

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS



**“DETECCION DE NEUTRONES RAPIDOS POR
TRAZAS EN POLICARBONATOS”**

T E S I S

que para obtener el título de

F I S I C O

p r e s e n t a :

CARLOS ALEJANDRO VARGAS

México, D. F.

1982



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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 esta 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.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

INDICE

INTRODUCCION

Capítulo I. Interacción de Partículas Nucleares con la Materia.

1.1 Interacción de partículas cargadas con la materia.

- a. Probabilidad de colisión con electrones libres
- b. Pérdida de energía por colisión débil
- c. Transferencia lineal de energía
- d. Alcance

1.2 Interacción de Productos de Fisión con Materia

- a. Distribución de masas
- b. Mecanismo de fisión nuclear
- c. Penetración de productos de fisión

Capítulo II. Interacción de Neutrones con la Materia y con Polímeros

2.1 Interacción de neutrones con la materia

- a. Fuentes de neutrones
- b. Sección eficaz y atenuación de neutrones
- c. Mecanismos de interacción de los neutrones con la materia.
- d. Dispersión elástica e inelástica
- e. Emisión de partículas cargadas
- f. Reacción en fisión

2.2 Interacción de Neutrones con Polímeros

- a. Irradiación con neutrones rápidos
- b. Degradaciones físicas y químicas

Capítulo III. Modelos de Formación y Características de las Trazas.

3.1 Modelos de formación de trazas

- a. Mecanismos de punta de desplazamiento
- b. Mecanismo de punta térmica y punta explosiva 16
nica.

- c. Modelo de pérdida de energía secundaria
- d. Modelo de pérdida de energía restringida
- e. Modelo de densidad lineal de eventos.

3.2 Características de las Trazas

- a. Geometría de las trazas
- b. Técnicas de revelado
- c. Métodos de medición y lectura de la traza

Capítulo IV. Estudio Experimental

4.1 Selección del detector

4.2 Técnica de irradiación

4.3 Ataque químico

4.4 Determinación de las densidades de las trazas y sus dimensiones

Capítulo V. Resultados y Conclusiones

5.1 Resultados

- a. Efectos del grabado continuo e interrumpido
- b. Análisis de Trazas espúreas y de fondo
- c. Evolución del diámetro de la traza
- d. Relación de la densidad de trazas y el flujo
- e. Determinación experimental de la ley del inverso al cuadrado de la distancia.
- f. Determinación de la linealidad y calibración.

5.2 Conclusiones

Bibliografía.

Detección de Neutrones Rápidos por Trazas en Estado Sólido

Introducción

En años recientes, los Detectores por Trazas en Estado Sólido (DTES) han sido empleados ampliamente en diversos campos de la ciencia y la tecnología, en particular, en la detección de iones y partículas cargadas pesadas.

En éstos detectores las trayectorias descritas por las partículas nucleares a su paso por el material, dan como resultado zonas de intenso daño conocidas como "trazas latentes", que bajo un grabado químico apropiado se revelan para su observación a través de microscopio óptico o a simple vista. A éstas zonas de daño reveladas, se les denomina "trazas reveladas".

La formación de trazas reveladas requiere que las zonas de daño producidas por la partícula sobrepasen cierto umbral característico del material, lo que conduce a la posibilidad de un registro selectivo de partículas nucleares con solo -- cambiar el material detector.

Algunas características ventajosas de los DTES, son: la insensibilidad natural a la radiación electromagnética y a partículas beta, la gran estabilidad en el almacenaje de la información de los eventos, la posibilidad de emplearse en experimentos con baja densidad de partículas y la versatilidad en cuanto a espesores y materiales entre otras más.

Al principio el estudio y empleo de los DTES se dirigía a partículas cargadas pesadas. Sin embargo, la posibilidad de registrar neutrones con éstos detectores ha despertado gran interés, ya que da un mejor conocimiento en ésta area, haciendo posible la dosimetría de neutrones. La dosimetría de neutrones es complicada con las alternativas de que se -

dispone actualmente, principalmente porque los campos con neutrones generan radiación secundaria gamma al penetrar la materia y porque la respuesta de los sistemas a los neutrones no se puede relacionar directamente con la dosis absorbida.

Uno de los primeros métodos sugeridos para detectar neutrones con DTES emplea recubrimiento de material fisionable, principalmente ^{237}Np y ^{232}Th , de modo que los fragmentos de la fisión inducida por los neutrones son los que se registran en el detector [3, 4]

Más recientemente, se sugirió la detección de neutrones a través del registro de los núcleos en retroceso componentes - del mismo DTES y reacciones del tipo (n, α) . Esta técnica elimina el uso del material fisionable (radiador), el cual crea algunos problemas como: la radiotoxicidad, el uso de material considerado bélico, etc. [5-7]

El presente trabajo está conectado con la aplicación de los DTES en la dosimetría de neutrones rápidos usando la técnica de núcleos en retroceso. El propósito de este trabajo es el hacer un estudio experimental para determinar el comportamiento de algunos parámetros que conduzcan a la optimización y caracterización de esta técnica dosimétrica, por medio del análisis de las trazas producidas por los neutrones rápidos al interaccionar con el DTES, que es un material plástico de nombre comercial Lexan*.

En este estudio se observan las relaciones entre las dimensiones de las trazas y la dosis de absorción equivalente. También se trata la dependencia de la densidad de trazas con los tiempos de grabado químico.

El trabajo se ha dividido en cinco partes. En la primera se presenta la teoría de la interacción de partículas nucleares con la materia. Esta parte contiene la teoría de la interacción de partículas cargadas pesadas y de productos de fisión. La segunda parte incluye la teoría de la interacción de los neutrones con la materia y sistemas poliméricos.

* Fabricado por General Electric Co., Pittsburg, E.U.

En la tercer parte se presentan las teorías mas generalizadas que dan una explicación del fenómeno de formación de trazas, la teoría de la geometría de las trazas, así como los métodos de grabado y evaluación de las mismas.

La parte cuatro presenta la descripción de los experimentos que se realizaron, la selección del tipo de detector, las condiciones del ataque químico y de evaluación, así como la exposición de los resultados y características del Lexan como DTES para neutrones rápidos.

En el capítulo cinco se presentan los resultados, y finalmente se dan las conclusiones y discusión de los resultados.

CAPITULO I INTERACCION DE PARTICULAS NUCLEARES CON LA MATERIA.

Para estudiar la detección de las partículas nucleares se requiere entender la interacción de estas con la materia. La radiación nuclear comprende una gran variedad de emisiones asociadas con sistemas que experimentan transformaciones nucleares fundamentalmente.

La naturaleza de las interacciones con la materia varía entre los distintos tipos de radiación nuclear. Tomando algunos tipos de radiación como característicos o prototipos y, basándose en un criterio de similitud que, principalmente asocia la carga y la masa, es posible establecer propiedades tales como absorción ó energía depositada [*,*]. En la tabla (1-1) se listan varios tipos comunes de radiación nuclear. Esta tabla no pretende abarcar todos los tipos de radiación, sino - más bien enumerar las más importantes en nuestro caso.

El presente capítulo, trata básicamente la interacción de partículas cargadas y en particular de partículas cargadas pesadas. La razón es la siguiente: cuando los neutrones interactúan con sólidos, la mayor parte de aquellos pasan, y sólo algunos provocan el desplazamiento de los átomos componentes del sólido. Debido a la ausencia de carga de los neutrones no hay una interacción de tipo coulombiana o ionizante con el medio, no así de los átomos en retroceso inducidos por los neutrones. Estos átomos en retroceso cuando se mueven a través de un sólido se vuelven rápidamente iones debido al des-

| Tipo de Partícula | Símbolo | Carga relativa | Masa en reposo u.m.a. | Energía equivalente de masa en reposo. MeV | Vida Media. seg. |
|------------------------------|----------------|----------------|-----------------------|--|------------------------|
| Protón..... | p | 1 | 1.007593 | 938.213 | Estable |
| Deuteron..... | d | 1 | 2.014187 | 1,875.50 | Estable |
| Partícula Alfa..... | α | 2 | 4.002777 | 3,737.16 | Estable |
| Positrón..... | β^+, e^+ | 1 | 0.000549 | 0.510976 | Estable |
| Electrones ó partículas beta | β^-, e^- | -1 | 0.000549 | 0.510976 | Estable |
| Muon..... | μ | ± 1 | 0.114 | 105.655 | 2.212×10^{-6} |
| Pion..... | π | ± 1 | 0.150 | 139.59 | 2.55×10^{-8} |
| Kaon..... | K | ± 1 | 0.531 | 439.9 | 1.224×10^{-8} |
| Rayo Gamma | γ | .. | 0 | 0 | Estable |
| Rayos X..... | X | .. | | 0 | Estable |
| Neutrino..... | ν | 0 | Pequeño ó Cero | 0 | Estable |
| Neutrón..... | n | 0 | 1.008982 | 939.507 | 1.013×10^3 |
| Fragmentos de Fisión. | | | | | |
| Promedio ligeros... | | 20 | 95 | | |
| Promedio pesados... | | 22 | 139 | | |

Tabla 1.1.- Tipos de Partículas Nucleares y algunas de sus características [4]

pojo de toda o alguna porción de sus electrones orbitales. Este despojo es resultado de la interacción de los electrones - que rodean al átomo en movimiento y los correspondientes a - átomos en reposo que constituyen el sólido.

La formación de las trazas involucra directamente la interacción tanto de las radiaciones primarias como de las radiaciones secundarias o radiaciones producto, de aquí entonces la necesidad de éste primer capítulo, en el cual se supone que la partícula nuclear cargada pesada es el producto de la interacción del neutrón con algún átomo del sólido que es empleado como detector.

1.1 Interacción de Partículas Cargadas con la Materia.

Cuando las partículas cargadas pasan a través de la materia, interaccionan con esta, de tres modos principalmente:

- i) Por colisión con átomos o moléculas
- ii) Por colisión con electrones
- iii) Por procesos radiativos
- iv) Por dispersión nuclear

El modo de interacción queda determinado básicamente, por la energía de la partícula y por la distancia de máximo acercamiento de la partícula al átomo o molécula con que interactúa.

Si la distancia de máximo acercamiento es grande en comparación con las dimensiones atómicas, entonces ocurre la excitación o la ionización del átomo. A estos encuentros distan-

tes, se les denomina: colisiones débiles.

Por el contrario, si la distancia de máximo acercamiento es del orden de las dimensiones atómicas, se dice que la colisión es fuerte. La interacción es entre la partícula en movimiento y uno de los electrones atómicos. Como resultado de éste proceso, un electrón del átomo sale expulsado con energía considerable, ya que es una colisión frontal. Al resultar el electrón secundario (rayo delta), con una energía superior a la de enlace, es posible tratar el proceso como una colisión con un electrón libre.

Tratándose de una distancia de acercamiento máximo, menor que las dimensiones atómicas la desviación de la trayectoria seguida por la partícula en el campo eléctrico del núcleo es el efecto más importante. Este proceso resulta en pérdidas de energía radiativa y la radiación emitida cubre todo el espectro de energía desde cero hasta la energía cinética máxima de la partícula cargada. Cuando se trata de partículas pesadas, este proceso puede ignorarse. [10]

a. Probabilidad de colisión con electrones libres.

La probabilidad de colisión diferencial $\phi_{col}(T, T') dT'$ dx , se define como la probabilidad para que una partícula cargada de energía cinética T , atravesando un espesor dx transfiera una energía dT' alrededor de T' a un electrón atómico (que se supone libre).

Para partículas pesadas incidentes de espín un medio -- (protones) con energía cinética T , masa M y tal que $T \gg mc^2$,

la probabilidad de colisión es:

$$\phi_{\text{col}}(T, T') dT' = \frac{2Cm}{\beta^2} \frac{dT'}{(T')^2} \left| 1 - \beta^2 \frac{T'}{T'_{\text{max}}} + \frac{1}{2} \left(\frac{T'}{T+M} \right)^2 \right| \quad (1.1.1)$$

y para partículas pesadas con espín cero (partículas alfa), -
es:

$$\phi_{\text{col}}(T, T') dT' = \frac{2Cm}{\beta^2} \frac{dT'}{(T')^2} \left| 1 - \beta^2 \frac{T'}{T'_{\text{max}}} \right| \quad (1.1.2)$$

donde $\beta = \frac{v}{c}$, c la velocidad de la luz y v la de la partícula, m la masa de la partícula blanco y C una constante.

