "operación" tres veces, cada una utilizando un mylar nuevo. El promedio de las cuentas obtenidas en los tres chispeos se usa como el valor final del número de cuentas.

Para determinar el voltaje de operación se chispea un detector, comenzando con un voltaje bajo, 200 volts, y se aumenta paulatinamente en pasos de 25 volts. Se grafica los resultados y se obtiene una o más curvas de calibración como la mostrada en la figura 5.2. Estas curvas corresponden a un detector de nitrato de celulosa fabricado en el ININ e irradiado con una fuente de neutrones de Am-Be con 2.8×10^4 n/s de intensidad. El flujo total recibido por el detector fué de 6.7×10^7 n/cm². Se grabó con NaOH al 25% quedando con 12 μ m de grosor residual. El detector se prechispeó una vez a 1500 volts. Posteriormente se chispeó subiendo el voltaje desde 300 hasta 1500 volts, en pasos de $\Delta V = 25$ volts. El voltaje de operación es un voltaje dentro del intervalo de la meseta de la curva, para este caso 1150 es un voltaje adecuado de operación.

La eficiencia de conteo definida como la relación de el número de cuentas entre el número de agujeros contado ópticamente, tiene valores generalmente de 95 ± 5 %.

5.2 Eficiencia de registro del LR115 para neutrones

La detección de neutrones se realiza por medio de las reacciones nucleares que produce el neutrón en el DST LR115, como ya se indicó en el Capítulo 3. Las trazas abiertas, producidas por las partículas cargadas producto de las reacciones nucleares, son cuantificadas utilizando el Contador de Chispa.

La eficiencia⁽⁴⁾ de detección η_{ech} utilizando el contador se define como la relación de las cuentas obtenidas en el escalador y los neutrones incidentes en el plástico, es decir:

$$\eta_{ech} = \frac{\text{No de trazas contadas con el Contador de Chispa}}{\text{No de neutrones incidentes}}$$

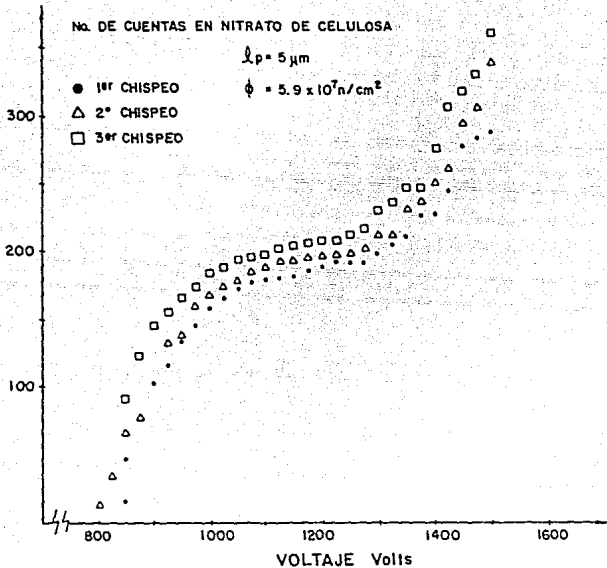


Figura 5.2 Detector de nitrato de celulosa fabricado en el ININ e irradiado con neutrones de una fuente de Am-Be, grabado con NaOH al 25%. Las curvas obtenidas chispeando con un voltaje creciente en pasos de $\Delta V = 25$ volts presenta una meseta en el intervalo de 1000 - 1300 volts.

La eficiencia η_{ech} depende de los grosores inicial l_0 y final l_p del detector D, de las condiciones de grabado G (concentración de la solución química, temperatura T y tiempo t), de las características de la partícula incidente, en este caso de la partícula cargada producida (su alcance R, pérdida de energía dE/dx y su ángulo de incidencia θ) y de las características del Contador de Chispa (su capacidad C y voltaje V) así que la función sería

$$\eta_{ech} = \eta \underbrace{\frac{C_0 \cdot l_p}{D}}_D \cdot \underbrace{\frac{\%T \cdot t}{G}}_G \cdot \underbrace{\frac{\theta \cdot R \cdot dE/dx}{P}}_P \cdot \underbrace{\frac{C \cdot V}{Ch}}_{Ch}$$

En este trabajo se calcula experimentalmente la eficiencia η_{ch} del LR115 para neutrones rápidos provenientes de una fuente de Am-Be de ^1Ci (3.17×10^{10} Bq/s), con una energía promedio⁽³⁾ $E_n = 4,5$ MeV.

En la figura 5.3 se presenta un esquema del arreglo experimental que se utilizó en la irradiación del LR115. Un tubo de aluminio (A) de 1.62 m de altura sirvió de soporte para colocar la fuente de Am-Be. A la mitad de una estructura de metal (B) de 2.11 m de ancho y 1.93 m de altura se colocó, un gancho (C) para sostener los detectores, quedando estos a una distancia d de .16 m de la fuente.

La pared más cercana del cuarto de exposición se encontró a una distancia de 4 m del arreglo experimental y la altura del techo fue superior a 10 m. En el Apéndice V se presenta el cálculo de la aportación de los neutrones de rebote producidos por el piso, obteniéndose un valor menor del .04 % del flujo total recibido en el detector; se despreció la contribución de los neutrones de rebote en el aire.

Se irradiaron 6 detectores LR115 durante 18 h, obteniéndose así un flujo total de 5.9×10^7 n/cm². Se grabaron químicamente en una solución de NaOH al 6.25 N a 50 °C en un baño María con agitador durante 3 h.

Cada detector se cuantificó con el Contador de Chispa obteniéndose los resultados presentados en la tabla 5.1.

Tabla 5.1 Número de cuentas eléctricas y ópticas para 6 detectores LR115 irradiados con neutrones.

Detector	No de cuentas en el escalador CE	Lectura Óptica CO	Eficiencia de conteo C %
1	150	151	99
2	149	134	111
3	243	234	104
4	152	179	85
5	171	178	96
6	190	196	97
	$\rho = 177 \pm 35$		98.7 ± 8.7

El promedio de la lectura con el Chispeador ρ se divide entre el Área del electrodo 1.025 cm^2 teniendo así el número promedio de trazas por cm^2

$$177 \pm 35 / 1.025 = 172 \pm 34 \text{ ctas/cm}^2$$

Tanto la densidad ρ obtenida como el fondo (30 ± 13) se dividen entre la eficiencia de conteo C definida como

$$C = \frac{\text{No de cuentas en el escalador CE} \times 100}{\text{No de trazas abiertas contadas ópticamente CO}}$$

dividiendo ρ/C y f/C se tiene

$$\rho/C = (172 \pm 34) / (0.987 \pm 0.087) = 174 \pm 38 \text{ tr/cm}^2$$

$$f/C = (30 \pm 13) / (0.987 \pm 0.087) = 30.4 \pm 13 \text{ tr/cm}^2$$

para la propagación de errores de cocientes se calculó utilizando la definición

$$u = x/y \quad (\sigma_u/u)^2 = (\sigma_x/x)^2 + (\sigma_y/y)^2$$

Por ultimo se calcula la eficiencia del detector η restandole a la densidad corregida ρ/C el fondo corregido f/C y dividiendo el

resultado entre el flujo total de neutrones, que en este caso es igual a $\phi = (5.9 \pm 0.002) \times 10^7 \text{ n/cm}^2$

$$\cdot [(174 \pm 38) - (30.4 \pm 13.4)] / (5.9 \pm 0.002) \times 10^7 = (2.4 \pm 0.6) \times 10^{-6}$$

$$\eta = (2.4 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ cuentas por neutrón}$$

El valor del flujo no considera las incertidumbres en el haz principal

El grueso residual l_p de los detectores fué de $5.5 \pm .5 \mu\text{m}$. La relación entre la señal y el ruido (fondo) es 3.7.

5.3 Eficiencia de conteo por Chispa del CR39 expuesto a un flujo de neutrones.

El plástico CR39 fabricado comercialmente por Pershore se obtiene en forma de hojas de aproximadamente $20 \times 20 \text{ cm}^2$ de área y con grosores de $100 \mu\text{m}$ a $600 \mu\text{m}$.

De los resultados teóricos del grosor residual l_p para protones en CR39, mostrados en las figuras 4.5 y 4.8, se observa que a un valor l_p 16 y $18 \mu\text{m}$ se inicia la formación de agujeros cuantificables, cuando el grosor inicial es de $70 \mu\text{m}$. Este grosor inicial es adecuado, ya que protones de 2 MeV depositan toda su energía en el detector.

Para medir experimentalmente la eficiencia del CR39 se adelgazaron plásticos de $100 \mu\text{m}$ hasta un grosor final de $70 \mu\text{m}$ por medio de un grabado químico^(6,7) con una solución de potasa y alcohol etílico. Los plásticos de $70 \mu\text{m}$ se cortaron a un tamaño de $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ y se pegaron sobre unos aros de teflón de 1 cm de diámetro interno por .5 cm de altura. Este arreglo permite el manejo de los plásticos, ya que a este grosor presentan una alta fragilidad.

Los plásticos montados en los aros, se irradiaron en la geometría mostrada en la figura 5.3 con los tiempos adecuados para obtener flujos totales mayores de 10^6 n/cm^2 . Posteriormente se grabaron en una solución de NaOH al 25 % y 70°C de temperatura, durante un tiempo tal que el grosor final fuese de $20 \mu\text{m}$. Debido a que la velocidad de grabado V_g del CR39 no es constante con el tiempo, es difícil tener control preciso en el grosor final. Ver Apéndice IV.

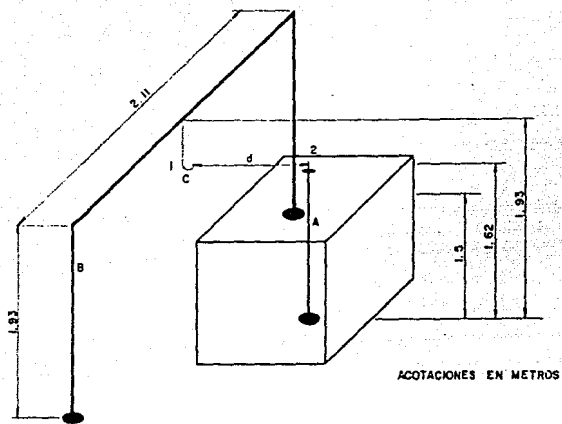


Figura 5.3 Estructura de metal B que sostiene a los detectores por medio de un gancho central C. La fuente, colocada a 15 cm de los detectores está asentada en un soporte de aluminio de 1.02 m de altura.

La densidad de agujeros en los plásticos se cuantificó con el Contador de Chispa, utilizando voltajes entre 1500 y 1900 volts. Se chispearon tres veces cada uno de los detectores para obtener la curva de calibración de voltaje.

En la figura 5.4 se muestra el resultado obtenido al chispear tres veces uno de los detectores. En esta grafica se observa que la meseta no es tan ancha como la de la figura 5.2; es muy probable que esto se deba a la gran variación del grosor del detector, que en este caso la desviación entre las medidas tomadas es de $\pm 9 \mu\text{m}$.

En la tabla 5.2 se presentan los resultados obtenidos para 13 detectores. Por razones fuera de control los detectores fueron irradiados durante diferentes tiempos, dando como resultado flujos totales diferentes, columna 2. En la columna 3 se indican los grosores residuales de los detectores, estos fueron medidos utilizando un micrómetro manual Mitutoyo, a excepción de los 4 primeros que se midieron con un microscopio óptico Zeiss, modelo estándar. A algunos de los detectores se les colocó en la cara expuesta a la radiación películas de CR39 con un grosor de $500 \mu\text{m}$ como irradiadores, para probar la variación de la eficiencia en función de los irradiadores; en la columna 4 se indica el número de irradiadores. Los detectores se cuantificaron hasta tres veces, cuando estos no estaban muy dañados; el promedio de las cuentas dividido entre la eficiencia del contador C (obtenido anteriormente y presentado en la tabla 5.1) se presenta para cada detector en la columna 5. En la columna 6 está la eficiencia para cada detector obtenida dividiendo el número de cuentas p entre el flujo total.