Cuando la energía cinética $T' \ll T'_{\text{max}}$, que es el caso de colisiones distantes y con poca transferencia de energía, las ecuaciones 1.1.1 y 2, se reducen a:

$$\phi_{\text{col}}(T, T') dT' = \frac{2Cm}{\beta^2} \frac{dT'}{(T')^2} \quad (1.1.3)$$

que se conoce como la fórmula de Rutherford. Esta fórmula da la probabilidad de colisión para todas las partículas v dependen sólo de la energía del electrón secundario, T' , así como de la velocidad de la partícula incidente. Con un tratamiento clásico es posible deducir dicha fórmula.

Consideremos, una partícula cargada (ze), moviéndose por delante de un electrón libre. El momento transferido al electrón p' , se calcula de: $\vec{p}' = \int \vec{F} dt$ y suponiendo que la componente x de F no contribuye a la integral:

$$F = F_{\perp} = \frac{ze^2}{r^2} \cos \phi = ze^2 b / (x^2 + b^2)^{3/2}$$

con $x = vt$ y b el parámetro de impacto, entonces:

$$|\bar{p}| = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ze^2b}{(x^2+b^2)^{3/2}} \frac{dx}{v} = \frac{2ze^2}{bv}, \text{ y la energía transferida es}$$

$$T' = \frac{|\bar{p}'|^2}{2m} = \frac{2\pi^2 e^4}{mb^2 v^2}. \text{ Así para una partícula incidente con } z=1$$

$|2b \cdot db| = 2e^4 / (mb^2 (T')^2) dT'$, y la probabilidad de una colisión con parámetro de impacto en db alrededor de b , en un espesor dx estará dada por:

$F(b) db dx = 2\pi b db \frac{N_0 Z}{A} dx = \phi_{col} dT' dx$, pero $r_0 = e^2/m$ y $C = \frac{Z}{A} r_0^2$, N_0 es el número de Avogadro, Z y A son los números de carga y masa del material. Tal que se obtiene la fórmula de Rutherford.

En la ecuación (1.1.3), el factor C expresa la proporcionalidad de la probabilidad de colisión a la densidad electrónica, $1/\beta^2$ expresa la dependencia de la transferencia de energía sobre el tiempo de colisión y el factor $1/(T')^2$ expresa el hecho de que las colisiones con parámetros de impacto grandes son menos probables que las de parámetros de impacto pequeños.

b. Pérdida de energía por colisión débil.

Hasta ahora la discusión se ha limitado a probabilidades de colisión de partículas, vía colisiones fuertes. En la descripción completa de las colisiones de las partículas cargadas, las colisiones fuertes son relativamente raras y no influyen de manera importante en la pérdida más probable de -

energía. Bohr y Bethe, desarrollaron las teorías de frenado electrónico. Bohr trató básicamente el problema, bajo el concepto de parámetro de impacto y el supuesto de que la carga en el átomo es neutro y no hay colisión coulombiana. En base a esto se introduce un factor denominado "tiempo de colisión", $\tau = b/v$, tal que cuando $\tau > 1/v$ (con $1/v$, el período orbital) no se transmite energía y el electrón permanece ligado, y cuando $\tau < 1/v$ el electrón atómico se comporta como un electrón libre.

La teoría de Bohr para el poder de frenado depende de un parámetro de impacto el cual está perfectamente definido y - las limitaciones de ésta teoría estarán dadas por el principio de incertidumbre de Heisenberg, $\Delta x \Delta p \leq h$, que marca un límite a la precisión de las medidas complementarias de posición y momento. Por tanto la teoría clásica es válida si se cumple que: $\frac{2Z}{137\beta} > 1$, ya que $\Delta x v \approx (\Delta x) \min \frac{h}{P_x} = hZ(2Z)^{-1}$ donde $v = \beta/c$ y $\frac{Z}{hc} = \frac{1}{137}$. Por otro lado Bethe realizó cálculos cuánticos de la pérdida de energía de partículas que interactúan con electrones atómicos [1, 2]. Consideró un átomo dispersor de número atómico Z , con el hamiltoniano H y estados estacionarios ψ_n , siendo la energía del estado base electrónico E_0 , sobre el que incidía el proyectil. La pérdida de energía, la obtuvo sumando sobre los estados excitados (n), e integrando sobre los momentos transferidos. Dicho proyectil interactúa con el centro dispersor a través de un potencial que supone pequeño $\langle V \rangle \ll \langle H \rangle$.

La pérdida promedio de energía por unidad de distancia recorrida, se conoce también como poder promedio de frenado por ionización (y excitación) y está dado por:

$$\frac{dT}{dx}_{col} = \frac{dT_S}{dx}_{col} + \frac{dT_F}{dx}_{col}$$

donde los subíndice F y S, se refieren a colisiones fuertes y débiles respectivamente, y el subíndice col, se refiere a colisiones. La ecuación anterior se puede reescribir como:

$$\frac{dT}{dx}_{col} = \int_{T'_{min}}^F T' \phi_{col}^S dT' + \int_F^{T'_{max}} T' \phi_{col}^F dT'$$

donde: $\phi_{col}^F = \phi_{col}^S$, ϕ_{col}^S = sección para colisiones débiles y F = a la energía transferida por encima de la cual las colisiones se pueden considerar fuertes. Y con la suposición

$\phi_{col}^S = \phi_{col}^F$ = Fórmula de Rutherford y sabiendo que $T'_{max}/T'_{min} = (2m v^2/I)^2$, con I la energía de excitación media, se tiene que: $\frac{dT}{dx}_{col} = \frac{4Cm}{\beta^2} \ln\left(\frac{2m \beta^2 F}{I}\right)$ en unidades $c=1$. La ecuación

anterior aunque no es completamente correcta, da el comportamiento general. [13, 14].

Bethe obtuvo el poder de frenado para colisión débil;

$$\frac{dT_S}{dx}_{col} = \frac{2Cm}{\beta^2} \left\{ \ln\left(\frac{2m \beta^2 F}{I^2(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right\} \quad (1.1.4)$$

y el término de colisión fuerte:

$$\frac{dT_F}{dx}_{col} = \frac{2Cm}{\beta^2} \int_{F}^{T'_{max}} \frac{dT'}{T'} (1-\beta^2 \frac{T'}{T'_{max}}) = \frac{2Cm}{\beta^2} \left\{ \ln\left(\frac{T'_{max}}{F}\right) - \beta^2 \left(1 - \frac{F}{T'_{max}}\right) \right\}$$

para $F < T'_{max}$; $\frac{dT_F}{dx}_{col} = \frac{2Cm}{\beta^2} \left\{ \ln\left(\frac{T'_{max}}{F}\right) - \beta^2 \right\}$ (1.1.5)

Sumando 1.1.4 y 5, se tiene que:

$$\frac{dT}{dx}_{col} = \frac{2Cm}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2m \beta^2 T'_{max}}{I^2 (1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right\} \quad (1.1.6)$$

esta ecuación se aplica a partículas pesadas cargadas ($M > m$) cuya carga y energía satisfagan la aproximación de Born $\frac{2Zz}{137} \ll \beta$

A esta fórmula básica se le pueden hacer algunas modificaciones para que sea correcta en varios efectos atómicos. Un fenómeno importante a altas energías es el efecto de densidad. En el análisis previo, los átomos del medio frenador se consideraron aislados unos de otros, y no se tomaron en cuenta las propiedades dieléctricas del medio. Esta es una aproximación válida para las colisiones fuertes, mas no así para colisiones débiles. El campo eléctrico de la partícula incidente en un átomo alejado de su trayectoria es disminuido por la polarización de los átomos que intervienen y ésta condición causa una disminución en la interacción y disminuye la pérdida de energía.

Otra corrección menor es necesaria hacer, dado que los elec

trones atómicos contribuirán menos al poder de frenado si la velocidad de la partícula incidente es comparable a la velocidad del electrón en su órbita. Para partículas pesadas de baja energía esta corrección a lo más es de un 10%, a éste término se le denomina corrección de capas.

Con todas estas correcciones, la fórmula de poder de frenado para una partícula más pesada que un electrón es:

$$\frac{dT}{dx}_{col} = \frac{2C_m}{\beta^2} \left\{ \ln \left(\frac{2m \beta^2 T'_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - 2\beta^2 - \delta - U \right\} \quad (1.1.7)$$

donde δ es la corrección por densidad y U es la corrección de capas.

Comparando las teorías clásica y cuántica, la primera es válida cuando $2Z/137\beta \gg 1$ mientras que la segunda apoyada en la aproximación de Born, es válida cuando $2Z/137\beta \ll 1$.

La descripción de la ec.(1.1.7), es como sigue:

- i) El comportamiento inicial de la pérdida por ionización, es desde que se inicia, de disminución proporcional a β^2
- ii) El factor conteniendo el término $1/(1 - \beta^2)$, causa un incremento lento en la región relativista. El punto en el que la pendiente de dT/dx cambia, se conoce como ionización mínima. Ocurre aproximadamente en $T_{min} \approx 3M$
- iii) El incremento tiende a aplanarse en una meseta, cuando los efectos de densidad se vuelven cada vez más significativos (se incrementan).

Aunque si bien la mayor parte de la pérdida de energía -- (>90%) ocurre por procesos electrónicos, no debe estrictamente olvidarse que el poder de frenado total es la contribución del poder de frenado electrónico más la contribución del poder de frenado nuclear. Cuando la partícula incidente llega con una velocidad menor que cierta velocidad de umbral crítica, el poder de frenado nuclear excede al frenado electrónico.

Si es necesario conocer el poder de frenado de compuestos y no de elementos puros, entonces éste se puede calcular en primera aproximación usando la regla aditiva de Bragg.

$$\frac{dT}{dx} = \sum_i c_i \frac{dT}{dx_i} \quad \text{donde } c_i \text{ es la fracción de peso del --}$$

elemento i-ésimo. Cabe notar que esta regla aditiva no toma en cuenta el cambio de configuración electrónica para ir de un elemento a un compuesto, por lo que involucra algún error en los cálculos, los que no son considerables sino en bajas energías.

c. Transferencia Lineal de Energía (LET)*

Para algunas aplicaciones, la energía depositada por una partícula cargada en una región de dimensiones específicas, -- alrededor de su trayectoria es de interés. La energía se deposita en un medio a través de las interacciones de partículas

* La transferencia lineal de energía se abrevia LET, por ser las iniciales de las palabras "Linear Energy Transfer", que son de uso común en la literatura.

cargadas con los átomos del absorbedor y la pérdida de energía está dada por el poder de frenado apropiado para la partícula que se trate.

A bajas energías el poder de frenado es una función inversa del cuadrado de la velocidad, así que cuando la partícula se modera, la pérdida de energía aumenta; como consecuencia de la gran cantidad de energía que puede depositarse en un elemento de masa pequeño.

La Transferencia Lineal de Energía para partículas cargadas en un medio es el cociente de dE_L por dl , donde dE_L es el promedio de la energía localmente impartida al medio por una partícula cargada de energía dada atravesando una distancia dl . El concepto de LET es una descripción de la pérdida de energía desde el punto de vista del absorbedor, esto es, considera solamente la energía "impartida localmente" al absorbedor. A diferencia del poder de frenado, en que la pérdida de energía no importa donde es depositada en el absorbedor, para la LET, la pérdida de energía se refiere a un volumen limitado [10]

La fórmula básica de poder de frenado puede usarse siempre que se excluya la energía de escape de la región de interés en forma de colisiones frontales con los electrones (rayos delta). La expresión para la pérdida restringida media por colisión - para electrones y positrones (LET_{Δ}^{\pm}) es:

$$L^{\pm}(\tau, \Delta) = \frac{2C_m}{\beta^2} \left\{ \ln \left| \frac{2(\tau+2)}{(I/m)^2} \right| + F^{\pm}(\tau, \Delta) - \delta \right\} \quad (1.1.8)$$

donde los superíndices \pm denotan la carga de la partícula que se trate; para electrones ($\Delta = \frac{1}{2} \tau$)

$$F^-(\tau, \Delta) = -1 - \beta^2 + \ln [(\tau - \Delta)\Delta] + [\tau / (\tau - \Delta)] + \\ + [\Delta^2 / 2 + (2\tau + 1) \ln(1 - \Delta/\tau)] / (\tau + 1)^2 \quad (1.1.9)$$

donde $\tau = (T/mc^2)$, δ es el factor de densidad y Δ es la energía máxima dada a los rayos delta, dividida por mc^2 . Sustituyendo $\Delta = \tau/2$ en la ec. (1.1.8) $L^-(\tau, \Delta)$, se obtiene;

$$L^-(\tau, \tau/2) = \frac{dT}{dx} \quad (1.1.10)$$

col

La cual es llamada LET_{∞} ó poder de frenado no-restringido. Esta LET_{∞} es numéricamente igual al poder de frenado cuando $m \Delta$ es escogida igual a T'_{max} .