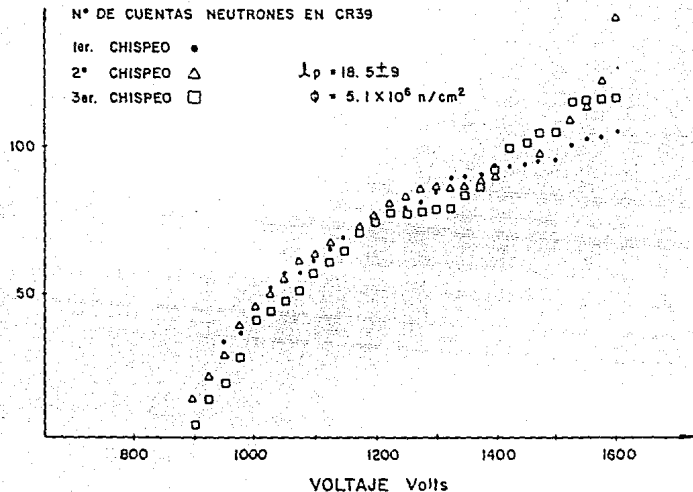


Figura 5.4 Resultado de los 3 chispeos realizados con uno de los detectores CR39. La meseta, 1200 - 1400 volts, no es grande ni muy definida, probablemente por la gran diferencia de grosores dentro del mismo detector.

Tabla 5.2 Condiciones de irradiación y eficiencia de registro de 13 detectores CR39 irradiados con neutrones y cuantificados con el Contador de Chispa. Los guiones indican que el detector se perdió.

Detector	Flujo total $n/cm^2 \times 10^6$	Grosor residual $l_p (\mu m)$	Irradia	ctas/cm ² ρ/C	aguj/n $\eta \times 10^{-3}$
1	Testigo	21.5	0	-	-
2	Testigo	20	0	13	-
3	5.1	20	0	25 ± 4	.51 ± .08
4	5.1	19 ± 1	1	63	1.24
5	6.4	17 ± 5	1	-	-
6	6.4	20 ± 3	2	-	-
7	5.3	15 ± 3	2	164 ± 6	3.09 ± .11
8	5.1	19 ± 9	2	51 ± 3	1.0 ± .06
9	5.1	26 ± 5	2	34 ± 4	0.67 ± .06
10	6.4	23 ± 8	2	39 ± 11	0.61 ± .17
11	6.4	16 ± 2	2	127 ± 8	1.98 ± .12
12	6.4	25 ± 4	3	-	-
13	6.4	19 ± 3	3	38	0.59

Con los valores de las columnas 3 y 5 se graficó la respuesta de la eficiencia η cuentas/neutrón en función del grosor residual, figura 5.5 Aunque el CR39 utilizado es fabricado por Pershore y las curvas obtenidas en el capítulo 4 para el grosor residual son para CR39 fabricado por American Acrylic y Homalita se espera que el grosor residual máximo, en donde empiezan a abrirse las primeras trazas, sea del orden de los calculados.

En la curva se observa que para grosores menores de 18 μm aumenta rápidamente el número de trazas abiertas por protones de retroceso, valor que está entre los calculados (16 y 19 μm).

El fondo obtenido para 20 μm de grosor, equivale a tener una relación entre la señal y el ruido de 2.1 y de 13 para un grosor residual de 15 μm .

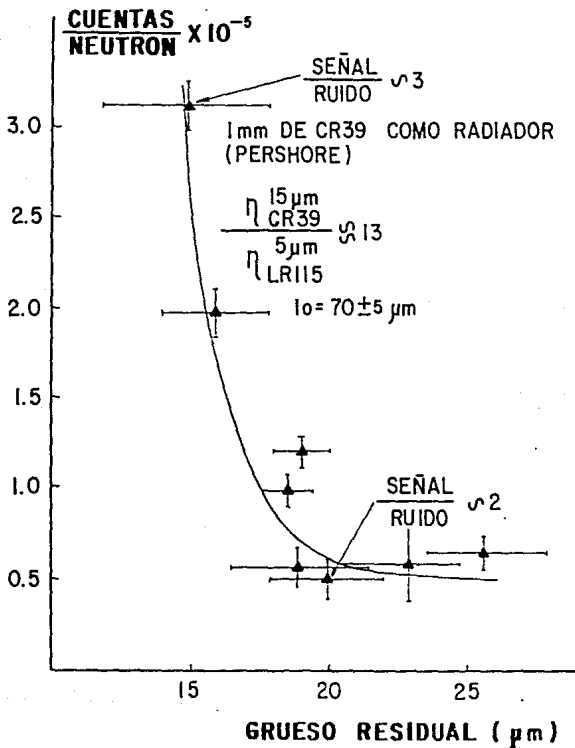


Figura 5.5 Eficiencia de conteo por chispa para CR39 irradiado con neutrones. Abajo de $18 \mu\text{m}$ de grosor el número de cuentas aumenta conforme disminuye el grosor residual. La relación señal / ruido tiene un valor de 3 en $15 \mu\text{m}$. El CR39 presenta una eficiencia η (CR39) en $15 \mu\text{m}$ 13 veces mayor que la eficiencia η (LRI15) en $5 \mu\text{m}$ de grosor residual, para el mismo espectro de neutrones.

5.4 Conclusiones

La eficiencia del CR39 para neutrones rápidos es superior 13 veces a la eficiencia del LR115. La desventaja que presenta el CR39 es la fragilidad que tiene a los grosores requeridos para cuantificarse con el Contador de Chispa.

La presencia de irradiadores en los CR39 parece no afectar a la eficiencia de detección, al menos en los grosores residuales estudiados.

De las figuras 4.6 y 4.8 se observa que los neutrones registrados como trazas abiertas son los que tienen energía de $2 \text{ MeV} \pm .5 \text{ MeV}$. La eficiencia es función tanto del grosor residual, grosor inicial y del espectro de energía de los neutrones. En este caso, el espectro del Am-Be, Apéndice I, tiene aproximadamente 12 % de neutrones con energía en el intervalo mencionado y considerando el comportamiento del CR39 Pershore, similar al de American Acrylics, la eficiencia del detector con $15 \mu\text{m}$ de grosor residual es de

$$\mu = \frac{(3.09 \pm .11) \times 10^{-3}}{.12} = 2.58 \pm 0.92 \times 10^{-4} \text{ ctas/neutrón}$$

En esta consideración no se toma en cuenta la aportación de posibles trazas abiertas producidas por las α de las reacciones nucleares con el C, N y O.

En la figura 4.11 se muestra como, el intervalo de energía de los neutrones detectados, se puede aumentar aumentando el grueso inicial del detector que se irradiará.

Bibliografía

1. W.G. Cross and L. Tommasino. Electrical detection of fission fragment tracks for fast neutron dosimetry. Health Phys. 15, p 196 (1968).
2. M. Balcázar y H. Pineda. Construcción y Calibración de un Contador de Chispa. Informe AT-83-1, ININ, 1983.
3. A. Chávez y M. Balcázar. Eficiencia de Conteo como función del grueso residual en Plásticos Delgados utilizando un Contador de Chispa con Voltaje Variable. Informe AI-85-429, ININ, 1985.
4. A. Chávez y M. Balcázar. Eficiencia de Conteo C (%) del Contador de Chispa con Voltaje Variable. Informe AII-85-413, ININ, 1985.
5. De Pangher J. and Tochilin E.. Radiation Dosimetry. Vol 3, "Neutrons from Accelerators and Radioactive Sources" (Attix F.H. and Tochilin E. eds). Academic Press, 1969, p 329.
6. E. Avendaño. Grabado Electroquímico de plásticos dañados por partículas cargadas. Tesis de Licenciatura, 1981.
7. L. Tavera. Adelgazamiento de Películas CR39. Informe AII-84-470, ININ, 1984.

8 SISTEMA ELECTROQUIMICO

Introducción.

Muchos trabajos de investigación en detectores de trazas se encauzan al establecimiento y/o mejoramiento de los métodos de agrandamiento del daño y de lectura automatizada de trazas.

El método de agrandamiento de la traza por grabado electroquímico presenta las ventajas de : una lectura más ágil al microscopio óptico, una lectura de la variación de densidad óptica en un detector y una lectura automatizada utilizando un analizador de imágenes.

El método de grabado electroquímico consta de dos partes, una electrónica y la otra mecánica o celda electroquímica. Las celdas EQ son fáciles de construir y permiten variedad en forma y tamaño de la celda permitiendo su aplicación para grabado de detectores de diferentes tamaños y gruesos.

8.1 Bases del grabado electroquímico

El grabado electroquímico (GEQ) propuesto por Tommasino⁽¹⁾, es un método para agrandar el tamaño de las trazas hasta el orden de cientos de μm . El grabado EQ consiste en someter al detector irradiado a un campo eléctrico oscilante, de tal forma que en el vértice del cono de la traza se produce un rompimiento del plástico. En la figura 8.1 se presenta una fotografía de un corte transversal de una traza con rompimiento. En esta misma figura se presenta un modelo⁽²⁾ de un detector con 4 trazas grabadas químicamente a) y cómo se concentran las líneas del campo E en los vértices de las trazas más agudas (2 y 4). En b) se presenta el detector después de un tiempo de estar sometido a la solución de grabado y al campo oscilante simultáneamente; se observa cómo para algunas trazas el campo eléctrico no fue suficientemente grande (traza sobre grabada 1a) o el campo fue bloqueado por el de otras cercanas a ésta, 3a, y por lo tanto no producen arbolamiento.



c)

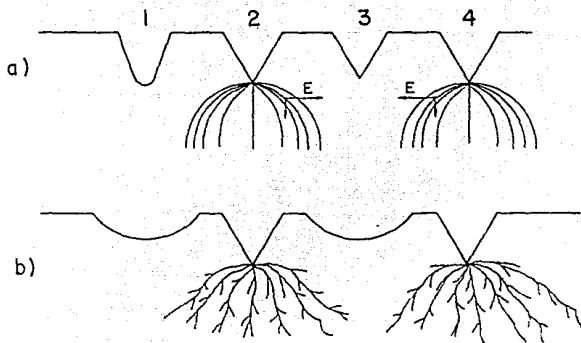


Figura 6.1 a) Modelo de trazas grabadas con un campo eléctrico E aplicado; en las puntas de las trazas 2 y 4 se dibuja las líneas del campo E , y en las trazas 1 y 3 se presentan dos efectos que interfieren en la intensidad del campo: en 1, la punta de ésta está redondeada por un sobregrabado, y en la 3 los campos de las trazas contiguas bloquean el suyo propio, en ambos casos no se tiene rompimiento. En b) se presenta un modelo del árbol formado por el rompimiento del plástico y por el grabado químico sobre aquél. En c) se presenta una fotografía de un corte transversal de un detector grabado electroquímicamente.

El rompimiento sucede en forma ramificada de tal manera que finalmente semeja a la silueta de un árbol, llamandose así a la traza grabada electroquímicamente.

Aunque el fenómeno del rompimiento no está totalmente explicado, si se entiende que conforme la solución graba la traza, la forma cónica de ésta concentra las líneas del campo eléctrico en su punta hasta ser lo suficientemente intenso para producir el rompimiento. El campo sinusoidal produce rompimientos consecutivos sobre cada punta.

Se han utilizado dos ecuaciones para aplicarse al rompimiento de las trazas en el dieléctrico.

La ecuación

$$E_{\text{tip}} / E_{\text{av}} = \frac{2 d}{r \ln (1 + 4d/r)} \quad 8.1$$

donde

E_{tip} = campo eléctrico en la punta de la traza

E_{av} = V/d campo promedio en el plano de la traza

d = distancia entre la punta de la traza y la cara opuesta del plástico

r = radio de la punta de la traza

La ecuación 1 es una simplificación de la ecuación que Mason⁽³⁾ formula para evaluar el campo al final de un electrodo hiperboloide infinito embebido en un dieléctrico con dos superficies planas y paralelas; esta ecuación es válida cuando la longitud del hiperboloide es comparable con la del grosor del dieléctrico. En este caso la longitud L de la traza tendrá que ser comparable con la del grosor del plástico D .