Para partículas cargadas las colisiones distantes o débiles son las mas probables y resultan en transferencias de energía pequeñas. Las colisiones cercanas o fuertes por su parte pueden transferir gran parte de energía a los electrones secundarios. Si se trata de partículas pesadas la diferencia entre el poder de frenado (LET_{∞}) y LET_{Δ} es pequeña para energías menores que la energía de la partícula en reposo. Al no existir un conocimiento completo de la pérdida de energía de electrones con energías por debajo de algunos keV, sólo la LET_{∞} puede calcularse hasta un grado de precisión significativo. Consecuentemente solo la LET_{∞} tiene significado en las aplicaciones do simétricas.

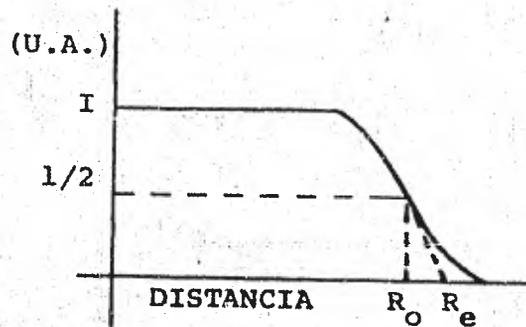


Fig.1.1.- Transmisión de un haz de partículas cargadas. I es el número de partículas registradas. R_0 es el alcance medio y R_e es el alcance extrapolado.

El alcance de una partícula pesada es tal que:

$$R \propto \frac{A}{\rho Z z^2} \int_0^{\beta_0} \beta^2 / \{ \ln [2m\beta^2 / I(1-\beta^2)] - 2\beta^2 \} \frac{M\beta d\beta}{(1-\beta^2)^{3/2}}$$

$$\delta \quad R \propto \frac{M}{z^2} \frac{A}{\rho Z} F(\beta_0, I) \quad (1.1.12)$$

donde β_0 es la velocidad inicial de la partícula incidente.

Por lo tanto para dos partículas distintas a y b , viajando con la misma velocidad en un medio dado, se tiene que:

$$\frac{R_a}{R_b} = \left(\frac{M_a}{M_b} \right) \left(\frac{z_b}{z_a} \right)^2 \quad (1.1.13)$$

y suponiendo que $F(\beta_0, I)$ depende sólo débilmente de I , es posible expresar la misma partícula viajando en dos medios distintos, 1 y 2:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{(Z/A)_2}{(Z/A)_1} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)$$

y con la aproximación adicional $Z/A = 1/2$, se tiene finalmente que:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (1.1.14)$$

En las ecuaciones anteriores, M es la masa de la partícula pesada, z es la carga, β es la velocidad con la que esta viajando en un medio con número atómico Z . A es el peso atómico y ρ es la densidad del material absorbedor, con los sub-índices correspondientes.

El alcance de una partícula para la que no se disponen de datos experimentales, puede estimarse calculando su velocidad inicial, encontrando el alcance de otra partícula de la misma velocidad inicial en el mismo material, y aplicando la ec. -- 1.1.13, es posible determinar la energía correspondiente a la primera partícula. El conocimiento de relaciones alcance-energía y pérdida de energía para partículas pesadas cargadas es un requerimiento esencial en el desarrollo y uso de cualquier detector de partículas nucleares, y especialmente en los detectores por trazas. De los cálculos de las relaciones alcance-energía, ec. 1.1.1, para iones de $\begin{matrix} 12 & 16 & 40 \\ C & O & Ar \end{matrix}$ y de medidas experimentales empleando DTES plásticos de nitrato de celulosa se ha logrado establecer una compatibilidad excelente entre los alcances calculados y medidos para todos los iones empleados como se muestra en la fig. 1.2 [11].

1.2 Interacción de Productos de Fisión con Materia.

Origen de productos de fisión.

Los fragmentos de fisión producidos como resultado de fisión inducida o fisión espontánea de núcleos pesados, son partículas energéticas cargadas con propiedades, un tanto distintas de las discutidas hasta este punto, las que se pueden registrar también con los DTES.

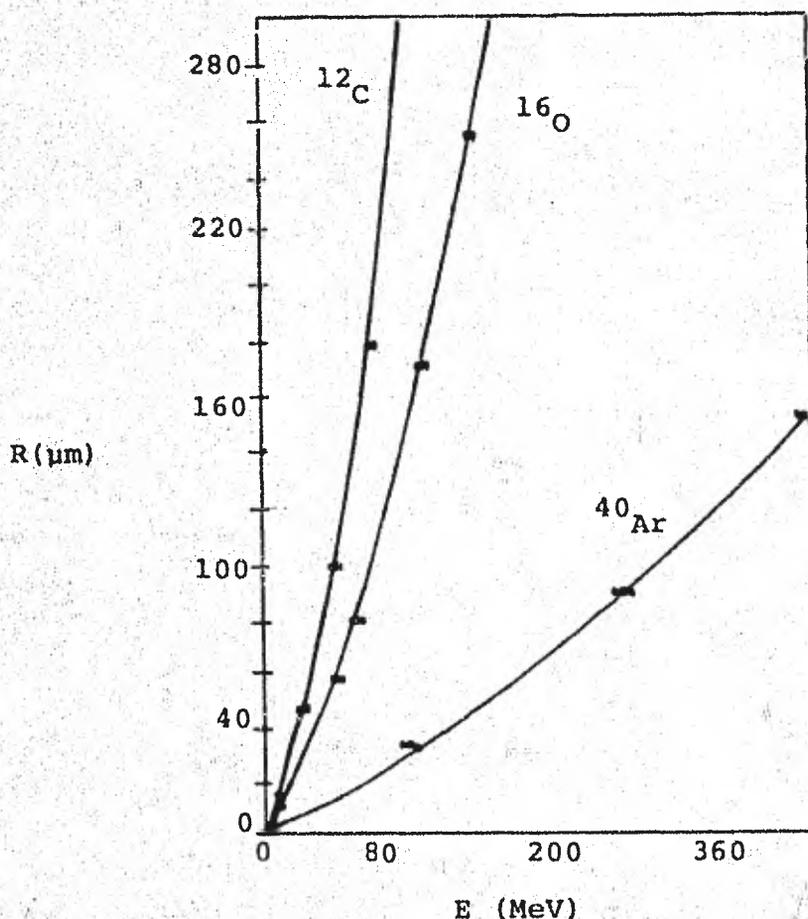


Fig. 1.2.- Comparación entre las relaciones alcance-energía y las trazas medidas para iones de ^{12}C , ^{16}O y ^{40}Ar . [11]

Alrededor de cuatro quintos de la energía liberada en el proceso de fisión aparece en la forma de energía cinética de los fragmentos de la misma. El resto aparece en el instante de escisión, como energía de excitación de los fragmentos. Se ha determinado experimentalmente que el grado de excitación del núcleo compuesto tiene muy poco efecto sobre las energías cinéticas de los fragmentos.

Dado que la energía liberada en fisión es tan grande, el núcleo bajo fisión puede considerarse para casi todos los casos prácticos, en reposo en el sistema de laboratorio al instante de escisión. Los fragmentos de fisión de masas M_1 y M_2 deben por tanto alejarse el uno del otro con velocidades V_1 y V_2 , en el sistema de laboratorio, tal que el momento lineal se conserve ($M_1 V_1 = M_2 V_2$).

Las energías cinéticas de los fragmentos están en la relación:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{M_1 V_1^2}{M_2 V_2^2} = \frac{M_2}{M_1}$$

Las energías cinéticas se ha visto, son inversamente proporcionales a las masas (sólo aproximadamente) [15]. Así de la distribución medida de la energía cinética de los fragmentos puede obtenerse la distribución de masas.

a. Distribución de Masas.

Los fragmentos de fisión contienen núcleos de números de masa de aproximadamente 72 a 160. El rendimiento de fisión para un núcleo particular está definido como la probabilidad, -

expresada en términos de un porcentaje de formación de este núcleo, o bien la cadena de la cual este es miembro. Como cada fisión binaria resulta en dos núcleos, la producción total de fisión es 200 %.

La curva de rendimiento se encuentra que tiene dos máximos predominantes. El grupo alrededor del máximo con número de masa menor es denominado de "fragmentos ligeros", mientras que el otro grupo, correspondiente al máximo de masa mayor, - se conoce como "fragmentos pesados". En la fig. 1.3, se representan las curvas de varios nucleidos fisionables. Como se puede observar las curvas no son idénticas, pero se encuentran - marcadamente cerca una de otra. Es en ese punto, donde hay un gran interés puesto que la fisión simétrica es bastante rara. La probabilidad de fisión simétrica es 100 veces más probable con neutrones de 14 MeV que con neutrones lentos [15, 16].

b. Mecanismo de la Fisión Nuclear.

Inmediatamente después del anuncio de la fisión, se publicó un modelo detallado que explicaba las observaciones iniciales. Este modelo sugería que la fisión nuclear podría entenderse sobre las bases del "Modelo de la gota de líquido", del núcleo el cual, había sido propuesto por Bohr. El modelo de la gota de líquido explica porque núcleos pesados pueden fisionarse más rápidamente. La dificultad de su aplicabilidad viene del hecho que mientras el modelo de la gota de líquido predice que el núcleo consiste de dos lóbulos iguales.

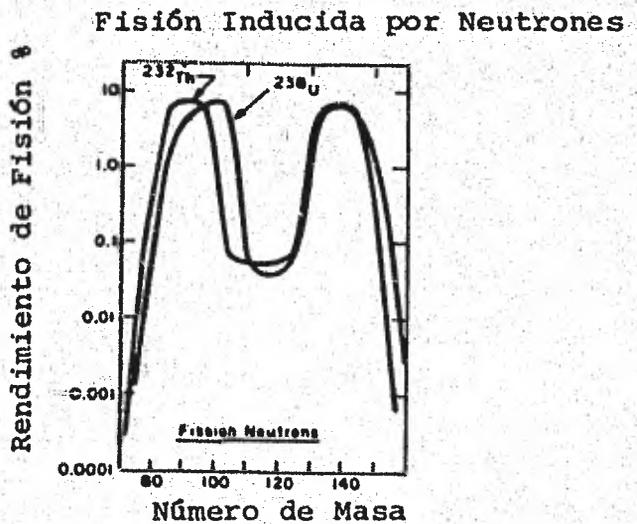
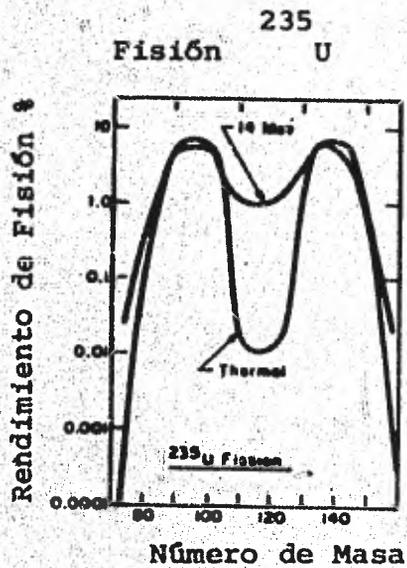


Fig. 1.3.- Distribuciones de masas de ^{235}U , ^{238}U , y ^{232}Th , para los productos de fisión respectivos [15].

Se esperaría por tanto obtener dos fragmentos con energías internas casi iguales en los eventos de fisión simétrica raros, sin embargo, la evidencia experimental indica que casi lo opuesto es cierto. Cuando las masas son casi iguales, las energías internas, medidas por el número de neutrones emitidos de los fragmentos son bastante desiguales. Inversamente, cuando el núcleo se parte en su modo asimétrico más probable, las energías internas son aproximadamente iguales. La explicación más ampliamente aceptada de estos hechos, se basa en una combinación del modelo de la gota de líquido y el modelo de capas. Este modelo explica la fisión de elementos tales como uranio y plutonio en fragmentos desiguales. No entra en conflicto con la fisión simétrica de elementos ligeramente fisiónables como el bismuto. Pero en estos elementos, el modelo de capas aparentemente no funciona del todo, ya que los lóbulos no tienen un número mágico de los neutrones o protones, para cualquier división razonable.

En 1955, se sugirió un modelo unificado para explicar tanto la asimetría angular como otros efectos que habían aparecido. Este modelo establece que la asimetría en la fisión pueda relacionarse a la existencia de estados de paridad negativa.

c. Penetración de Productos de Fisión.

La Tabla (1.2), da algunas de las propiedades de los productos de fisión del U^{235} . Estas propiedades se aplican al producto de fisión promedio de cada uno de los fragmentos.