La segunda ecuación

$$E_{\text{tip}} / E_0 = \frac{2L/r}{(\ln 4L/r) - 2} \quad 8.2$$

donde

E_0 = V/D el campo eléctrico inicial a través del dieléctrico completo

La ecuación 8.2 está basada en un análisis hecho por Smythe⁽⁴⁾, desarrollada para calcular el campo eléctrico al final de un conductor

prolate esferoide, proyectado en un dieléctrico seminfinito. Esta ecuación es suficientemente precisa cuando se asegura que $d \gg r$.

De pruebas experimentales ⁽⁵⁾ con detectores polimeros tendientes a probar estas ecuaciones se concluye que la ecuación de Mason no puede ser utilizada para calcular el incremento del campo eléctrico en la punta de la traza cuando la longitud de ésta es mucho más pequeña que el grosor del detector.

Físicamente el grabado EQ se realiza utilizando una celda electroquímica y un sistema electrónico, figura 6.2, que suministra un voltaje sinusoidal en el extremo de dos electrodos dentro de la celda.

Los electrodos, que producen el campo eléctrico, están sumergidos en dos cavidades simétricas aisladas por el plástico detector conteniendo la solución para grabar. Los voltajes comunmente utilizados son tales que producen campos eléctricos del orden de entre $15 - 50 \text{ kVcm}^{-1}$ y frecuencias entre $5 - 50 \text{ kHz}$.

Muchos trabajos se han realizado ^(6,7) sobre el estudio de la optimización de los parámetros del grabado EQ para diferentes detectores plásticos y diferentes partículas detectadas. Igualmente el diseño de las celdas EQ y del sistema electrónico depende de los laboratorios que trabajan con este método.

En el Centro Nuclear de México se han diseñado ⁽⁸⁾ y fabricado celdas electroquímicas para diferentes propósitos: para detectores de área grande $7 \times 8 \text{ cm}^2$, para grabar varios detectores al mismo tiempo $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $3 \times 3 \text{ cm}^2$, etc.

La celda electroquímica de nuevo diseño utilizada para este trabajo se ilustra en la figura 6.3, sirve para grabar plásticos de $2 \times 2 \text{ cm}^2$, consta de dos piezas de lucita simétricas cilíndricas, con dos perforaciones, una para permitir la deposición de la solución grabante y la otra para colocar el electrodo de acero inoxidable. La celda se cierra con pinzas de presión y O'Rings. Se colocan dentro de un horno a una temperatura de 70°C , la solución química es NaOH al 25 %.

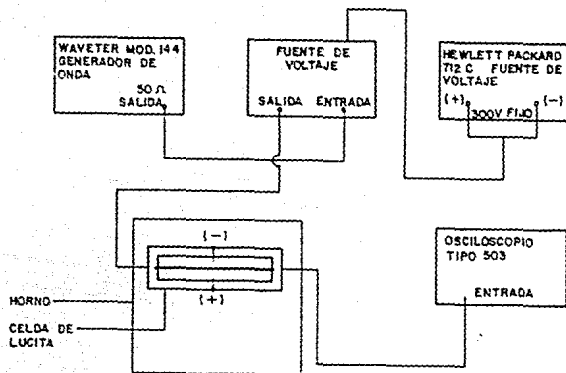


Figura 6.2 El grabado electroquímico se realiza por medio de un sistema electrónico y de una celda electroquímica. El sistema electrónico consiste de una fuente de poder que suministra una señal sinusoidal con frecuencia variable, la celda consiste de dos piezas simétricas de lucita con una cavidad para contener la solución química; dos electrodos para formar el campo y en medio de las dos piezas está colocado el detector.

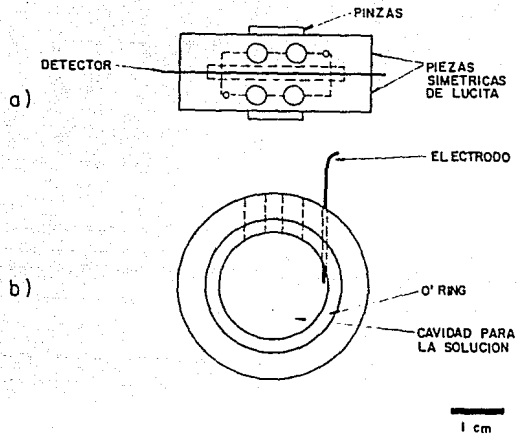


Figura 6.3 Celda electroquímica para grabar detectores de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ de superficie. En a) se muestra la vista superior de la pieza trasera, y en la b) se presenta la vista frontal de la misma pieza.

Este método de agrandamiento de las trazas permite un conteo ágil y más preciso con el microscopio óptico; ya que a simple vista se observa un cambio de transparencia del plástico en el área irradiada, se utilizan densitómetros para el análisis de los plásticos grabados electroquímicamente.

Una de las desventajas del método es el límite de densidad de trazas que se pueden detectar, pues cuando es alta la densidad la cercanía de las trazas produce una superposición de campos eléctricos que resulta en una disminución en el diámetro de los árboles y un bloqueo a trazas que por lo tanto no se les produce rompimiento.

6.2 Eficiencia de registro electroquímico del CR39 en la detección de neutrones.

La eficiencia de registro η_{EQ} con grabado EQ, se define como la relación entre el número de árboles entre el flujo de partículas incidentes en el detector.

Para determinar la eficiencia η_{EQ} del CR39 para neutrones, se irradiaron 7 detectores de 150 μm de grosor, con una fuente de Am-Be de 3.7×10^{10} Bq/s, recibiendo cada detector un flujo total de 10^7 n/cm². Los detectores irradiados y cuatro testigos de 112 μm de grosor fueron grabados en la celda EQ del tipo mostrado en la figura 6.2. Las condiciones de grabado y los resultados obtenidos se presentan en la tabla 6.1; en ésta se muestra: la clave del detector; las condiciones de pregrabado químico (PGQ) que permite analizar tanto el efecto del PGQ sobre el fondo como la densidad de árboles en detectores sin irradiar; la variación en las condiciones de grabado electroquímico GEQ que permite conocer los valores óptimos de frecuencia y campo eléctricos para obtener mayor eficiencia y tamaño de diámetros. Las densidades de árboles fueron evaluadas en un microscopio óptico.

Tabla 6.1 Densidad de árboles y diámetros para detectores CR39, 4 testigos y 7 irradiados, con diferentes condiciones de pregrabado químico PGQ y grabado electroquímico GEQ. Irradiados con neutrones provenientes del Am-Be, con un flujo total de 10^7 n/cm².

Detector	Condiciones					Árboles	
	PGQ		GEQ			Densidad ar/cm ²	Diámetro μm
	t (h)	h (μm)	E(kV/cm ⁻¹)	f(kHz)	t(min)		
1	-	-	50	80	35	3000	90
2	1	1	50	80	30	440	90
3	3	3	50	80	23	273	73
4	15.4	27	50	80	11.5	138	20
5	-	-	20	80	25	0	0
6	-	-	30	80	40	930	125
7	-	-	40	80	45	1400	125
8	-	-	50	40	35	2900	95
9	-	-	50	80	50	3000	125
10	3	3	50	80	25	3550	86
11	15.5	25	50	80	13	2100	55

6.3 Resultados y Conclusiones

Resultados. Para encontrar las condiciones óptimas del GEQ se analiza la relación de los parámetros y su efecto en la respuesta del detector.

En la figura 6.4 se graficó la densidad de árboles y la eficiencia para 5 detectores con 4 diferentes campos eléctricos. La curva es casi lineal en el rango de 20 a 50 kV/cm y la eficiencia es del orden de 1 árbol por 10^4 neutrones. En ese rango los datos concuerdan con los datos presentados por Turek⁽⁹⁾.

En la figura 6.5 la curva representa la variación del diámetro de la traza en función del tiempo de GEQ, teniendo, a los 25 minutos, un diámetro de 86 μm, adecuado para ser cuantificado al microscopio.

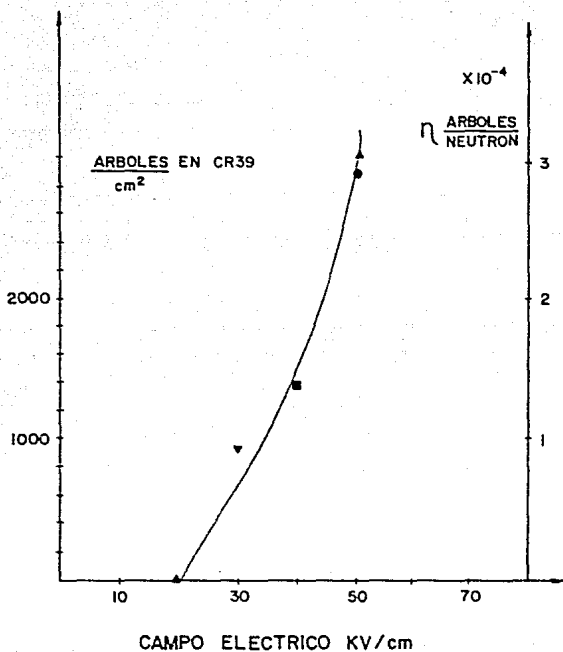


Figura 6.4 Densidad de árboles en CR39 para diferentes campos eléctricos aplicados. La eficiencia de detección es del orden de 10^{-4} árboles / neutrón.

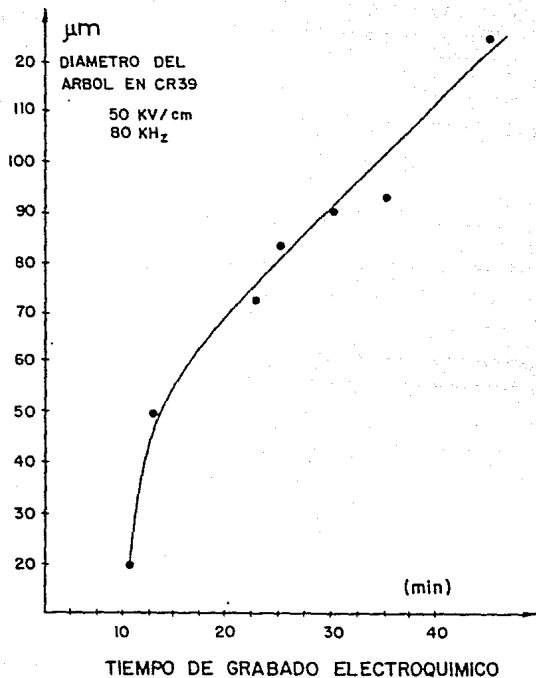


Figura 6.5 Para el CR39 la curva de la variación del diámetro del árbol en función del tiempo de grabado EQ es aproximadamente lineal a excepción de los primeros minutos (10-15 min).

En la figura 8.8 la curva a) representa la variación en la densidad de trazas y de la eficiencia del detector en función del grosor removido por un pregrabado químico; la curva b) representa la variación del fondo para los 4 detectores testigo en función del grosor removido. En esta gráfica se observa que con $10 \mu\text{m}$ de grosor removido se disminuye el fondo hasta un valor casi constante. El último punto de la curva a) tuvo un tiempo de GEQ muy corto, 13 min. pudiendo ser esto la razón de la caída de la curva.

Conclusiones. Tiempos de GEQ de 30 minutos son suficientes para obtener árboles con diámetros adecuados de $90 \mu\text{m}$ para fines de conteo con un analizador de imágenes ⁽¹⁰⁾.

Un grosor removido ligeramente mayor de $3 \mu\text{m}$ disminuye más de 10 veces el fondo (ver la densidad de trazas de los detectores testigo 1 y 3); pero un grosor removido del orden de $25 \mu\text{m}$ parece debilitar al plástico pues antes de 12 minutos de GEQ para el detector 4 de los testigos y 13 minutos para el detector 11 de los irradiados se presentaron rupturas, a través del detector interrumpiéndose el proceso al entrar en corto circuito el sistema electrónico. Un campo eléctrico entre 20 y 50 kV/cm presenta mayor estabilidad.