Dado que los fragmentos al salir aparte pierden alrededor de 20 electrones, su carga efectiva muy grande resulta en una pérdida de energía específica mayor que la encontrada con -- cualquiera de las otras radiaciones discutidas antes. Como su energía inicial es también muy alta el alcance de un fragmento de fisión es aproximadamente la mitad del de una partícula alfa de 5 MeV. La carga neta de un producto de fisión disminuye continuamente durante el proceso de moderación. La absorción de producto de fisión, a través de colisiones nucleares es importante, debido al incremento de la carga nuclear en -- comparación con otras partículas pesadas. Es por esto que al grupo de fragmentos de fisión así como todos los iones como C^+ , N^+ y A^+ , se incluyen en un grupo de partículas "muy pesadas". Para fragmentos de fisión se sugirió aplicar las mismas fórmulas obtenidas antes para el poder de frenado, agregando la carga iónica, como una primera aproximación. Al aplicarse en energías intermedias y altas dió resultados satisfactorios [14].

Con el estado de carga promedio Z^* igual al número de -- electrones con velocidades orbitales menores que v , y utilizando una estimación de la velocidad de los electrones a partir del modelo de Thomas-Fermi, se encontró que Z^*/Z_1 , es función de $(v/v_0) Z_1^{-2/3}$.

Es posible establecer una expresión semi-empírica, en base a datos experimentales para relacionar Z^* (el estado promedio de carga) y la velocidad, como:

$z^* = z_1 \{ 1 - s \exp(-\frac{V}{V_0} z_1^\gamma) \}$, donde s y γ son parámetros ajustables, próximos en valor 1 y 2/3 respectivamente.

| | Fragmentos ligeros | Fragmentos pesados |
|--------------------------|--------------------------|---------------------------|
| Número de Masa A | 96 | 139 |
| Carga Nuclear z | 38 (Sr) | 54 (Xe) |
| Energía Cinética | 95 MeV | 67 MeV |
| Velocidad Inicial V_0 | 1.4×10^9 cm/sec | 0.93×10^9 cm/sec |
| Carga iónica Inicial (e) | 20_e | 22_e |
| Alcance medio en aire R | 2.5 cm-aire | 1.9 cm-aire |

Tabla 1.2.- Propiedades promedio de los productos de fisión de U^{235} por neutrones térmicos.

Las curvas de dT/dx se calculan a partir de la curva del poder de frenado para un protón con la misma velocidad y se aplica la ecuación siguiente:

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_{z_1, V} \approx (z^*)^2 \cdot \left(\frac{dT}{dx} \right)_{p, V} \quad (1.2.1)$$

donde z^* , es la carga efectiva de la partícula.

El poder de frenado expresado en términos de estados de carga, es aplicable tanto para sólidos como para gases; e incluso los estados de carga pueden coincidir tanto para gases como para sólidos. El cálculo de alcance de los productos de fisión es complicado por la disminución de la carga neta de -

partículas y por colisiones nucleares [8]. Hasta ahora se han desarrollado teorías semiempíricas para ajustar datos experimentales del poder de frenado para productos de fisión en términos de estados de carga.

Los DTES, tanto orgánicos como inorgánicos, han mostrado sensibilidad en mayor o menor grado a partículas nucleares altamente ionizantes como partículas alfa de hasta varios MeV de energía, fragmentos de fisión, y neutrones. Las trazas formadas involucran una gran cantidad de fenómenos que se deben -- tanto a la radiación incidente como al material detector: son centros estrechos de esfuerzos que se componen básicamente de átomos desplazados. Las interacciones que ocurren en primer lugar son la ionización y la excitación que se alojan en las cercanías de la trayectoria del ión o partícula cargada las cuales implican la existencia de un valor mínimo de la pérdida específica de energía - $\frac{dT}{dx}$ por parte de la partícula para que el daño sea suficientemente severo para dejar traza. El daño creado también puede deberse a los rayos delta creados a lo largo de la trayectoria de la partícula que se alojan - en distancias más alejadas del núcleo de la traza que la radiación primaria, dando un exceso al LET. De modo que sumando el LET, debido a la radiación primaria con la contribución de los rayos delta, se obtiene el LET_{∞} que es numéricamente -- igual al poder de frenado, tratados en esta capítulo. Esta - transferencia lineal de energía es la que da la rapidez promedio del depósito de energía de una partícula en el DTES.

CAPITULO II INTERACCION DE NEUTRONES CON LA MATERIA Y CON POLIMEROS.

Los neutrones rápidos pueden crear trazas en materiales dieléctricos sin el empleo de radiadores externos. Al principio se supuso que las trazas observadas provenían de partículas alfa, resultando de reacciones del C (n, α) y O(n, α). Como se verá en el presente capítulo éste tipo de reacciones solo ocurren cuando la energía de los neutrones es de varios MeV, y las secciones eficaces son relativamente pequeñas. Las trazas se observaron en DTES plásticos irradiados con neutrones por debajo del umbral para (n, α); ésto hizo suponer que dichas trazas eran creadas por átomos en retroceso debido a las colisiones elásticas del neutrón.

Las colisiones elásticas son las interacciones más probables y la energía impartida al átomo va desde cero hasta una energía máxima. La distribución de las energías de retroceso esta relacionada a las desviaciones angulares del neutrón. Así que los átomos de oxígeno y carbono son los responsables de la formación de trazas por debajo del umbral para (n, α). Para energías aún mas altas, los átomos en retroceso predominan sobre las posibles partículas alfa producidas, o sea que las secciones eficaces de dispersión elástica son mayores que para las reacciones (n, α) y los retrocesos tienen una mayor pérdida de energía o LET, dando como resultado una rapidez de grabado más alta y por tanto trazas mayores.

Existe también la posibilidad de que algunos de los eventos sean inelásticos, sin embargo por las energías que se consideran, éstas son menos importantes.

El registro de los núcleos de hidrógeno en retroceso no es posible hacerlo en el Lexan; la interacción es perfectamente elástica pero los retrocesos y daños correspondientes a dicha interacción quedan por debajo del umbral para la formación de la traza.

2.1 Interacción de Neutrones con la Materia.

El descubrimiento del neutrón fue anunciado en 1932 por J. Chadwick*. El experimento de Chadwick, indicó claramente que la radiación penetrante hasta entonces desconocida emitida al bombardear berilio con partículas alfa era capaz de impartir energía cinética superior a 1 MeV a los átomos de pequeña masa en retroceso, tales como carbón y nitrógeno. Haciendo un análisis cinemático de éstas energías en retroceso, demostró que eran mucho mayores que las que podrían impartir fotones con una energía de 50 MeV, como lo habían postulado Curie y Joliot, para ésta misteriosa radiación. Los experimentos -- consecutivos de Chadwick y de otros científicos condujeron al establecimiento de la partícula que Chadwick había llamado - "neutrón".

* J. Chadwick, Nature 129, 312 (1932)

El neutrón se conoce ahora como una partícula con los siguientes atributos:

Es una partícula elemental de carga eléctrica nula y de masa muy cercana a la del protón (en reposo). El momento angular intrínseco, llamado comúnmente -espín- del neutrón tiene magnitud: $\sqrt{S(S+1)} \frac{h}{2\pi}$, donde h es la constante de Planck y S es el número cuántico de espín igual a $1/2$. De acuerdo a la teoría más ampliamente aceptada, el neutrón existe en la naturaleza en un estado dinámico, tiene una vida media de 720 segundos y aún cuando la relación de la masa del neutrón a la del protón es muy cercana a la unidad, es energéticamente posible la desintegración del neutrón en un protón, un electrón cuya energía cinética máxima es de 0.782 MeV y un neutrino: $n \longrightarrow p + e^- + \text{neutrino}$ [14-17]. La tabla (2.1) muestra las constantes fundamentales relativas al protón y al neutrón. Los neutrones se clasifican según su velocidad. En el dominio no relativista se puede corresponder ésta velocidad v (cm/seg.) con la energía cinética E_c por medio de la fórmula:

$$E_c = \frac{1}{2} mv^2$$

| | NEUTRON | PROTON |
|--|----------------------------|------------------------------|
| Masa | 1.6748×10^{-24} g | 1.6724×10^{-24} g |
| Carga | 0 | 4.8×10^{-10} u.e.e. |
| Espín | 1/2 | 1/2 |
| Momento Magnético | $-1.913 \mu_N$ | $2.7896 \mu_N$ |
| $\mu_N = \text{magnetón nuclear} = 5.050 \times 10^{-24}$ erg. Gauss ⁻¹ | | |

Tabla 2.1.- Propiedades del Neutrón y el Protón [9]

Si en lugar de expresar E_c en erg, se utiliza el electrón-volt;

$$1 \text{ erg} = 6.242 \times 10^{11} \text{ eV}$$

$$1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-12} \text{ erg.}$$

entonces se obtiene la ecuación:

$$v + 13.8 \times 10^9 \sqrt{E_c}; \text{ con } v \text{ en cm/seg. y } E_c \text{ en MeV.}$$

La distinción de los neutrones dependiendo de su energía cinética se hace de la forma siguiente:

- i.- Neutrones relativistas: la energía mínima para estos neutrones es de 20 MeV. Dan lugar a reacciones nucleares y predomina la dispersión elástica.
- ii.- Neutrones rápidos: son neutrones cuya energía cinética es superior a algunas decenas de keV. Un ejemplo de este tipo de neutrones, de fisión que tienen una energía media de 2 MeV.
- iii.- Neutrones intermedios: estos son neutrones con una energía cinética comprendida entre 0.5 eV y algunas decenas de keV. Son producidos por la dispersión múltiple de neutrones rápidos en el medio dispersor.
- iv.- Neutrones lentos o térmicos: Los neutrones son llamados lentos, cuando están en equilibrio térmico con la materia que los rodea. Poseen una distribución de velocidades Maxwelliana. Si se define la función de distribución por $\psi(v)$, entonces se podrá escribir:

$$(2.1.1) \quad \psi(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-mv^2}{2kT}\right), \text{ donde } T \text{ es la temperatura del medio y } k \text{ es la constante de Boltzmann.}$$

El número de neutrones con velocidad comprendida entre v

y $v + dv$ es de $4\pi F(v) dv$, con:

$$4\pi F(v)dv = 4\pi\psi(v) v^2 dv = \left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(\frac{-mv^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv$$

y la velocidad cuadrática media es \bar{v}^2 , dada por:

$$\bar{v}^2 = \frac{\int_0^{\infty} 4\pi F(v) v^2 dv}{\int_0^{\infty} 4\pi F(v) dv} = \frac{3kT}{m} \quad (2.1.2)$$

de donde la energía cinética media E_c , es por consiguiente:

$$\bar{E}_c = 1/2 m\bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT$$

Así pues es posible hablar indistintamente de la energía cinética media o de la temperatura de los neutrones. La velocidad más probable es de 2200 m/seg, correspondiendo a una energía de 0.025 eV.

a. Fuentes de Neutrones.

Los neutrones se generan por diversos modos, a nivel de máquinas de producción de neutrones se encuentran reactores nucleares, aceleradores de partículas (sólo a través de reacciones nucleares) y también pueden obtenerse a partir de reacciones nucleares, en fuentes radiactivas [18].

Con reacciones (α, n) y (γ, n) en elementos ligeros como litio, berilio, se generan neutrones rápidos. Las fuentes (α, n) son las que se emplean más frecuentemente, en esta familia se encuentran las de radio-berilio, polonio-berilio, ó fuentes de americio-berilio consistentes de una mezcla de un emisor alfa con uno o más elementos ligeros.

Dependiendo de su composición, las fuentes de neutrones tienen:

- i.- Diferente espectro de energía de los neutrones emitidos.
- ii.- Distinto rendimiento de neutrones
- iii.- Diferente vida media
- iv.- Radiación gamma adicional de diferentes energías e intensidades dependiendo del emisor alfa empleado.

La tabla (2.2) muestra los datos correspondientes a varias fuentes de neutrones (α, n). Esta tabla sólo presenta datos - que deben tomarse como aproximados puesto que como ya se dijo el rendimiento de neutrones depende de la composición así como del tamaño de las fuentes.

b. Sección Eficaz y Atenuación de Neutrones.

Antes de considerar las interacciones de los neutrones con la materia, es necesario establecer las cantidades que se conocen como "secciones eficaces", ya que en términos de estas cantidades se describen las interacciones.

Al someter un núcleo dado a un bombardeo de partículas, - normalmente ocurren diversas reacciones nucleares A, B, ... etc., de forma que se puede plantear la pregunta ¿En cada unidad de volumen de la sustancia bombardeada y en una unidad de tiempo cuantas reacciones de cada clase ocurrirán?.

El número de reacciones buscadas puede expresarse en términos de la denominada sección eficaz del núcleo bombardeado. Para establecerla, suponemos una corriente de partículas de trayectorias paralelas y de la misma velocidad y corriente -

| FUENTE | Energía Neutrón (MeV) | | Producción Neutrón. (n/seg) | Vida Media |
|-----------------------------------|-----------------------|--------|-----------------------------|------------|
| | Promedio | Máxima | | |
| $^{210}\text{Po-Li } (\alpha, n)$ | 0.48 | 1.32 | 0.05×10^6 | 138.4 d |
| $^{239}\text{Pu-F } (\alpha, n)$ | 0.8 | 3 | | 24,400 a |
| $^{210}\text{Po-F } (\alpha, n)$ | 1.4 | 2.8 | 0.2×10^6 | 138.4 d |
| $^{210}\text{Po-B } (\alpha, n)$ | 2.5 -3 | 5-6 | 0.6×10^6 | 138.4 d |
| $^{210}\text{Po-Be } (\alpha, n)$ | 4.2 | 10.87 | 2.5×10^6 | 138.4 d |
| $^{221}\text{Ra-Be } (\alpha, n)$ | 3.9 | 18.08 | 15×10^6 | 1622 a |
| RaD, E, F-Be (α, n) | 4.5 | 10.87 | 2.5×10^6 | 19.4 a |
| $^{239}\text{Pu-Be } (\alpha, n)$ | 4.5 | 10.74 | 1.5×10^6 | 24,400 a |
| $^{227}\text{Ac-Be } (\alpha, n)$ | 4.6 | 12.79 | 20×10^6 | 21.8 a |
| $^{241}\text{Am-Be } (\alpha, n)$ | 4.4 | | 1.34×10^6 | 462 a |

Tabla 2.2.- Fuentes de Neutrones por reacción (α, n).
(d= días, a= años).

que bajo estas condiciones se denomina haz. La intensidad del haz I , puede definirse como el número de partículas que por unidad de tiempo, atraviesan una unidad de area normal a la dirección del haz de partículas. Si el haz incide sobre una lámina delgada de área (a) y espesor X conteniendo N átomos por unidad de volumen, la rapidez con la que ocurren las interacciones dentro de la lámina, es proporcional a la intensidad del haz, a la densidad atómica, area y espesor de la lámina, esto se puede expresar por medio de la siguiente ecuación:

$$\text{Razón de interacción} = \sigma I N a X \quad (2.1.3)$$

dónde la constante de proporcionalidad σ , es la que se conoce como sección eficaz. Resolviendo la ecuación anterior para σ se obtiene que:

$$\sigma = \text{Razón de Interacción} / I N a X \quad (2.1.4)$$

Como $N \cdot a \cdot X$, es el número total de átomos en la lámina entonces es la razón de interacción por átomo en la lámina -- (ó material blanco) por unidad de intensidad del haz incidente.

La probabilidad relativa de que cualquier neutrón en el haz interaccione es:

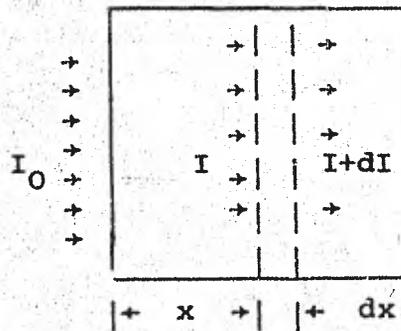
$$\frac{I N a X \sigma}{I a} = \left(\frac{\sigma}{a} \right) (N a X) \quad (2.1.5)$$

Entonces σ/a representa la probabilidad por núcleo de que un neutrón interaccione en ésta porción del haz. Puesto que el area del blanco esta fija durante el experimento entonces la probabilidad de una interacción está determinada solamente por σ . La sección eficaz σ tiene las dimensiones de - --

longitud al cuadrado y como frecuentemente su valor está comprendido entre 10^{-22} y 10^{-26} cm^2 , se ha adoptado como unidad de secciones eficaces el "barn" que se designa por la letra b y tiene como valor: $1b = 10^{-24} \text{cm}^2$.

Los neutrones interaccionan con el núcleo a través de algún número de formas, es conveniente describir como ya dijimos estas interacciones en términos de su sección eficaz característica. Así la "dispersión elástica", es descrita por la sección eficaz de dispersión elástica σ_s ; la "dispersión inelástica" por la sección eficaz de dispersión inelástica σ_i ; la reacción (n, γ) ó de captura radiativa por la sección eficaz de captura σ_γ , la fisión por la sección eficaz de fisión σ_f , etc. La suma de las secciones eficaces para todas las posibles interacciones se conoce como la sección eficaz total - que es: $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_i + \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots$ (2.1.6)

La sección eficaz total mide la probabilidad de que una interacción de cualquier tipo ocurra cuando los neutrones inciden sobre la lámina.



Considerando un haz colimado de neutrones llegando perpendicularmente sobre una superficie de área A como se muestra en la figura anterior, donde:

- A - área de la superficie en cm^2
- x - distancia desde la cara frontal, cm
- I_0 - intensidad inicial del haz, $\text{n/cm}^2 \text{ seg.}$
- I - intensidad de una distancia x de la cara frontal, $\text{n/cm}^2 \text{ seg.}$
- σ_t - sección eficaz total, barn
- N - densidad de átomos del blanco, núcleos/ cm^3
- $N \Delta x$ - número de átomos del blanco en el espesor diferencial, dx
- $\sigma_t N \Delta x$ - área total efectiva presentada por los núcleos a los neutrones, barn

$\sigma_t N \Delta x / A =$ probabilidad de interacción (fracción del haz - que sufre alguna interacción), $\text{cm}^2 \text{ area efectiva/cm}^2 \text{ area total.}$

Si $I(x)$ es la intensidad de los neutrones que no han interaccionado después de penetrar una distancia x dentro del blanco. La intensidad del haz al atravesar una distancia adicional dx disminuirá por el número de neutrones que han interaccionado en la lámina de espesor dx . La disminución en la intensidad es dada entonces por:

$$dI = -I \sigma_t N dx \quad (2.1.7)$$

Separando variables e integrando para un espesor x ,

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\sigma_t N \int_0^x dx \quad (2.1.8)$$

$$\text{entonces } I = I_0 e^{-\sigma_t N x} = I e^{-\Sigma_t x} \quad (2.1.8)$$

Donde $\Sigma_t = \sigma_t \cdot N =$ la sección eficaz macroscópica total cm^{-1} . Esta representa el área efectiva del blanco por unidad de volumen del material.

Derivando la ecuación 2.1.8, se obtiene:

$$\frac{dI}{dx} = -I \Sigma_t e^{-\Sigma_t x} \quad (2.1.9)$$

de donde se tiene que la absorción disminuye exponencialmente. De manera similar, se puede mostrar que Σ_s es la sección eficaz macroscópica de dispersión y así sucesivamente para todas las otras secciones eficaces macroscópicas.

La distancia en que un neutrón se mueve entre interacciones es llamada trayectoria libre y la distancia promedio viajada por neutrón entre interacciones es conocida como la trayectoria media libre.

De la sección anterior se puede ver que la disminución en la intensidad mientras se viaja una distancia dx , se debe al número de neutrones interaccionando removidos del haz.

$$dI = -I_0 \Sigma_t e^{-\Sigma_t x} dx$$

Estos neutrones han viajado una distancia x sin interacción, la distancia total viajada por todos los neutrones cuando interaccionan en un medio de material infinito es:

$$\int_{x=0}^{x=\infty} x dI = I_0 \int_0^{\infty} x e^{-\Sigma_t x} dx$$

Lo que representa es la suma para la placa infinita de la distancia viajada por neutrones absorbidos en cada uno de los espesores diferenciales. La trayectoria media libre, es entonces la distancia total de interacción dividida por la intensidad del haz original.

$$\lambda = \frac{I_0 \int_0^{\infty} x e^{-\Sigma_t x} dx}{I_0} = \int_0^{\infty} x e^{-\Sigma_t x} dx = \frac{1}{\Sigma} \quad (2.1.10)$$

Así que el inverso de la sección macroscópica total, es la trayectoria media libre. Este resultado también es empleado - considerando el flujo neutrónico cuando los neutrones no son colimados y viajan en direcciones al azar.

Como las secciones eficaces son probabilidades de interacción, las probabilidades individuales pueden sumarse para dar la probabilidad total.

La suma de las secciones de absorción para todas las reacciones de absorción se conoce como la sección eficaz de absorción y se denota así:

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_x + \dots \quad (2.1.11)$$

donde σ_α y σ_p son las secciones eficaces para las reacciones (n, α) y (n, p) , la fisión por convención es tratada como un proceso de absorción.

La diferencia entre la sección eficaz total y la elástica, se conoce como la sección eficaz no-elástica, y se denota usualmente por σ_{ne} .

$$\sigma_{ne} = \sigma_t - \sigma_s \quad (2.1.12)$$

c. Mecanismos de Interacción de los Neutrones

Los mecanismos fundamentales de interacción de los neutrones son: la formación del núcleo compuesto, la dispersión por potencial y la interacción directa.

El núcleo bombardeado Z^A al recibir el impacto del neutrón se transforma en otro núcleo distinto, el denominado núcleo compuesto, el cual se forma con una Z^{A+1} y una energía superior a la correspondiente a su estado normal o fundamental. El exceso de energía sobre su estado fundamental es la energía de excitación E_{ex} .

Cuando se forma el núcleo compuesto, las energías cinéticas del núcleo blanco y del neutrón con respecto al sistema centro de masas C , son transferidas en energía interna del núcleo compuesto, E_c . El núcleo compuesto se forma a la energía $E_c + B$ por encima del estado base, donde B es la energía de enlace del núcleo Z^{A+1} . El núcleo puede permanecer en este estado excitado por algún tiempo, y puede decaer por la emisión de uno o un grupo de nucleones solo sí, como resultado de colisiones al azar dentro del núcleo, el nucleón recibe suficiente energía para escapar del sistema. Si el nucleón emitido, es un neutrón y el núcleo residual Z^A regresa a su estado base, el proceso se conoce como dispersión elástica compuesta. Por otro lado, si el neutrón emitido deja el núcleo residual en un estado excitado, el proceso es llamado dispersión inelástica compuesta.

El núcleo compuesto también puede decaer por la emisión de uno o más rayos γ , y de este modo el núcleo compuesto altamente excitado eventualmente alcanza el estado base. La probabilidad de formación del núcleo compuesto es alta si hay un estado excitado en el núcleo Z^{A+1} en la vecindad de la energía $E_c + B$.

Cuando tal estado existe, la probabilidad de la formación del núcleo compuesto es muy grande y las secciones eficaces para todo tipo de interacciones son energéticamente posibles. Los distintos picos que aparecen en la medida de una sección eficaz se denominan resonancias. Bajo la hipótesis de un estado con núcleo compuesto; la probabilidad que el núcleo decaiga por la emisión elástica de un neutrón es: Γ_n / Γ ; la probabilidad que este decaiga por emisión inelástica de neutrón es Γ_{in} / Γ y así para las demás formas de decaimiento. Si se denota por $\sigma_c (E_c)$, a la sección eficaz para la formación del núcleo compuesto, entonces en general se tiene que:

$$\sigma_b (E_c) = \sigma_c (E_c) \left(\frac{\Gamma_b}{\Gamma} \right)_c \quad (2.1.13)$$

donde $\sigma_c (E_c)$ es la sección eficaz para la formación del núcleo compuesto por un neutrón incidente de energía E_c y $\left(\frac{\Gamma_b}{\Gamma} \right)_c$ es la probabilidad que el núcleo compuesto decaiga por la emisión de una partícula del tipo b.

La dependencia energética de $\sigma_c (E_c)$ es en general bastante complicada; pero cerca de una resonancia aislada en una energía E_1 es posible expresarla aproximadamente como:

$$\sigma_c (E_c) = \frac{\text{constante}}{(E_c - E_1)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (2.1.14)$$

En esta ecuación cuando $E_c = E_1 \pm \Gamma/2$, σ_c es igual a un medio de su valor máximo. Así pues la anchura de la resonancia a la altura $\sigma_c = \frac{1}{2} \sigma_c \text{ max}$ es precisamente Γ , y este hecho permite obtener Γ de la curva experimental de la resonancia [15, 16]. Así Γ es una medida de la "anchura" de la resonancia, y es por ésta razón que es llamada así.

La sección para dispersión elástica compuesta es sólo significativa en la vecindad de una resonancia, no así la dispersión por potencial que es un tipo de dispersión elástica la cual ocurre con neutrones de cualquier energía.

La dispersión por potencial ocurre sin la formación del núcleo compuesto y simplemente se lleva a cabo por la presencia del núcleo, es sólo función de las fuerzas que actúan sobre un neutrón cuando este se mueve en las vecindades del núcleo, y dado que estas dependen sobre las dimensiones y forma del núcleo, es por esto que a veces se le llama dispersión elástica de forma.