Todos los detectores, excepto los testigos, fueron cuantificados en la cara opuesta a la expuesta a los neutrones ya que las trazas formadas son producidas por: los protones de retroceso cuyo ángulo de salida está entre 0 y $\pi/2$ en la dirección del neutrón, las trazas por α 's de las reacciones nucleares (n, α), aunque de menor alcance tienen un ángulo de salida entre 0 y π ⁽¹¹⁾. El número de trazas de un detector irradiado con neutrones, suficientemente grueso presenta ^(12,13) mayor número de trazas en la cara opuesta a la dirección de los neutrones.

La eficiencia del CR39 para el grabado electroquímico varía entre 2×10^{-4} y 3×10^{-4} árboles/neutrón, con 80 kHz y 50 kV/cm como se observa en las figuras 8.4 y 8.8.

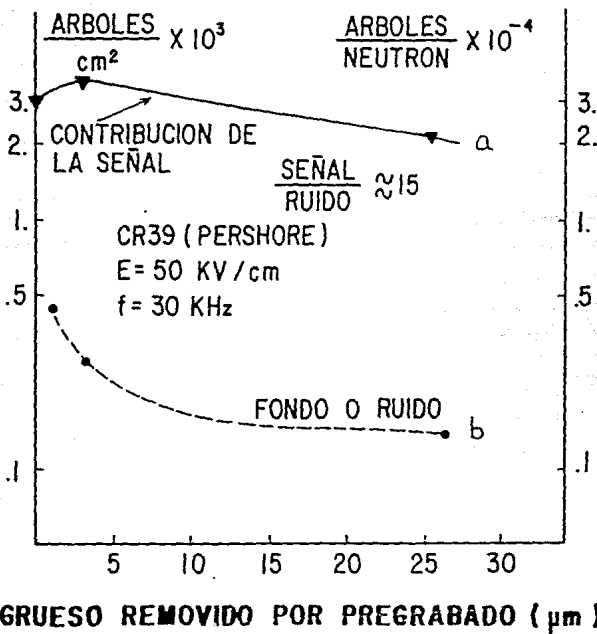


Figura 5.6 El fondo o ruido por árboles formados en el detector sin irradiar, es del orden de 3000 para detectores sin pregrabado químico; este fondo disminuye hasta 10 veces con solo 3 h de pregrabado y 20 veces con 15 h de pregrabado. La disminución de la curva de la señal se debe, muy probablemente a que el último punto graficado corresponde a un detector con bajo tiempo de grabado EQ.

Las dimensiones del diámetro de los árboles y la densidad tienen valores de saturación para flujos muy altos ya que los campos eléctricos contiguos de cada traza deforman y disminuyen el tamaño de los árboles contiguos^(14,15).

Bibliografía

1. L. Tommasino. Electrochemical etching of damage track detectors by H. V. pulse and sinusoidal wave form. Internal Rept. Lab. Dosimetria e Standardizzazione, CNEN, Casaccia, Rome.
2. S.A. Durrani, R.K. Bull. Solid State Nuclear Track Detector. Pergamon Press, 1987, p 179.
3. J.H. Mason (1959) Dielectric breakdown in solid insulation In: Progress in Dielectrics (eds. J.B. Birks and J.H. Schulman). Heywood & Co. London, pp 1-58.
4. W.R. Saythe. Static and Dynamic Electricity. McGraw Hill Book Company, New York, 1939, p 157.
5. N.A. Karamdoust and S.A. Durrani. Experimental verification of the equations governing the electrical breakdown of polymeric dielectrics during electrochemical etching of tracks. Nucl. Tracks Radiat. Meas., Vol 15 Nos 1-4 pp 295-299, 1989.
6. A.G. Ramli, S.A. Durrani. Electrochemical etching of CR39; Optimization of parameters for the processing of neutron-irradiated samples. 11th Int. Conf. on SSNTD, Bristol, September 1981, p 237.
7. W.G. Cross, A. Arneja and H. Ing: Effect of Pre-etching on the registration in CR39 of Electrochemical Etched Tracks of Protons and Alpha Particles of Different Energies. Nucl. Tracks and Radiat. Measur., Vol 8 Nos 1-4, pp 109-112, 1984.
8. L. Tavera, M. Balcazar, M.E. Camacho, Optimización del grabado Químico y Electroquímico para partículas α en CR39, XXXI Congreso Nacional de Física, México, Octubre, 1989.
9. R. Turek and G. Dajko. Effect of Particle Fluence on Track Diameter and Response of Electrochemically Etched SSNTD. Nucl. Tracks and Radiat. Measur., Vol 8 Nos 1-4, pp 121-124, 1984.
10. C. Andrade, M.E. Camacho, L. Tavera, M. Balcazar. Analisis Automatizado de daños por radiación en superficies plásticas. II Congreso Nacional sobre Tecnología Metalúrgica. México, Febrero, 1990.
11. Auxier J.A. et al, Radiation Dosimetry, Vol 1. "Neutron Interactions and Penetration in Tissue" (Attix F.H. and Roesch W.C. eds) Academic Press, 1969, p 278.

12. M. Balcázar, R.K. Bull, I.D. Fall and S.A. Durrani, Calibration of CABO15 Cellulose Nitrate for fast neutron dosimetry. Nuclear Instruments and Methods 161 (1979) 81-88.
13. V. Cuauhtecatl, Estudio de un detector plástico como dosímetro de neutrones. Tesis Lic. en Física UNAM 1982.
14. S.A.R. Al-Najjar, R.K. Bull and S.A. Durrani. Electrochemical etching of CR39 Plastic: Applications to Radiation Dosimetry. Nucl. Tracks (1979) 189-183.
15. S.A.R. Al-Najjar and S.A. Durrani, Irradiation Fluence: An essential parameter in the optimization of ECE conditions. Nuclear Tracks and Radiation Measurements, Vol 8, Nos 1-4, pp 99-103, 1984.

7 COMENTARIOS Y CONCLUSIONES

Introducción

Un dosímetro es un dispositivo, instrumento o sistema que pueda ser utilizado para medir o evaluar cualquier cantidad que pueda ser relacionada con la de dosis absorbida o dosis equivalente. Para neutrones no existe estándares primarios para cantidades de dosis equivalente, ya que la cantidad empleada en la calibración es el flujo de neutrones, que se convierte a las cantidades de dosis equivalente por medio de funciones de conversión recomendadas⁽²⁾. La calibración de un detector STN como dosímetro de neutrones es un procedimiento que lleva a conocer la función de energía de respuesta del detector, esto es, el número de trazas / neutrón.

7.1 Comentarios sobre los detectores STN como dosímetros o monitores de neutrones.

Cuando el espectro de neutrones que se desea monitorear es conocido, basta medir el flujo de un intervalo de energía; si el espectro no es conocido, se requiere realizar un monitoreo rutinario de neutrones considerando los siguientes pasos⁽²⁾:

- 1.- Determinar el espectro de neutrones y delinear el área en la cual se requerirá dosímetros personales.
- 2.- Utilizar un sistema espectrométrico simple que provea de guías, para determinar la sofisticación requerida del sistema personal.
- 3.- Utilizar un sistema espectrométrico más preciso para espectros complejos de neutrones y
- 4.- Utilizar instrumentos adecuados que sirvan como estándares primarios de flujo o de dosis para propósitos de calibración.

Los detectores STN cubren la mayor parte de los requerimientos⁽³⁾ necesarios, para funcionar como espectrometros con propósitos de dosimetría.

1.- Generalmente los espectros de energía de neutrones abarcan más de 9 décadas; con un arreglo de detectores STN se puede abarcar varias décadas del espectro.

2.- Algunas veces basta separar el espectro en tres componentes: rápidos, intermedios y térmicos. Con el arreglo adecuado de detectores STN se puede realizar un sistema espectroscópico simple⁽⁴⁾.

3.- Es importante que el dosímetro tenga la capacidad de acumular información de al menos varios días y tener una alta sensibilidad, ya que los campos de radiación tienen generalmente baja intensidad. Los detectores STN pueden almacenar la información por largo tiempo, hasta meses; además con una adecuada elección de convertidores se les puede aumentar la sensibilidad para algún determinado intervalo de energías.

4.- Los campos de neutrones son multidireccionales y requieren de espectrómetros que no tengan fuerte dependencia direccional; los detectores STN tienen dependencia direccional que puede ser disminuida, nuevamente por medio de un adecuado arreglo de detectores⁽⁵⁾.

5.- Los detectores STN no son sensibles a la radiación γ que acompaña a los campos de neutrones. Si se espera una alta intensidad de radiación γ se puede calibrar al detector/es para esa condición.

6.- Los detectores STN son manuable y pueden formar parte de un dosímetro portátil, pequeño y lo suficientemente ligero como para ser utilizado en el cuerpo.

7.2 Conclusiones

7.2.1 Cuantificación de trazas con el Contador de Chispa

La baja eficiencia de conteo automático del detector LR115 para neutrones rápidos, le da la ventaja de poder ser utilizado en mediciones de : grandes flujos de neutrones y/o de bajos flujos durante largo tiempo.

El CR39 presenta una mayor eficiencia pero su fragilidad no lo hace práctico para su uso rutinario. Además el CR39 comercial presenta fuertes variaciones de grosor, que aunados a las variaciones provocadas por el método de adelgazamiento, producen fuertes variaciones en el grosor final y por lo tanto en la respuesta de lectura con el Contador de Chispa.

Actualmente se están fabricando láminas de CR39 más delgadas que probablemente minimicen algunos de los presentes problemas.

Felizmente la respuesta experimental del CR39, figura 5.6, coincide con las calculadas, figuras 4.5 y 4.7, por lo que sería conveniente realizar más estudios para predecir comportamientos de la traza, con el fin de realizar espectroscopia fina de partículas.

7.2.2 Resultados experimentales del sistema de grabado electroquímico.

El grabado electroquímico presenta un alto fondo de árboles, el cual puede ser reducido con un apropiado tiempo de pregrabado químico. Es conveniente probar otras soluciones, como la potasa KOH, que probablemente tenga un efecto de borrado superior al de la sosa NaOH.

El grabado electroquímico permite la cuantificación de los árboles de una forma mas agil cuando se cuentan bajo el microscopio óptico, pero además facilita la cuantificación por medio de un analizador de imágenes¹⁷⁾, debido al alto contraste que se logra entre un árbol (oscuro) y el detector transparente.

7.2.3 Ecuaciones del grosor residual l_p .

La obtención de las eficiencias teóricas de los diferentes detectores y partículas permite seleccionar el detector más adecuado, de acuerdo a la partícula que se desea detectar y el grosor residual al que se tiene que grabar para obtener una buena eficiencia de conteo por chispa.

En la gráfica 4.14 que presenta la variación de la eficiencia teórica para varios valores del grosor inicial l_0 , se puede observar como la máxima curva para una energía determinada del neutrón, se alcanza cuando el grosor inicial tiene un valor aproximadamente igual al alcance del protón de retroceso producido por el neutrón; después de este valor no importa que se aumente el grosor inicial, la curva para dicha energía no será superior.

Sería conveniente continuar este trabajo tanto teórica como experimentalmente, de tal forma que se investigue un método de espectroscopia por medio del manejo de los grosores iniciales y finales.

Referencias

1. Guidelines on Calibration of Neutron Measuring Devices, Technical Reports Series No 285, IAEA 1988, pp 1-3 y 56-57
2. J A B Gibson, Neutron Monitoring for Radiological Protection, Technical Reports Series No 252, IAEA 1985, p 49
3. Cross W.G. and Ing H., The Dosimetry of Ionizing Radiation, Vol 2, "Neutron Spectroscopy" (Kase K.R., Bjärnagard B.E. and Attix eds) Academic Press, 1987, pp 91,92
4. M Balcázar, L Tavera y M E Camacho, A Neutron Spectrometer Based on Solid State Nuclear Track Detectors. Nuclear Instr. and Measur. (aceptado).
5. Matiullah, S A Durrani, An Energy and Direction Independent Fast Neutron Dosimeter Based on Electrochemically Etched CR39 Nuclear Track Detectors. Part II: Experimental Studies. Radiation Protection Dosimetry, Vol. 19 No 1 pp. 15-21 (1987) Nuclear Technology Publishing.
6. C Andrade, M E Camacho, L Tavera y M Balcázar, Análisis Automatizado de Daños por Radiación en Superficies Plásticas, II Congreso Nacional sobre Metalurgia, D F México, 1990.