Neutrones de energía alta en comparación a los producidos en un reactor pueden interaccionar también con un núcleo por interacción directa. En este mecanismo, el neutrón incidente colisiona directamente con uno de los nucleones en el interior del núcleo. Se encuentran dos tipos de proceso, uno es la de un protón expulsado del núcleo y el neutrón retenido que se llama reacción de interacción directa (n,p) y otro es el de un neutrón que al golpear el nucleón, este emerge en un estado excitado, tal interacción es denominada dispersión inelás-

tica de interacción directa.

Los diversos mecanismos de interacción del neutrón se pueden resumir como se muestra en la siguiente tabla:

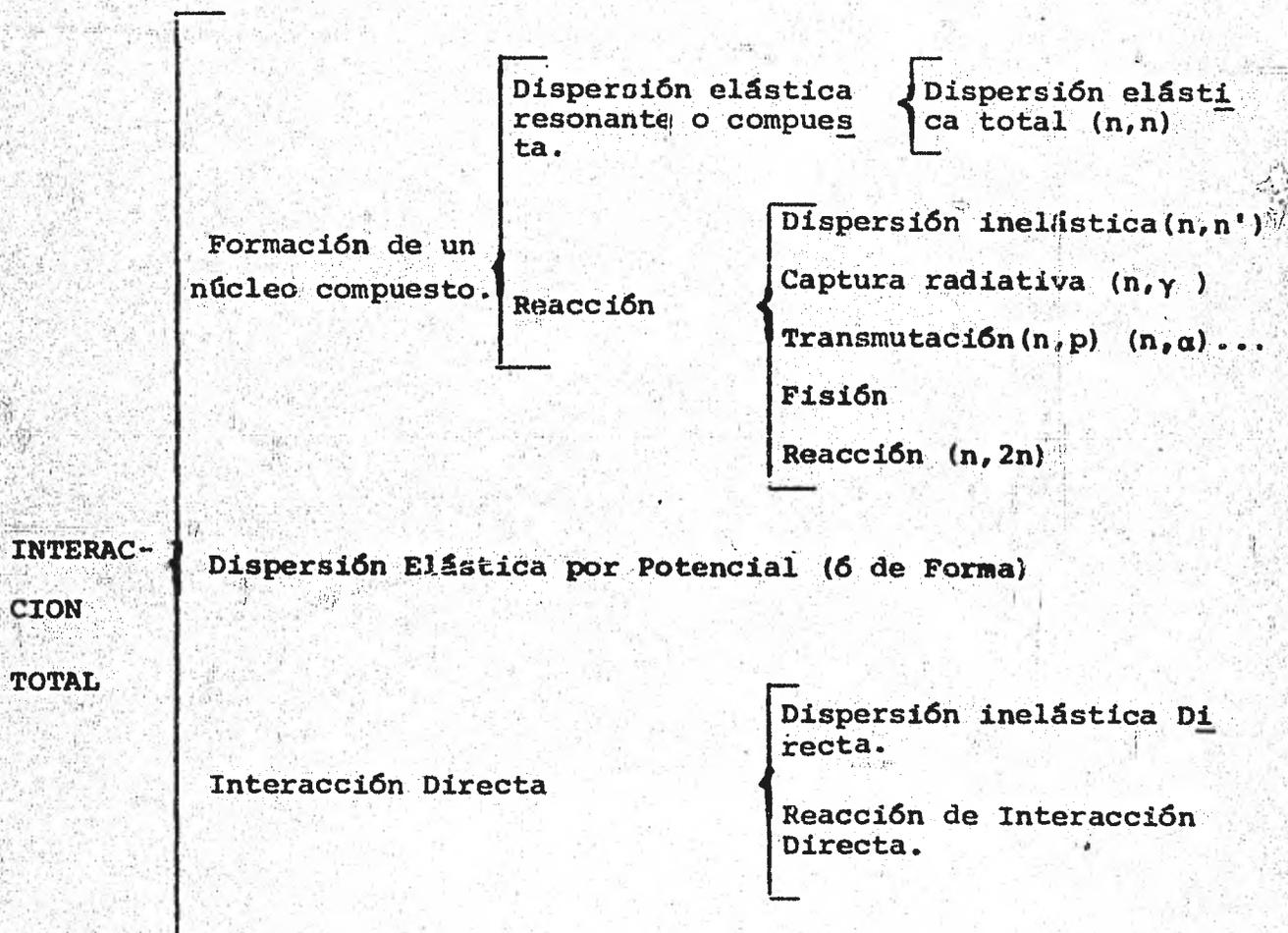


Tabla 2.3.- Interacciones de los neutrones, con la materia [17]

d. Dispersión Elástica e Inelástica.

La dispersión elástica entre el neutrón y el núcleo se distingue de otros tipos de interacciones por que:

- i.- La configuración final e inicial consiste de partículas idénticas.



ii.- La energía cinética total se conserva. En el sistema centro de masas (C) el neutrón dispersado saldrá con una energía cinética idéntica a su energía cinética inicial. Por su parte en el sistema de laboratorio (L) el neutrón dispersado emergerá con una energía cinética que depende del ángulo de dispersión. No obstante en cualquiera de estos sistemas la suma de las energías cinéticas del neutrón y el núcleo antes y después de la colisión son idénticas.

Si se establece la cinemática de esta colisión en unidades de masa del neutrón será uno y la del núcleo es A veces la masa del neutrón.

La energía cinética inicial del neutrón en el sistema L es \bar{E} y en el sistema C la energía total es E. Las energías finales se denotan con letras primadas; así mismo el ángulo de dispersión en el sistema L se denotará por $\bar{\theta}$ y por θ en el sistema C.

Considerando un neutrón de energía cinética \bar{E} incidente sobre un núcleo blanco de masa A que se encuentra en reposo en el laboratorio antes de la colisión.

Después de la colisión el neutrón se moverá a un ángulo $\bar{\theta}$ relativo a su dirección inicial. La energía cinética después de la colisión está dada por la ecuación siguiente [15]:

$$\bar{E}' = \bar{E} \left\{ \frac{1}{A+1} \cos \bar{\theta} + \left[\frac{A-1}{A+1} + \left(\frac{1}{A+1} \right)^2 \cos^2 \bar{\theta} \right]^{1/2} \right\}^2 \quad (2.1.15)$$

el núcleo tendrá una energía cinética \bar{E}'_A , dada por:

$$E'_A = \bar{E} - \bar{E}' \quad (2.1.16)$$

de la conservación de la energía cinética. El núcleo debe dispersarse en la dirección hacia adelante, su ángulo de dispersión $\bar{\theta}_A$ está dado por:

$$\text{sen } \bar{\theta}_A = \frac{\sqrt{E'}}{AE'_A} \text{ sen } \bar{\theta} \quad (2.1.17)$$

El ángulo de dispersión del neutrón en el centro de masas θ está dado implícitamente por:

$$\tan \bar{\theta} = \frac{\text{sen } \theta}{(1/A) + \cos \theta} \quad (2.1.18)$$

y el ángulo de dispersión del núcleo está dado por:

$$\theta_A = \pi - \theta \quad (2.1.19)$$

sustituyendo $\bar{\theta}$ en 2.1.16 por θ , se obtiene:

$$\frac{\bar{E}'}{\bar{E}} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A+1)^2} \quad (2.1.20)$$

Si el neutrón es dispersado directamente hacia adelante $\cos \bar{\theta} = 1$ y la ecuación 2.1.16 da como resultado que $\bar{E}' = \bar{E}$ es

to es el neutrón no sufre pérdida de su energía inicial. Si la masa del núcleo A, es mayor que una masa neutrónica, el neutrón puede dispersarse a través de un ángulo entre 0 y π . Si éste se dispersa a un ángulo de π entonces ocurre la máxima transferencia de energía al núcleo; la energía final del neutrón es entonces:

$$(\bar{E}')_{\min} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \bar{E} \quad (2.1.21)$$

Cuando la masa del núcleo blanco es idénticamente igual a la masa del neutrón entonces el ángulo máximo de dispersión $\bar{\theta}$ es $\pi/2$; que corresponde a una colisión frontal en la que la energía cinética del neutrón es cedida completamente al núcleo blanco.

Para la determinación de las secciones eficaces en la región de baja energía se emplea el formalismo de Breit-Wigner. En ésta región el núcleo se trata como una esfera impenetrable excepto en las energías de los neutrones que corresponden a niveles virtuales en el núcleo compuesto [15]

Las secciones eficaces elásticas a altas energías se calculan por medio del análisis de ondas parciales. A bajas energías ($kR \ll 1$) el corrimiento de la onda-s para esfera impenetrable está dado por $-kR$. Bajo estas condiciones cerca de una resonancia de energía E en el sistema centro de masas, se llega a establecer σ_s como [16]:

$$\sigma_s(E_c) = \frac{\pi \lambda_1^2 g^2 \Gamma_n^2}{(E_c - E_1)^2 + \Gamma^2/4} + \frac{4\pi \lambda_1 g R (E_c - E_1) \Gamma_n}{(E_c - E_1)^2 + \Gamma^2/4} + 4\pi R^2 \quad (2.1.22)$$

Donde E_c es la energía cinética del neutrón incidente y del núcleo blanco en el sistema C, λ_1 es la longitud de onda reducida de una partícula con masa reducida μ y energía E_1 o sea $\lambda_1 = h/(2\mu E_1)^{1/2}$, h constante de Planck, R es el radio nuclear, g es un factor estadístico que es función de J el espín del núcleo compuesto y de I el espín del núcleo blanco como sigue:

$$g = \begin{cases} 1 & I=0 \\ \frac{1}{2} \left(\frac{2J+1}{2I+1} \right) & I \neq 0 \end{cases} \quad (2.1.23)$$

Y Γ , Γ_n son la anchura total y del neutrón respectivamente. Definiendo las cantidades: $\sigma_1 = \frac{4\pi \lambda_1^2 g \Gamma_n}{\Gamma}$ y $x = \frac{2}{\Gamma} (E_c - E_1)$ la ecuación 2.1.22 conocida como fórmula de Breit-Wigner para ondas en dispersión de resonancia es posible escribirla como sigue:

$$\sigma_s(x) = \frac{\sigma_1 \Gamma_n}{\Gamma} \frac{1}{1+x^2} + \frac{2 \sigma_1 R}{\lambda_1} \cdot \frac{x}{1+x^2} + 4\pi R^2 \quad (2.1.24)$$

Como se vió al principio de ésta sección la dispersión elástica ocurre por dos mecanismos de interacción; la dispersión elástica por potencial y la dispersión elástica compuesta. En la ecuación 2.1.24 se puede identificar el primer término como la contribución debida a la dispersión elástica compuesta, el término central resulta de la interferencia entre las ondas del neutrón emitidas en dispersión elástica compuesta y dispersión por potencial. El último término representa la dispersión por potencial. Las resonancias de dispersión de on

das s en baja energía exhiben un mínimo característico a una energía justo por debajo de la energía de resonancia. Este mínimo resulta de la interferencia entre la dispersión elástica compuesta y la potencial, la Fig.2.1 muestra la asimetría en σ_s alrededor de resonancias aisladas.

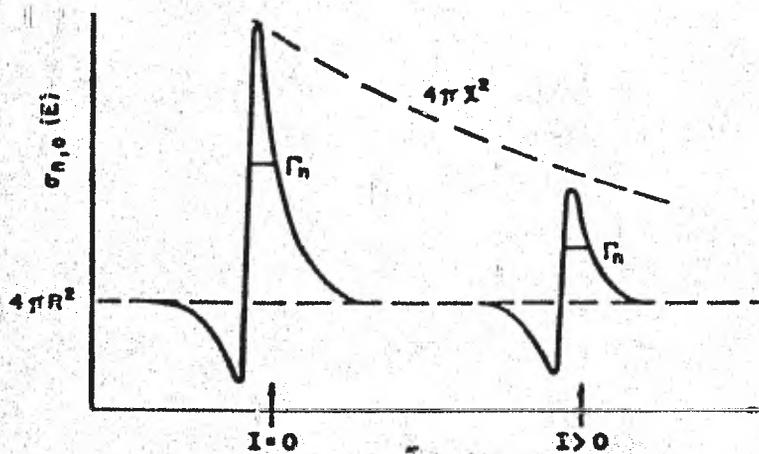


Fig. 2.1.- Variación de las secciones elásticas a bajas energías en la vecindad de resonancias aisladas en ondas s.

En altas energías la dispersión elástica compuesta es mucho menos probable que la dispersión elástica de forma y la sección eficaz calculada de dispersión por potencial es posible usarla como una buena estimación de la sección eficaz total.

La dispersión inelástica está definida por dos condiciones:

- 1.- Las configuraciones inicial y final son idénticas -- excepto que el núcleo producto está en un estado excitado.