APENDICE I
ESPECTRO DE NEUTRONES

Los espectros de las fuentes de neutrones son calculados y medidos para cada fuente elaborada. Debido a la forma física, a los instrumentos de medida y al desdoblamiento (*unfolding*) del espectro estos presentan ligeras diferencias entre sí.

En este apéndice se presentan espectros para las fuentes de Am-Be, ^{252}Cf y ^{252}Cf moderado por agua pesada. Estas tres fuentes son las más utilizadas en los laboratorios de calibración.

Algunos espectros están graficados como la fracción de la intensidad de la fuente y la energía del neutrón y otros están graficados como la intensidad relativa de la fuente en función de la energía del neutrón.

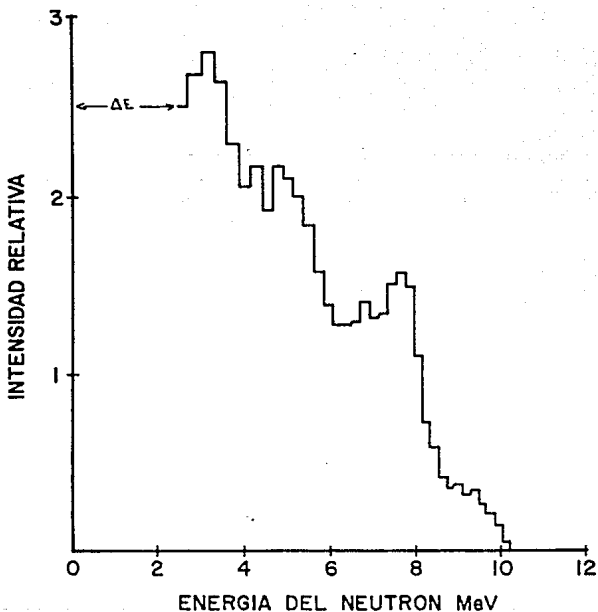


Figura I.1 Espectro de la fuente $^{241}\text{Am-Be}$ medida utilizando un cristal de Stilbene y discriminación de pulso. Amersham menciona que en el intervalo ΔE existe aproximadamente 23 % de neutrones con una energía promedio de 400 keV.

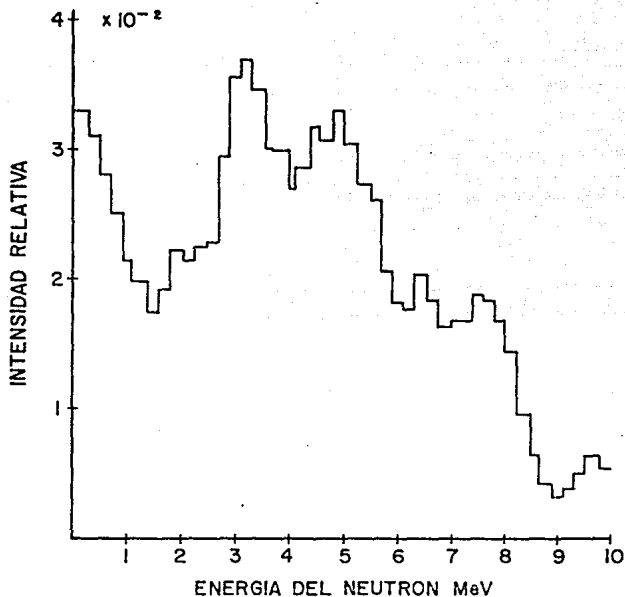


Figura 1.2 Fracción de neutrón emitido por segundo ΔBo en un intervalo ΔE de energía, para la fuente de Am-Be⁽⁵¹⁾.

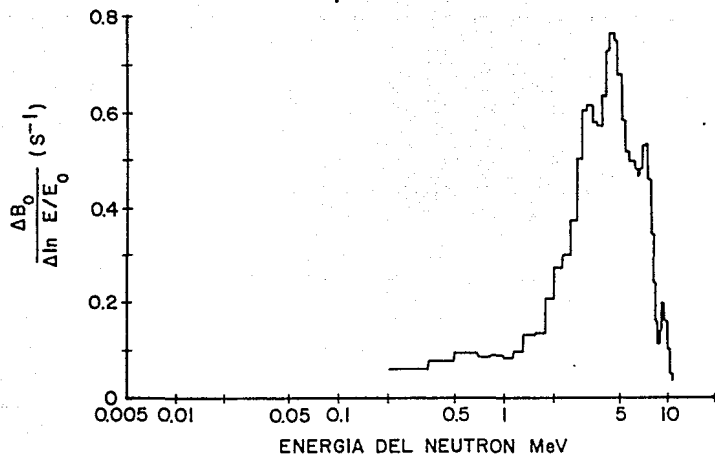


Figura I.3 Fracción de neutron emitido por segundo por letargia, para la fuente de Am-Be en el intervalo 0.4 - 11 MeV²³.

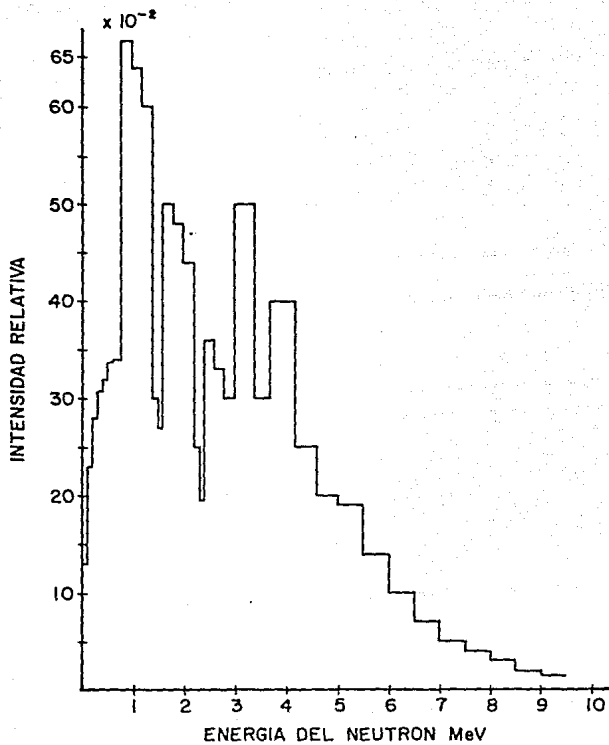


Figura I.4 Fracción del neutrón emitido por segundo ΔE_0 en un intervalo ΔE de energía, para la fuente de ^{252}Cf .

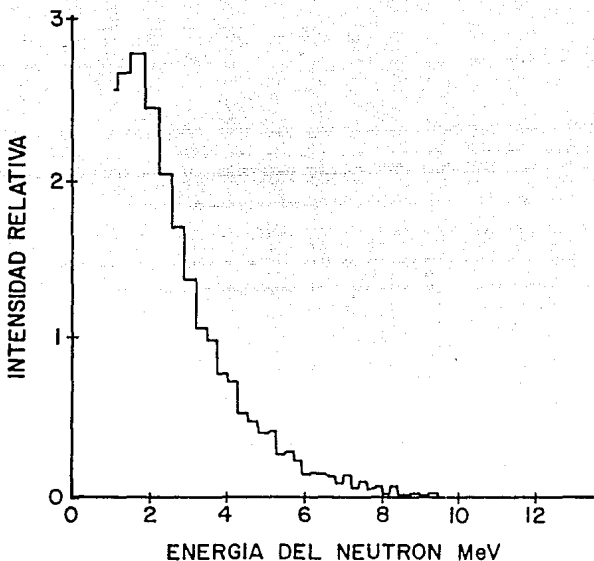


Figura I.5 Espectro de la fuente ^{252}Cf fabricada en el Radiochemical Center. Medido usando un cristal de Stibene y con discriminación de pulso.

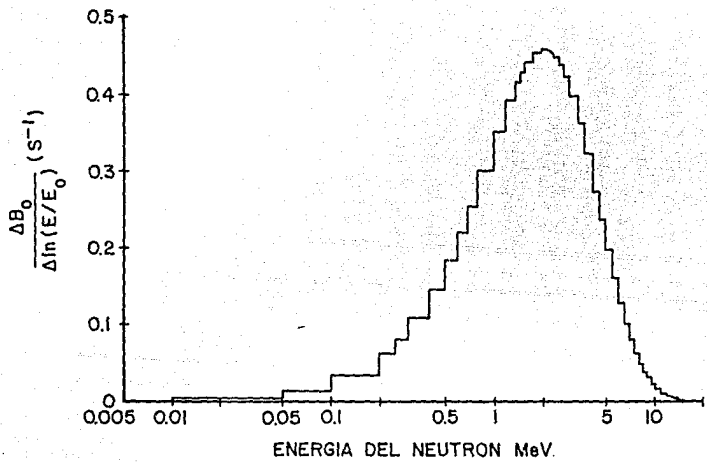


Figura 1.6 Fracción del neutrón emitido por segundo por unidad de letargia, para la fuente de ^{252}Cr .

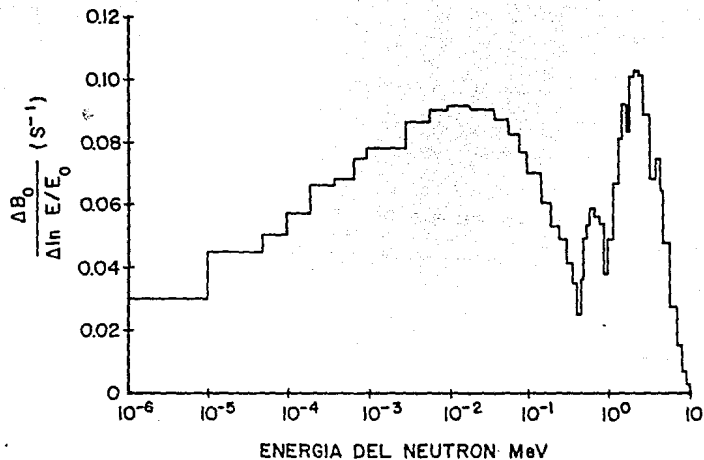


Figura I.7 Fracción del neutrón emitido por segundo por unidad de letargia para la fuente de ^{252}Cf , centrada en una esfera con agua pesada, de 30 cm de diámetro.

Apendice II

Cinematía de reacciones nucleares

En una reacción nuclear entre una partícula de masa m_x y velocidad v_x aproximándose a otra partícula de masa M_x y con velocidad cero, se tiene después del choque a dos partículas salientes, una con masa m_y y con velocidad v_y saliendo con un ángulo θ respecto a la dirección de la partícula incidente; la otra partícula de masa M_y y velocidad V_y , saliendo con un ángulo ϕ respecto a la dirección de la partícula incidente.



Para este sistema no relativístico, el principio de conservación de momento conduce a las siguientes ecuaciones

$$m_x v_x = m_y v_y \cos \theta + M_y V_y \cos \phi \quad 1$$

$$m_y v_y \sin \theta = M_y V_y \sin \phi \quad 2$$

la ecuación 1 se puede escribir como

$$m_x v_x - m_y v_y \cos \theta = M_y V_y \cos \phi \quad 3$$

elevando al cuadrado las ecuaciones 2 y 3 se tiene

$$m_y^2 v_y^2 \sin^2 \theta = M_y^2 V_y^2 \sin^2 \phi$$

$$m_x^2 v_x^2 - 2m_x v_x m_y v_y \cos \theta + m_y^2 v_y^2 \cos^2 \theta = M_y^2 V_y^2 \cos^2 \phi$$

sumando estas dos ecuaciones y ya que $\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha = 1$ se tiene que

$$m_x^2 v_x^2 - 2m_x v_x m_y v_y \cos \theta + m_y^2 v_y^2 = M_y^2 V_y^2 \quad 4$$

como la energía cinética E está dada por

$$E = \frac{1}{2} (mv^2) \quad \text{ó} \quad m^2 v^2 = 2mE$$

la ecuación 4 se puede expresar en función de la energía cinética, quedando como

$$m_x E_x - 2\sqrt{m_x E_x m_y E_y} \cos\theta + m_y E_y = M_y E_y \quad 5$$

Por otro lado, por el principio de conservación de energía en donde se cumple que

$$E_{\text{inicial total}} = E_{\text{final total}}$$

$$E_x + (m_x c^2 + M_x c^2) = E_y + m_y c^2 + E_y + M_y c^2$$

separando en el lado izquierdo las energías y en el lado derecho las masas se tiene

$$E_x - E_y - E_y = (m_y + M_y - m_x - M_x) c^2 \quad 6$$

$$E_x - (E_y + E_y) = \{ (m_y + M_y) - (m_x + M_x) \} c^2 \quad 7$$

El significado físico de 7 es:

1) Si $Q = 0$

Esto implica que las masas inicial y final son iguales, por tanto la energía inicial es igual a la energía final y se trata de un choque elástico.

2) Si $Q > 0$

esto implica que la masa inicial es más grande que la final, por tanto, la pérdida de masa proporciona un incremento de energía cinética y se dice que la reacción es exoenergética.

3) Si $Q < 0$

esto implica que la masa inicial es más pequeña que la final, por tanto, el incremento de masa proporciona un decremento de energía cinética y se dice que la reacción es endoenergética.

Si de la ecuación 8 se despeja E_y se tiene

$$E_y = Q - E_x + E_y$$

y sustituyendo este valor en 5 se obtiene

$$m_x E_x - 2\sqrt{m_x E_x m_y E_y} \cos\theta + m_y E_y = M_y E_x - M_y E_y + M_y Q$$

agrupando términos en función de las energías se tiene

$$E_y (m_y + M_y) - \sqrt{E_y} \cdot 2\sqrt{m_x E_x m_y} \cos\theta + E_x (m_x - M_y) - M_y Q = 0$$

expresando la ecuación como una cuadrática para E_y

$$(m_y + M_y)E_y - 2\sqrt{m_x m_y E_x} \cos\theta \sqrt{E_y} - [E_x(M_y - m_x) + M_y Q] = 0$$

resolviendo la cuadrática

$$\sqrt{E_y} = \frac{2\sqrt{m_x m_y E_x} \cos\theta \pm \sqrt{4(m_x m_y E_x) \cos^2\theta + 4[E_x(M_y - m_x) + M_y Q] (m_y + M_y)}}{2(m_y + M_y)} \quad 8$$

Para el caso particular cuando la reacción es una colisión elástica de un neutrón de masa m_n con un núcleo de masa M_x , la energía cinética del núcleo de retroceso E_x se obtiene sustituyendo los siguientes valores en la ecuación 8.

$$\begin{aligned} m_x &= m_n \\ E_x &= E_n \\ E_y &= E_x \\ m_y &= M_x \\ M_y &= m_n \\ Q &= 0 \end{aligned}$$

se tiene

$$\sqrt{E_R} = \frac{\sqrt{m_n M_x E_n} \cos \theta + \sqrt{(m_n M_x E_n) \cos^2 \theta + [E_n (m_n - m_n) + m_n Q] (M_x + m_n)}}{(M_x + m_n)}$$

quedando

$$\sqrt{E_R} = \frac{\sqrt{m_n M_x E_n} \cos \theta + \sqrt{m_n M_x E_n} \cos \theta}{M_x + m_n}$$

Tomando el signo positivo, el negativo daría cero, se tiene

$$\sqrt{E_R} = \frac{2\sqrt{m_n M_x E_n} \cos \theta}{M_x + m_n} \quad 9$$

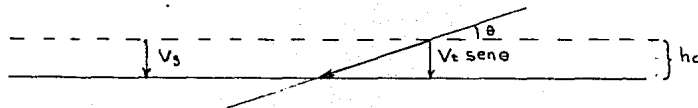
elevando al cuadrado la ecuación 9 se tiene

$$E_R = \frac{4m_n M_x E_n \cos^2 \theta}{(M_x + m_n)} \quad 10$$

APENDICE III

Grosor crítico.

El grosor crítico, h_c , es el grosor removido en el cual la componente de la V_t en dirección vertical, $V_t \text{sen} \theta$, es igual o menor a la velocidad de grabado V_g



Expresando la condición del grosor crítico matemáticamente, se tiene

$$V_t \text{sen} \theta \leq V_g \quad 1$$

y el valor de h_c se determina cuando se cumple

$$V_t \text{sen} \theta = V_g \quad 2$$

expresando la ecuación 2 en función de $V = V_t/V_g$

$$V \text{sen} \theta = 1 \quad 3$$

La proyección de h_c en dirección x , dirección de la traza, queda expresado como

$$h_c \text{sen} \theta = x_c$$

y expresando a la velocidad como función de $(R_o - x)$ la ecuación 3 se cumple cuando $x = x_c$

$$V (R_o - x_c) \text{sen} \theta = 1$$

Deducción de la expresión del grosor crítico, h_c , conociendo la expresión de la función de V. Para el CR39AA, se tiene la velocidad V como una función de potencia:

$$V (R_o - x) = 1 + A (R_o - x)^{-n}$$

el valor de V para el grosor crítico se expresa como

$$V (R_o - x_c) = 1 + A (R_o - x_c)^{-n}$$

donde

$$x_c = \frac{h_c}{\text{sen}\theta}$$

sustituyendo $V (R_o - x_c)$ en la condición se tiene

$$\{ 1 + A (R_o - x_c)^{-n} \} \text{sen}\theta = 1$$

$$1 + A (R_o - x_c)^{-n} = \frac{1}{\text{sen}\theta}$$

$$A (R_o - x_c)^{-n} = \frac{1}{\text{sen}\theta} - 1$$

$$(R_o - x_c)^{-n} = \frac{1}{A} \left[\frac{1 - \text{sen}\theta}{\text{sen}\theta} \right]$$

$$R_o - x_c = \left[\frac{1}{A} \left[\frac{1 - \text{sen}\theta}{\text{sen}\theta} \right] \right]^{-1/n}$$

$$x_c = R_o - \left[\frac{1}{A} \left[\frac{1 - \text{sen}\theta}{\text{sen}\theta} \right] \right]^{-1/n}$$

y sustituyendo en $h_c = x_c \text{sen}\theta$

$$h_c = \text{sen}\theta \left[R_o - \left[\frac{1 - \text{sen}\theta}{A \text{sen}\theta} \right]^{-1/n} \right]$$

El grosor crítico para el CR39H se obtiene con la función de V que es del tipo exponencial

$$V(R_0 - x) = 1 + e^{-A(R_0 - x) + B}$$

sustituyendo en la ecuación

$$(1 + e^{-A(R_0 - x_c) + B}) \operatorname{sen} \theta = 1$$

$$1 + e^{-A(R_0 - x_c) + B} = \frac{1}{\operatorname{sen} \theta}$$

$$e^{-A(R_0 - x_c) + B} = \frac{1}{\operatorname{sen} \theta} - 1 = \frac{1 - \operatorname{sen} \theta}{\operatorname{sen} \theta}$$

$$-A(R_0 - x_c) + B = \ln \left[\frac{1 - \operatorname{sen} \theta}{\operatorname{sen} \theta} \right]$$

$$R_0 - x_c = \frac{1}{A} \left[B - \ln \left[\frac{1 - \operatorname{sen} \theta}{\operatorname{sen} \theta} \right] \right]$$

$$x_c = R_0 - \frac{B}{A} + \frac{1}{A} \ln \left[\frac{1 - \operatorname{sen} \theta}{\operatorname{sen} \theta} \right]$$

y ya que $h_c = x_c \operatorname{sen} \theta$

$$h_c = \operatorname{sen} \theta \left[R_0 - \frac{B}{A} + \frac{1}{A} \ln \left[\frac{1 - \operatorname{sen} \theta}{\operatorname{sen} \theta} \right] \right]$$

APENDICE IV

Variación en la velocidad de grabado V_g en el CR39

La velocidad de corrosión o grabado V_g depende de parámetros como la concentración y temperatura de la solución grabante. La V_g tiende a ser constante con los parámetros establecidos pero en algunos casos ésta varía por influencia de otros parámetros.

Para el CR39 se conoce que la V_g tiende a variar en función del tiempo de grabado. Por esto se realizó experimentalmente el estudio de la variación de la velocidad con respecto a los diferentes tiempos totales de grabado.

Algunas muestras de CR39 con 800 μm de grosor se grabaron en intervalos de 4 h con tiempos totales desde 4 hasta 20 h. Los resultados se presentan en la tabla IV 1 y en la figura IV 1.

Tabla IV 1 Velocidad de grabado V_g para diferentes tiempos de grabado.

Detector	tiempo(h)	velocidad ($\mu\text{m}/\text{h}$)	velocidad calculada ^M
1	2	1.25	1.54
2	4	1.63	1.77
3	6	1.67	1.92
4	10	1.6	2.12
5	12	1.88	2.2
6	14	1.68	2.27
7	14	2.04	2.27
8	18	2.11	2.39
9	20	2.2	2.44

^MDe acuerdo con el ajuste obtenido en la fig. IV 1.

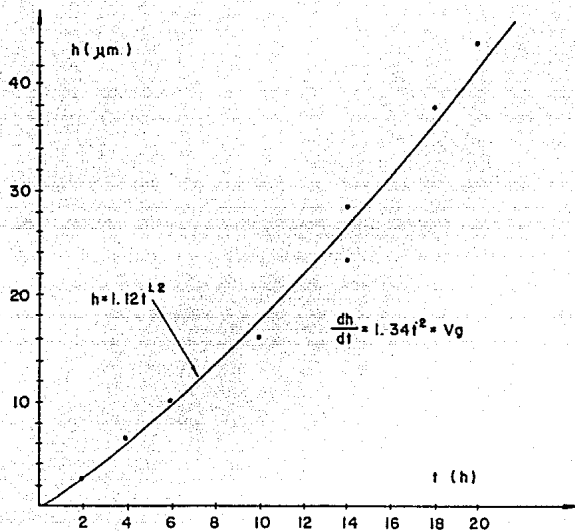


Figura IV.1 Grosor removido h en función del tiempo total de grabado. La derivada de la curva ajustada $h = 1.12 t^{1.2}$ da la velocidad de grabado V_g en función del tiempo total $V_g = 1.34 t^{0.2}$.

APENDICE V

Memoria de calculos

1. Cálculo de neutrones de rebote.

En los casos de irradiación con fuentes de neutrones la aportación del los neutrones de rebote, sobre el material irradiado generalmente es apreciable.

Un cálculo grueso para conocer el porcentaje de los neutrones de rebote producidos por el piso del cuarto de irradiación, respecto al flujo total recibido en el material por la fuente, se realiza considerando lo siguiente:

1) Todos los neutrones que de la fuente llegan al piso son rebotados hacia el cuarto.

2) La cantidad de neutrones que llega al piso en 1 m^2 se calcula como la suma de neutrones $/ \text{cm}^2$ que se calcula que lleguen, de la fuente al punto más cercano del piso; esto es igual a la distancia que hay verticalmente entre la fuente y el piso. Para este caso la distancia es igual a 150 cm.