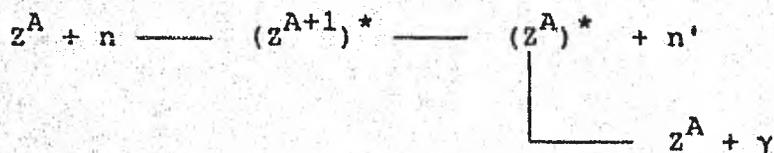


ii.- La energía cinética total de la configuración final, es menor que la energía total de la configuración inicial por una cantidad igual a la energía de excitación del núcleo producto.

El núcleo producto en un evento de dispersión inelástica generalmente emite uno o más rayos gamma para alcanzar su estado base, o sea:



Todo el proceso que involucre la formación del núcleo compuesto excitado y el decaimiento subsecuente por la emisión gamma se puede expresar como:



Si la energía cinética total es mayor que la energía del primer nivel excitado en el núcleo blanco, éste estado puede excitarse en la colisión esto es, la dispersión inelástica puede ocurrir.

La energía cinética del neutrón en el laboratorio \bar{E} y la energía cinética total E en el sistema C están relacionadas como:

$$E = \frac{A}{A+1} \bar{E}$$

donde A es la masa del núcleo blanco medido en unidades de la masa del neutrón. Denotando las energías de los estados excitados en el núcleo blanco por E_1, E_2, \dots , y los niveles de energía del núcleo compuesto por E_1^C, E_2^C, \dots etc.

La energía de umbral \bar{E}_t para cualquier interacción se define como la menor energía cinética posible del neutrón, a la que ésta interacción ocurre. Así en el laboratorio, la energía de umbral para dispersión inelástica de un neutrón saliendo -- del núcleo con su nivel mínimo de energía E_1 estará dada por:

$$\bar{E}_t = \frac{A+1}{A} E_1 \quad (2.1.25)$$

Cuando un neutrón incidente, es absorbido por el núcleo blanco para formar un núcleo compuesto éste quedará en un estado altamente excitado con energía:

$$E_j^C = S_n^C + E \quad (2.1.26)$$

donde S_n^C es la energía de separación de un neutrón del núcleo compuesto.

La sección eficaz de dispersión inelástica se puede expresar en términos del producto de la sección eficaz de formación y la probabilidad de decaimiento

$$\sigma_i(E) = \sigma_C(E) \frac{\Gamma_{n'}}{\Gamma} \quad (2.1.27)$$

donde $\sigma_C(E)$ es la sección eficaz para la formación del núcleo compuesto por neutrones de energía cinética E y $\Gamma_{n'}/\Gamma$ es la -- probabilidad que el núcleo compuesto decaiga por la emisión de un neutrón a uno de los estados excitados del núcleo producto, el valor de $\Gamma_{n'}/\Gamma$ depende de la energía de excitación del núcleo compuesto. Cuando la energía cinética del neutrón incidente excede a la energía del nivel del segundo estado excitado en el núcleo blanco, el núcleo compuesto puede decaer inelásti

cãmente en mäs de un modo. Haciendo corresponder a cada grupo de neutrones que puedan ser emitidos, una anchura parcial -- $\Gamma_{n'}(E_i)$ y una sección eficaz para excitación del nivel i -ésimo en el núcleo producto la sección eficaz se puede escribir como:

$$\sigma_{n'}(E, E_i) = \sigma_c(E) \frac{\Gamma_{n'}(E_i)}{\Gamma} \quad (2.1.28)$$

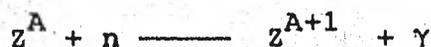
Así que la sección eficaz total de dispersión inelástica es entonces la suma de estas secciones eficaces parciales.

$$\sigma_{n'}(E) = \sum_{E_i} \sigma_{n'}(E, E_i) \quad (2.1.29)$$

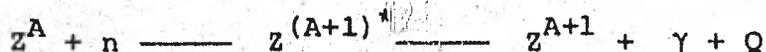
La energía del nivel energético nuclear mínimo es del orden de 0.5 a 5 MeV en núcleos ligeros ($A < 25$), de 0.1 a 0.2 MeV en núcleos medios ($25 < A < 70$) y de 0.05 a 0.1 MeV en los pesados ($A > 70$). Lo que significa que la dispersión inelástica es una interacción a energías relativamente altas [15, 16]

Captura Radiativa

La reacción de captura radiativa puede ocurrir en todas las energías de los neutrones, pero esta es más probable a bajas energías. Consiste en la absorción de un neutrón por un núcleo y la emisión de un rayo gamma, el proceso ocurre en tiempos de aproximadamente 10^{-14} seg para los estados del núcleo compuesto. La emisión es de uno o más rayos gamma.



La reacción de captura procede por la formación y el subsecuente decaimiento de un núcleo compuesto.



Dado que la masa en reposo del rayo gamma es cero, el valor Q está dado por:

$$Q(n, \gamma) = 931 \left[\frac{\text{MeV}}{\text{uma}} M(Z^A) + m_n - M(Z^{A+1}) \right] \quad (2.1.30)$$

que es la energía necesaria para separar el neutrón de Z^{A+1} , el núcleo compuesto:

$$Q(n, \gamma) = S_n^C \quad (2.1.31)$$

Siguiendo a la captura del neutrón, el núcleo compuesto es excitado a un nivel con una energía dada por la suma de la energía de separación del neutrón y la energía disponible en el sistema C.

$$E^* = S_n^C + \bar{E} \quad (2.1.32)$$

donde $E = [A/(A+1)] \bar{E}$, dado que la energía cinética del núcleo en el sistema de laboratorio es ignorable comparada con la energía cinética E del neutrón en el mismo sistema, lo que es cierto excepto posiblemente donde $\bar{E} \ll 10$ eV. Pero en este caso E es completamente ignorable comparada con S_n^C . Luego entonces a todas las energías, la energía de excitación del núcleo compuesto es aproximadamente:

$$E^* = S_n^C + \frac{A}{A+1} \bar{E} \quad (2.1.33)$$

El núcleo compuesto decae por la emisión de uno o más rayos gamma hasta alcanzar su estado base. La suma de las energías de los rayos γ es igual a la energía de excitación, o sea:

$$E^* = \sum_i (E_\gamma)_i \quad (2.1.34)$$

La ecuación anterior no es muy rigurosa puesto que no toma

en cuenta la conservación de momento del núcleo compuesto. Sin embargo al hacer el cálculo de $\Delta E/E_\gamma$; donde ΔE es la energía cinética de retroceso del núcleo resulta que el valor de ΔE es despreciable en comparación con la energía del rayo gamma.

En el extremo de la escala de bajas energías, bien por debajo de la primera resonancia de captura, σ_γ la sección eficaz de captura se encuentra que es inversamente proporcional a la velocidad del neutrón. La sección eficaz de captura radiativa supone la forma de la resonancia de Breit-Wigner en la vecindad de resonancias aisladas. A energías más altas las resonancias se traslapan y no se pueden distinguir, además otras reacciones comienzan a competir con la captura radiativa haciendo que σ_γ disminuya rápidamente, la razón es que con el incremento de la energía del neutrón incidente el núcleo compuesto se forma en niveles excitados más altos lo cual provoca el decaimiento por la emisión del neutrón en vez de una emisión por rayo gamma.

La región de resonancia aisladas comienza aproximadamente en la región de MeV en núcleos ligeros, en la región de keV en núcleos medios y semipesados, y en la región de eV en núcleos muy pesados no-mágicos [17]. La sección eficaz (n,γ) para una resonancia aislada está dada por la fórmula de dispersión de Breit-Wigner:

$$\sigma_\gamma(E) = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{2(2I+1)} \frac{\Gamma_n(E) \Gamma_\gamma}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (2.1.35)$$

El desarrollo $1/v$ de la sección (n,γ) puede derivarse como un caso especial de la fórmula de Breit-Wigner para una resonancia aislada, bajo la suposición de que la resonancia está localizada en una energía E_0 que es mucho mayor que E y Γ , el denominador en (2.1.35) es prácticamente constante.

Llamando a la anchura del neutrón como:

$\Gamma_n(E) = \Gamma_n(E_0) \sqrt{E/E_0}$ la expresión de Breit y Wigner se reduce a :

$$\sigma_\gamma = \frac{\pi \hbar^2}{2 m E} g(J) \sqrt{\frac{E}{E_0}} \frac{\Gamma_n(E_0) \Gamma_\gamma}{E_0^2} \quad (2.1.36)$$

Todos los términos de la derecha son constantes excepto -- $\sqrt{\frac{E}{E_0}}$. Así en ausencia de resonancias próximas, la sección eficaz de Breit-Wigner va como $1/v$. Cerca del cero de energía del neutrón la sección de captura es la suma de las contribuciones de los extremos de todas las resonancias individuales de Breit-Wigner.

Cuando la energía del neutrón se incrementa hasta la zona de energía intermedia ($1 \text{ keV} < E < 0.5 \text{ MeV}$), las secciones eficaces disminuyen pero son todavía apreciables.

En ésta región $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ y $\Gamma \approx \Gamma_n$, tal que:

$$\langle \sigma_\gamma \rangle = 2 \pi^2 \lambda^2 \left\langle \frac{g(J) \Gamma_\gamma}{D} \right\rangle \quad (2.1.37)$$

Donde D es el espaciamiento del nivel medio y σ_γ es la sección promedio de captura para un haz con una extensión energética ΔE . Dado que Γ_γ y $g(J)$, son aproximadamente independientes de la energía y el espaciamiento del nivel D disminuye sólo -

suavemente sobre intervalos de energía del orden del 1 MeV o menos, la principal variación de $\langle \sigma_{\gamma} \rangle$ con la energía es λ^2 el que va como $1/E$.

e. Emisión de Partículas Cargadas.

El núcleo compuesto formado por la captura de un neutrón puede decaer por medio de la emisión de una partícula cargada. Entre las reacciones posibles más comunes están la (n,p) y $--(n, \alpha)$; las reacciones (n,d) son menos comunes principalmente porque sus valores Q son menos favorables.

La cinemática de las reacciones con emisión de partículas cargadas puede ejemplificarse para la reacción (n,α) como:



El valor Q de la reacción está dado por:

$$Q = 931 \frac{\text{MeV}}{\text{uma}} [M(A) + m_n - M(B) - M(^4\text{He})] \quad (2.1.38)$$

Si Q es positiva la reacción es exoérgica y puede producirse por neutrones de cualquier energía. Si Q es negativa la $--$ reacción es endoérgica y la energía umbral está dada por la $-$ ecuación:

$$\bar{E}_t = \frac{M(A) + m_n}{M(A)} (-Q) \quad (2.1.39)$$

La energía de umbral en el laboratorio será la energía cinética mínima del neutrón a la que probablemente ocurra la $--$ reacción. La energía en el sistema C es simplemente el negativo del valor Q , o sea:

$$E_t = -Q$$

La sección eficaz de cualquier reacción del tipo $A+a \rightarrow B+b$ está dada por la fórmula:

$$\sigma_{a,b} = \left(\frac{E_b}{E_a} \right)^{1/2} H(E_a) \quad (2.1.40)$$

donde E_a y E_b son las energías cinéticas de las partículas incidente y saliente respectivamente, y $H(E_a)$ es una función -- que varía suavemente de E_a . Cuando la reacción es exoérgica, E_b excede a E_a por varios MeV. Luego entonces a bajas energías del neutrón incidente ($E_a \approx eV$), los cambios en E_a casi no afectan a E_b , por lo que la sección eficaz tiene un comportamiento esencialmente como $1/\sqrt{E_a}$. O sea como $1/v_a$.

Para núcleos intermedios y pesados, la sección eficaz para reacciones de partículas cargadas es tan pequeña que prácticamente no se puede medir. Esto es porque la partícula cargada emitida debe atravesar una barrera coulombiana para escapar del núcleo del mismo modo que cuando una partícula α es emitida de un núcleo radioactivo.

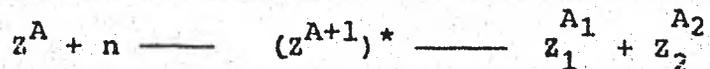
Excepto para núcleos ligeros, esta barrera es tan alta y a su vez el retardo temporal en la emisión de la partícula tan grande que el núcleo compuesto siempre decae por la emisión de un neutrón elástica o inelásticamente antes de que se emita -- una partícula cargada.

Reacción de Fisión.

La reacción de fisión tiene características que no se encuentran en otras reacciones nucleares, una de las más importantes es la gran energía liberada, otro hecho es que la reacción no

se completa en dos etapas.

Desde el punto de vista cinemático la reacción de fisión -- consiste inicialmente de la absorción de un neutrón por el núcleo de blanco para formar un núcleo compuesto y la subsecuente escisión del núcleo en dos fragmentos.