De esta forma el cálculo se realiza obteniendo primeramente la cantidad de neutrones en 1 cm^2 que llega por segundo, con una distancia entre fuente y piso de 150 cm

donde $d = 150 \text{ cm}$

$\phi_0 = 2.8 \times 10^9 \text{ n/s en } 4\pi$

$$\phi_{150} = \frac{\phi_0 \Omega}{4\pi} = \frac{\phi_0 (1 \text{ cm}^2)}{4\pi d^2}$$

$$\phi_{150} = \frac{2.8 \times 10^9 (1)}{4\pi (150)^2} = 9.9 \text{ n en un cm}^2$$

en un metro cuadrado el flujo será

$$1000 \text{ cm}^2 \times 9.9 \text{ n} = 9.9 \times 10^4 \text{ n en un metro cuadrado/s}$$

Si todo ese flujo rebotara hacia el material irradiado, colocado a 15 cm de la fuente, el flujo recibido por el material sería el flujo de neutrones directos de la fuente más los de rebote. Calculando los

neutrones directos de la fuente se tiene el siguiente cálculo:

$$\phi_{15} = \frac{\phi_0}{4\pi (15)^2} = \frac{2.8 \times 10^5}{4\pi (225)} = 990.3 = 9.9 \times 10^2 \text{ n/s}$$

La relación entre el flujo de neutrones directos de la fuente y el flujo "sobrestimado" de los de rebote sería :

$$\frac{\phi_{15}}{\phi_{150}} = \frac{9.9 \times 10^2}{9.9} = 1 \times 10^2$$

Entonces, el flujo debido a los neutrones de rebote significa un porcentaje de 1 % de los de la fuente.

Si la distancia entre el material y la fuente aumenta, la relación entre neutrones de rebote y neutrones de la fuente aumenta; ya que disminuye el flujo en función del cuadrado de la distancia.

2. Cálculo de dosis equivalentes efectivas anuales debidas al uso de la fuente de Am-Be de 3 Ci (111×10^9 Bq/s), en el laboratorio de neutrones del edificio de Metrología del ININ.

METODOLOGIA

Se calcula la razón de dosis por γ y la dosis equivalente de neutrones en los puntos requeridos en el licenciamiento de la fuente; estos puntos están indicados en los planos del laboratorio, figura V.1. Los cálculos se hacen para 3 casos:

- 1° La fuente fuera del contenedor en posición de uso.
- 2° La fuente dentro del contenedor. Figura V.2.
- 3° Durante el manejo de la fuente.

Procedimiento general para neutrones.

Se considera:

- Despreciable la atenuación por aire
- Despreciable la atenuación por paredes, piso de lámina y ventana de vidrio
- Atenuación por paredes de concreto
- Fuente isotrópica y puntual.

Para el caso 1°, la fuente fuera del contenedor en posición de uso.

a) Para todos los puntos se calcula el flujo radial en el punto de interés utilizando la ecuación⁽⁴⁾:

$$\phi_r = \phi_0 \frac{A}{4\pi r^2} \quad \begin{array}{l} A = \text{área} \\ r = \text{distancia entre la fuente y el punto} \end{array}$$

b) Se calcula la dosis equivalente en el punto utilizando el valor obtenido en el paso anterior y utilizando la tabla 2.7, capítulo 2, que asocia dosis equivalente con densidad de flujo de neutrones para 12 energías diferentes.

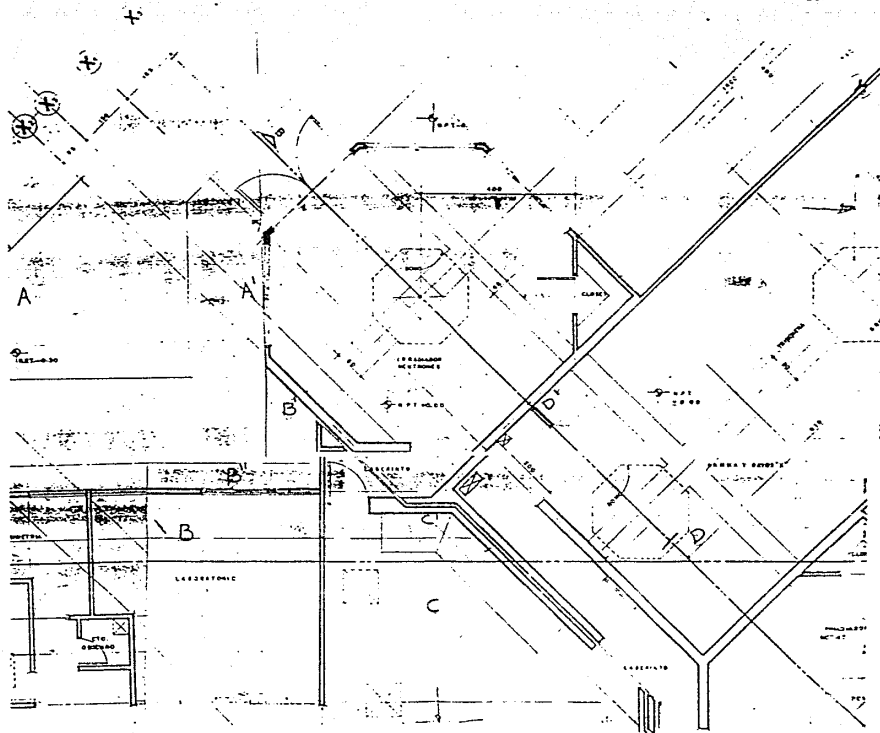


Figura V.1: Plano de la vista superior del cuarto de neutrones en el edificio de metrología del ININ. Los puntos que no aparecen, están en la siguiente posición:

E 3 m bajo el piso
F 5 m sobre el techo

E' exactamente bajo el piso
F' exactamente sobre el techo

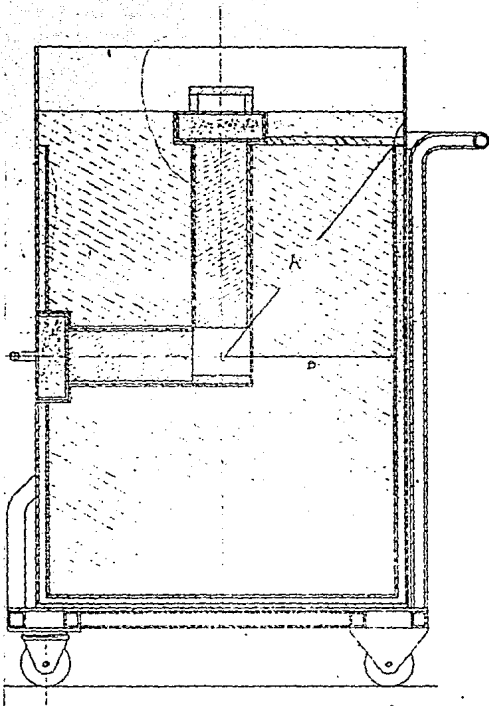


Figura V.2 Contenedor de aluminio para fuentes de neutrones. En el interior tiene parafina, para moderar a los neutrones de la/s fuentes, y una capa de 0.1 cm de borax entre la parafina y el aluminio para absorber los neutrones moderados, por medio del ^{10}B .

c) Se calcula la atenuación del flujo y/o de la dosis equivalente, producida por pared, techo o piso de concreto utilizando la gráfica⁽²⁾ de la figura V.3 que relaciona el factor de transmisión respecto al grueso del concreto. Ya que la energía promedio de los neutrones de la fuente de Am-Be es aproximadamente de 4 MeV y las gráficas disponibles están elaboradas para 3 y 5 MeV, se escoge la de 5 MeV que da un factor de transmisión mayor que el de 4 MeV para ser conservadores en los cálculos. La curva que se utiliza es la de los 0° de incidencia del neutrón respecto a la normal al concreto, ya que corresponde a un factor de atenuación menor.

d) Los puntos que se analizaron están indicados en el plano del laboratorio y corresponden a los alrededores del local, lugares donde hay afluencia de personal y lugares de trabajo.

Para el 2° caso, la fuente dentro del contenedor.

e) Se calcula el flujo radial en el punto más cercano a la fuente, esto es, la distancia en dirección perpendicular a la pared del cilindro interior de aluminio. Utilizando la ecuación presentada en el caso 1° inciso a.

f) Se determina la atenuación por la parafina utilizando la gráfica⁽³⁾ de la figura V.4.

g) Se calcula la atenuación por la pared de aluminio del cilindro interior mediante la ecuación

$$I = I_0 e^{-\Sigma t}$$

donde:

$$I = \sigma_{th} N$$

$$\sigma_{th} = 0.235 \text{ barn}^{(3)}$$

$$N = \frac{\text{No de at}}{\text{cm}^2} \text{ de Al}$$

t = grueso del aluminio

h) Se calcula la atenuación por 1 cm de borax utilizando la ecuación anterior cambiando los datos del aluminio por los del borax, siendo la σ_{th} igual a 780 barn para boro natural.

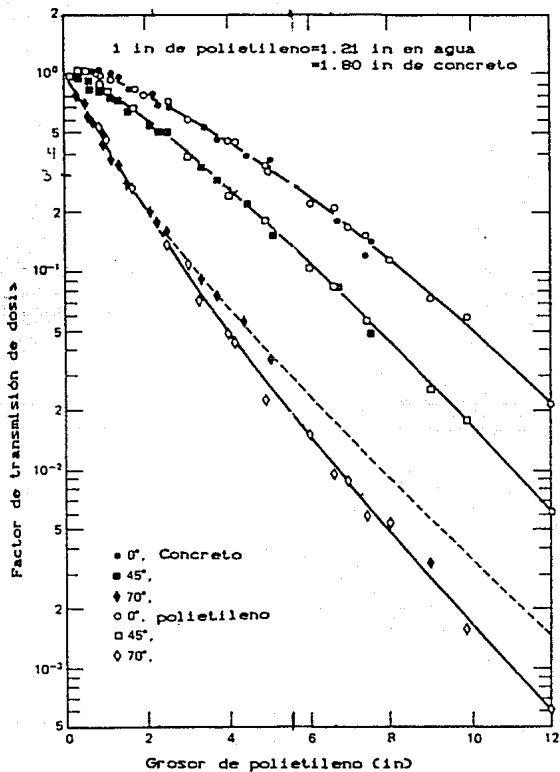


Figura V.3 Transmisión de la dosis de neutrones en polietileno para neutrones con 5 MeV de energía.

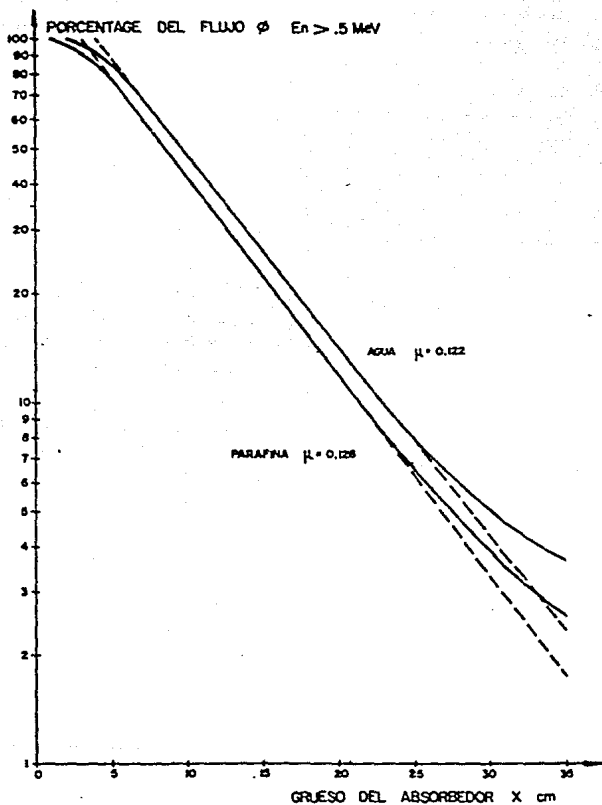


Figura V.4 Atenuación del flujo de neutrones con energías Mayores de 0.5 MeV. por agua y parafina.

Para el 3^{er} caso, manejo de la fuente.

- i) Se calcula el flujo de neutrones radial a una distancia igual a el largo de las pizas, se utiliza la misma ecuación que en el inciso a.
 j) Conocido el flujo se le asocia la razón de dosis utilizando la Tabla 1 y se multiplica por la fracción de tiempo durante la cual se estará expuesto.

Procedimiento general para radiación γ .

Se considera:

- Despreciable atenuación por aire.
- Fuente puntual e isotrópica.
- Atenuación por paredes de concreto.
- Despreciable atenuación por paredes y piso de lámina y ventana de vidrio.
- Para todos los calculos se considera que:

$$\frac{R}{h} = \frac{\text{rad}}{h} = \frac{\text{rem}}{h}$$

R = Roentgen unidad de exposición
 rad = unidad de dosis absorbida
 rem = unidad de dosis equivalente

Ya que en la Tabla V 2 donde se presenta⁽⁴⁾ la relación rad/R de acuerdo a la energía de las γ 's las fracciones son ligeramente menores a la unidad. Esto significa que siempre se tiene $\text{rad} < R$ por lo tanto se se considera $\text{rad} = R$ se está estimando la dosis absorbida más alta que la real.

Por otro lado se considera⁽⁴⁾ $\text{rad} = R$ porque el factor de calidad Q es igual a 1 para radiación γ .

Procedimiento general 1^{er} caso. La fuente en uso.

Para este caso la radiación γ considerada es la producida por la misma fuente con una energía de 80 keV.

a) Se calcula la razón de exposición en el punto de interés utilizando el dato que presenta el catálogo de la razón de dosis a 1 metro por Ci, y la formula⁽⁵⁾ que relaciona la razón de exposición con la

distancia r.

$$X_1 = \frac{\Gamma A}{r_1^2} \quad \text{y} \quad X_2 = \frac{\Gamma A}{r_2^2}$$

Γ = Constante de razón de exposición
 A = Actividad

Entonces :

$$\frac{X_2}{X_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \quad X_2 = X_1 \frac{r_1^2}{r_2^2}$$

El punto 1, el de referencia, es la distancia igual a 1 metro y el punto 2 es el punto donde se requiere calcular la razón de dosis.

b) Cuando el punto a analizar está después de una pared de concreto, se calcula la atenuación de la razón de exposición en ese punto debida al concreto utilizando la gráfica ⁽³⁾, de la figura V.8 que presenta la atenuación, en concreto ordinario, de la radiación γ con diferentes energías. Para este caso donde la radiación γ tiene 60 keV de energía se utilizó el valor correspondiente a 0.5 MeV por ser la energía más cercana al caso real y sabiendo que de esta forma la atenuación así calculada es menor que la real ya que entre más energía tiene la radiación y la atenuación es menor.

Procedimiento para el 2° caso. Fuente en el contenedor.

Para este caso se consideran 3 fuente de radiación γ :

- A Las γ 's de la fuente misma
- B Las γ 's de la activación de los cilindros de aluminio.
- C Las γ 's producto de la reacción de captura en la parafina.

A c) La fuente está dentro de un contenedor de plomo con 0.37 cm de grosor. Se calcula la atenuación por el plomo aplicando la fórmula de atenuación

$$I = I_0 e^{-\mu t}$$

μ = coeficiente de atenuación lineal
 t = grosor del material

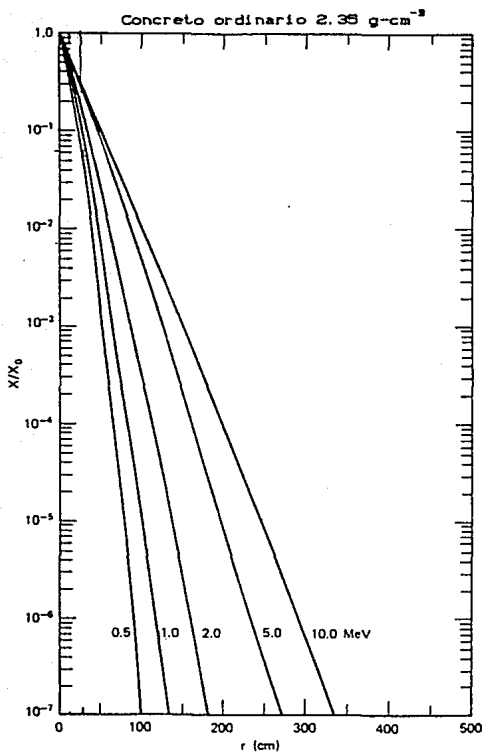


Figura V.5 Atenuación de la exposición, en concreto ordinario 2.35 g/cm^3 , de rayos γ para una fuente puntual e isotrópica.

B d) Se calcula el número total de reacciones⁽⁶⁾ en el cilindro interior para conocer la magnitud de la activación y decidir si conviene o no hacer un cálculo más preciso en cada punto.

$$N_0 R = \phi \sigma N t$$

$$\phi = \text{flujo} = n/\text{cm}^2$$

σ = sección eficaz para la reacción de neutrones térmicos con el aluminio.

N = número de átomos de Al por cm^3

t = grosor del aluminio.

El flujo ϕ , es el flujo total de neutrones que llega al cilindro. Este se calcula sumando el flujo por centímetro cuadrado de las paredes y la base.

$$\phi = \sum \phi_i \quad \phi_i = \frac{\phi_0 e^{-\mu r}}{4\pi r_i^2} \quad r_i = \sqrt{r^2 + (i-1)^2}$$

Para la pared se calcula el flujo sobre una columna de 1 cm de ancho y de un largo de la mitad de la altura 67 cm.

Para la base se calcula el flujo sobre anillos de 1 cm de ancho.

B e) Se calcula la actividad total de saturación⁽⁶⁾

$$A = R (1 - e^{-\lambda t}) = A_s (1 - e^{-\lambda t})$$

donde

R = número de reacciones

λ = constante de decaimiento, en este caso del aluminio activado

t = tiempo

A_s = Actividad de saturación cuando el tiempo de irradiación es grande en comparación con el tiempo de vida media. En este caso para un tiempo mayor de 20 minutos se tiene la actividad de saturación.

B f) Por los cálculos realizados para los neutrones tenemos que el flujo que llega al cilindro exterior es despreciable por lo tanto se considera despreciable la activación del cilindro exterior.

C g) La razón de exposición sobre el contenedor debida a las γ 's de captura se obtiene utilizando los datos calculados⁽⁷⁾ y graficados.

figura V.6., para una fuente de Cf^{252} Figura V.6 con blindaje de polietileno. Las razones que justifican la utilización de estos datos son:

- La reacción de captura de neutrones sucede en todos los núclidos pero predomina a bajas energías y en núcleos pesados. Como la energía promedio del Cf^{252} es menor que la energía promedio del Am-Be, es más probable que la producción de γ 's de captura generadas por los neutrones del Cf sea mayor que las generadas por los neutrones del Am-Be, teniéndose así resultados conservadores.
- Por otro lado la constitución molecular del polietileno y la parafina es muy parecida ⁽⁸⁾ en cuanto contenido de H y C en átomos por cm^3 .

Procedimiento general para el 3^{er} caso. Manejo de la fuente.

A) Se calcula la razón de exposición de la forma indicada en el inciso a (primer caso) .

(D) Se multiplica por el tiempo en el que se estará expuesto.

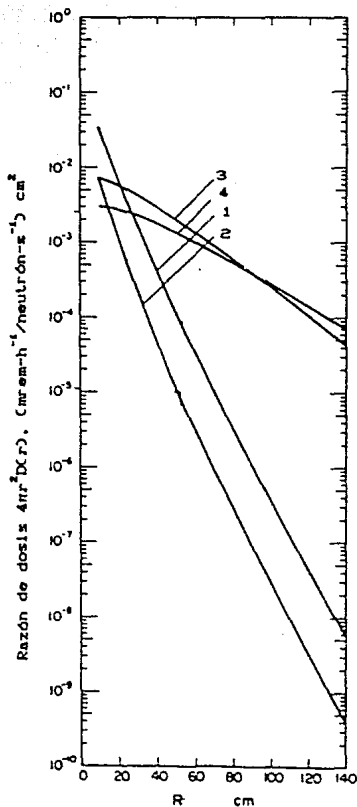


Figura V.6 Dosis en polietileno calculada para neutrones rápidos 1, neutrones térmicos 2, raios γ primários 3 y raios γ de captura 4, para una fuente de ^{252}Cf .

Tabla V.1 Resumen de los resultados de dosis equivalente por hora en los puntos de estudio.

Puntos de análisis		DOSIS EQUIVALENTE POR HORA mrem / h		
		neutrones	gammas	total
En la superficie del contenedor		14.6	2.9	17.5
En un perímetro de 5 metros a partir de los límites exteriores.	A	0.1	0.0625	0.1625
	B	0.025	0.037	0.062
	C	0.02	0.00463	0.025
	D	0.025	0.037	0.067
	E	0.33	0.3	0.63
	F	0.104	0.035	0.139
En la superficie externa de paredes, piso y techo.	A'	0.51	0.468	0.978
	B'	0.11	0.0249	0.135
	C'	0.045	0.0105	0.057
	D'	0.11	0.0249	0.135
	E'	2.04	1.875	3.915
	F'	0.616	0.21	0.826
Area con personal eventual	B''	0.0425	0.009	0.052
Irradiación durante el manejo de la fuente		2.05	2.3	4.8

Cálculo de la dosis equivalente anual del personal.

a) Personal que maneja la fuente.

La dosis equivalente por manejo de la fuente por irradiación es igual a:

$$H_t = 0.43 \text{ mrem} = 4.3 \times 10^{-2} \text{ mS}$$

Si se efectúan 20 irradiaciones al año.

$$H_a = 0.43 \text{ mrem} \times 20 = 8.6 \text{ mrem} = 8.6 \times 10^{-2} \text{ mS}$$

b) Personal que labora habitualmente en los alrededores del laboratorio:

Para los puntos C' y B' donde se calcula la dosis equivalente por hora, se calcula la dosis equivalente anual considerando el caso máximo de tiempo que puede exponerse el personal, esto es 2 días por irradiación con jornadas de 8 h diarias. Se tiene un total de 320 horas al año.

$$H_{C'}^{\text{anual}} = 0.057 \text{ mrem/h} \times 320 \text{ h} = 18.24 \text{ mrem} = 0.1824 \text{ mS}$$

$$H_{B'}^{\text{anual}} = 0.052 \text{ mrem/h} \times 320 \text{ h} = 16.64 \text{ mrem} = 0.1664 \text{ mS}$$

Tabla V.2 Dosis equivalente anual para el personal

	Dosis equivalente anual mS	
Por manejo de la fuente	0.060	
Personal que labora alrededor del laboratorio, con la fuente fuera del contenedor	B'	0.1824
	C'	0.1664

Referencias

1. G F Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons., p 95, 1979.
2. A E Profio, Radiation Shielding and Dosimetry, John Wiley & Sons., New York, 1979, p 437
3. Radiological Health Handbook, Bureau of Radiological Health, 1970, p 144.
4. Quantitative Concepts and Dosimetry in Radiobiology, ICRU Report 30, 1979, ICRU Publications, p 23.
5. A E Profio, Radiation Shielding and Dosimetry, John Wiley & Sons, New York, 1979, p 427.
6. W J Price, Nuclear Radiation Detection, 2a. Ed., Mc Graw Hill-Book Company, 1968, pp 314-333.
7. A E Profio, Radiation Shielding and Dosimetry, John Wiley & Sons., New York, 1979, p 445.
8. Kirk-Othmer, Chemistry Technology Encyclopedic, Limusa Wiley & Sons., 1982.

AGRADEZCO LA AYUDA QUE ME PRESTARON TODAS LAS PERSONAS QUE DE ALGUNA MANERA COLABORARON CONMIGO EN EL DESARROLLO DE LA PRESENTE TESIS, A LA GERENCIA DE INVESTIGACIONES APLICADAS DEL INSTITUTO NACIONAL DE INVESTIGACIONES NUCLEARES POR EL APOYO CONSTANTE QUE ME BRINDO Y A CONACYT POR EL APOYO ECONOMICO QUE ME BRINDO PARA LOS ESTUDIOS DE LA MAESTRIA.

AGRADEZCO TAMBIEN A LOS SEÑORES: DR. FERNANDO ALBA ANDRADE, DR. JORGE RICKARDS, DRA. MA. ESTHER BRANDAN, DRA. GUILLERMINA BURILLO, H. EN C. MA DE LOS ANGELES ORTIZ Y M. EN SISTEMAS GUILLERMO ESPINOSA, POR SU LABOR EN LA REVISION DE LA TESIS.

UN AGRADECIMIENTO MUY ESPECIAL AL DR. MIGUEL BALCAZAR GARCIA POR LA DIRECCION DE ESTA TESIS.