La conservación de los protones y neutrones en la reacción es expresada por: $Z_1 + Z_2 = Z$ y $A_1 + A_2 = A + 1$ y el valor Q para esta reacción está dado por:

$$Q = 931 \frac{\text{MeV}}{\text{uma}} [M_T + m_n - M_1 - M_2]$$

donde M_1 y M_2 son las masas de los dos fragmentos y M_T es la masa total. La escisión ocurre de diversos modos, por lo tanto M_1 y M_2 varían de fisión en fisión. Luego entonces el valor de Q para fisión no tiene un valor bien definido, sino más bien es un promedio sobre las distribuciones de probabilidad de las masas de los fragmentos.

Las secciones eficaces de fisión para bajas energías - - ($E \leq 1$ keV) tienen una complicada estructura de resonancias - por lo que se tratan con la ecuación de Breit-Wigner.

$$\sigma_f(E) = \pi \lambda^2 g(J) \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (2.1.41)$$

donde Γ_f es la anchura para fisión del núcleo compuesto y Γ es la anchura total, que para neutrones de bajas energías es la suma de $\Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f$. De acuerdo con la ecuación anterior se espera que la sección eficaz de fisión a bajas energías varíe

como $1/v$ y que la forma de la sección sea simétrica alrededor de la resonancia; realmente las secciones de fisión no muestran estos comportamientos, la razón puede ser entre otras la existencia de pequeñas resonancias no resueltas que se encuentren cerca de las resonancias principales.

En la región de 1 a 20 MeV de energía del neutrón, la sección eficaz de fisión exhibe una variación lisa [17].

Las secciones de los núcleos fisiónables en altas energías son simplemente continuaciones de las secciones de la resonancia dentro de la región de traslapamiento de resonancia. Entonces las secciones eficaces se pueden expresar como el producto de la sección eficaz para núcleo compuesto σ_c y la razón Γ_f / Γ_T para el decaimiento por fisión:

$$\sigma_f (E) = \sigma_c (E) \frac{\Gamma_f (E^*)}{\Gamma_T (E^*)} \quad (2.1.42)$$

El fenómeno de fisión y los modelos propuestos para explicarla se discutieron en la sección 1.2.

2.2. Interacción de Neutrones con Polímeros

Los sistemas poliméricos sujetos a radiación nuclear forman una familia de materiales con características particulares. Están constituidos por largas cadenas moleculares formadas principalmente por átomos de C, H, O y N [19-22].

Los grados de orientación molecular, la oxidación, resistencia mecánica, así como sus propiedades térmicas y ópticas, son entre otros los posibles parámetros que influyen en la respues

ta del polímero. En esta sección se establecen algunas propiedades y términos necesarios para tratar de visualizar el proceso de interacción de los neutrones con este tipo de materiales. Como se vió en la sección anterior, la interacción más relevante es la elástica. Suponemos válida una relación aditiva para los desplazamientos en el sistema multicomponente; o sea que consideramos independientes a los átomos componentes. Esta -- aproximación es válida solo para energías por encima de los - keV.

Las transformaciones químicas que ocurren en polímeros cuando están sujetos a la acción de radiación γ , electrones y partículas cargadas pesadas son en general ocasionadas por electrones secundarios generados por la radiación primaria.

La energía de la radiación electrónica secundaria está relacionada directamente con la energía de la radiación primaria y es función de ésta y de la composición del material irradiado.

En el caso de neutrones al no poseer carga eléctrica, no son afectados por el campo eléctrico de los electrones atómicos ni por el del núcleo mismo. Consecuentemente el camino por el cual un neutrón transfiere energía al medio es por choques directos con los átomos componentes del sólido los que a su vez forman la traza. La irradiación con neutrones forma un conjunto amplio de partículas secundarias como: radiación γ , protones, partículas alfa y núcleos pesados, los que subsecuentemente producen ionización y excitación de las moléculas del polímero.

Como resultado de colisiones directas de los neutrones con los núcleos atómicos, los primeros son capaces de expulsar átomos de sus moléculas matrices dejando un radical libre;



donde R^* es un radical libre y A^* es un átomo libre el cual puede estar en un estado ionizado. Los radicales constituyen las cadenas laterales de la macromolécula lineal; cuando el átomo tiene una energía cinética alta, éste escapa fácilmente de la zona de recombinación, dando como resultado que la disociación se vuelva permanente. En general se acepta que los radicales libres participan en los cambios químicos que toman lugar en los altos polímeros bajo la influencia de la radiación.

La cantidad de energía transferida a los fragmentos, está gobernada por el principio de conservación de la energía. De donde se sigue que ésta energía es máxima para un núcleo que tenga masa igual a la de neutrón incidente.

Para sustancias orgánicas como los polímeros, la mayor parte de la energía es transferida a los átomos de hidrógeno.

El grado de sensibilidad de altos polímeros hacia la irradiación es una propiedad específica de los altos polímeros, como son los cambios considerables en sus propiedades físicas y mecánicas, los que a su vez van acompañados por desordenes en su estructura química. No obstante estos últimos son pequeños comparados con los primeros ya que la baja producción de diversos productos inducidos por la radiación en altos polímeros lleva a la conclusión de que generalmente no hay procesos en cadena involucrados. El factor de producción (G) es definido

como el número de átomos o moléculas químicamente alteradas por la radiación o formadas a través de la absorción de cada 100 eV de energía [2, 19, 20]

La acción de la radiación sobre los polímeros resulta en - los procesos fundamentales siguientes:

- i.- Formación de enlaces químicos entre las cadenas poliméricas (Crosslink).
- ii.- Destrucción y degradación de macromoléculas con la formación de productos volátiles y moléculas con cadenas de longitud menor. Este proceso puede conducir a la degradación final del polímero a un líquido viscoso.
- iii.- Cambios en la naturaleza y número de los enlaces dobles
- iv.- Si está presente el oxígeno, se inician la oxidación y otras reacciones por la irradiación en condiciones favorables.

Los procesos antes mencionados pueden ocurrir simultáneamente, sin embargo son sus proporciones relativas las que determinan el efecto total y los cambios específicos de las propiedades del polímero bajo la influencia de la radiación.

a. Irradiación con Neutrones Rápidos.

Un neutrón rápido imparte momento al núcleo con el que choca, y el núcleo retrocede, llevando su nube electrónica consigo. La energía absorbida de la radiación por material polimérico tiene la más grande contribución del proceso de colisión - elástica. Como resultado de ésta interacción, la energía de la

partícula incidente se distribuye en la configuración final.

El valor de la energía cinética del núcleo en retroceso depende de la masa y del ángulo de dispersión del núcleo como sigue:

$$E_{\text{nuc}} = \frac{4M}{(M+1)^2} E_n \cos^2 \theta \quad (2.2.2)$$

donde M es la masa del núcleo en retroceso, expresado en unidades de masa del neutrón; E_n es la energía cinética del neutrón antes de la colisión, θ es el ángulo entre la dirección del movimiento del neutrón antes de la colisión y la dirección del núcleo en retroceso [20, 21]

Experimentalmente se ha establecido que la energía media del núcleo en retroceso es:

$$\bar{E}_{\text{nuc}} = \frac{2M}{(M+1)^2} E_n = \epsilon E_n \quad (2.2.3)$$

donde ϵ es la fracción de la energía del neutrón transmitida al núcleo en retroceso en una dispersión elástica. Los valores de ϵ para los elementos en materiales poliméricos son: $H=0.5$; $C=0.142$, $N=0.124$, $O=0.111$, $F=0.095$, $Cl=0.053$. De donde se ve que la máxima energía en retroceso se transmite a protones.

La energía transmitida al polímero durante la dispersión elástica de neutrones rápidos se ha determinado de acuerdo a la regla aditiva siguiente [20]:

$$D_{ij} = 1.94 \cdot 10^{16} E \sum \frac{\sigma_{ij} f_j}{(A_j+1)^2} \left[\frac{\text{rad}}{\text{neutrón} \cdot \text{cm}^2} \right] \quad (2.2.4)$$

donde D_{ij} es la sección eficaz de dispersión elástica de los neutrones por el núcleo del elemento j , cm^2 ; f_j es la fracción del elemento j en la mezcla, A_j es el peso atómico del elemento j ; E es la energía del neutrón en MeV. En el caso de polímeros, la fracción de la energía transmitida en dispersión -- elástica sobre hidrógeno es de un 85 a 95% de la energía total absorbida. El valor de D_{ij} para un sistema de componente múltiples se puede calcular tomando el peso de las fracciones de los elementos que conforman el sistema.

En casos prácticos, la distribución espectral completa se desconoce, y sólo se da el número de neutrones que tienen una energía superior a la de cierto umbral T es dado. La energía absorbida en el elemento i se determina como:

$$D_i(T) = \frac{\int_T^{E \text{ max}} N(E) D_i(E) dE}{\int_T^{E \text{ max}} N(E) dE} \quad (2.2.5)$$

La solución de esta ecuación no requiere una aproximación de la función $N(E)$ de gran exactitud.

Aún así es posible establecer una solución de la ecuación 2.2.5 bastante satisfactoria.

Por otra parte el número promedio de desplazamientos por neutrones rápidos puede determinarse por la siguiente ecuación:

$$N = \frac{E}{4 T_m} \left[0.108 - 0.561 \log \frac{E_t}{E} \right] \left[1 + \frac{E_t}{E} \right]^{-1} \quad (2.2.6)$$

donde E es la energía del neutrón, E_t es la energía requerida para desplazar un átomo y T_m es la energía máxima del primer

encuentro frontal, T_m está dada por la ecuación:

$$T_m = \frac{4 EMn}{(M+m)^2} \quad (2.2.7)$$

donde m es la masa del neutrón y M la masa del átomo desplazado.

b. Degradaciones Físicas y Químicas

De la manera en la que interaccionan los neutrones con los sistemas de polímeros se puede ver que la degradación, es el proceso más importante.

La escisión de la cadena resulta en la continua reducción del peso molecular del polímero hasta su completa degradación en un monómero, o sea en un enlace químico de pocas unidades moleculares [19]. El número de escisiones de la cadena principal de macromoléculas es proporcional a la energía absorbida y no depende del peso molecular.

Un incremento en la temperatura conduce a un ligero incremento en la razón de degradación; se piensa que resulta de la reducción en la probabilidad de recombinación de radicales formados en la irradiación. Si las cadenas laterales se escinden con facilidad no se produce una despolimerización a los monómeros; luego entonces la constitución química es decisiva para la cuantía y forma de la degradación. La degradación de macromoléculas por reactivos químicos depende de la naturaleza de sus enlaces. Existen dos tipos esenciales de procesos de degradación; uno gradual en forma de reacciones de degradación esca

lonadas cuyo tratamiento matemático conduce a un sistema de ecuaciones diferenciales lineales y otro en forma de reacciones en cadena con intervención de radicales el cual conduce a un sistema de ecuaciones no lineales que en general no se puede resolver en forma cerrada.

El cálculo de la distribución de pesos moleculares correspondientes, a una sustancia polidispersa de distribución inicial dada que asocie a cada enlace una cierta probabilidad de escisión por unidad de tiempo, se puede hacer como sigue:

Considerense N_1, N_2, \dots, N_k , número de moléculas de polímeros con grado de polimerización $P=1,2,\dots,k$, respectivamente, presentes en un instante dado y sea $V_{i,P}$ la probabilidad de que el enlace i -ésimo de una molécula cuyo grado de polimerización P se escinda en la unidad de tiempo; i puede tomar valores de $1,2,\dots, P-1$ puesto que una cadena con grado de polimerización P tiene $P-1$ enlaces.

Es claro que la probabilidad de a_p de que una molécula con polimerización P se degrade en la unidad de tiempo será igual a:

$$a_p = \sum_{i=1}^{P-1} V_{i,P} \quad (2.2.8)$$

Luego es posible escribir el sistema de ecuaciones diferenciales para estas degradaciones unimoleculares:

$$\frac{d N_k}{d t} = a_k N_k$$

$$\frac{d N_{k-1}}{d t} = N_k (V_{k-1,k} + V_{1,k}) - a_{k-1} N_{k-1}$$

.....

(2.2.9)

$$\frac{dN_1}{dt} = N_k (V_{1,k} + V_{k-1,k}) + N_{k-1} (V_{1,k-1} + V_{k-2,k-1}) + \dots + N_3 (V_{1,3} + V_{2,3}) + N_2 (V_{1,2} + V_{1,2})$$

Haciendo la simplificación:

$$V_{i,p} + V_{p-i,p} = a_{i,p} \tag{2.2.10}$$

resulta que:

$$a_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{p-1} a_i, p$$

y volviendo al sistema de ecuaciones 2.2.9, se ve que se convierte en el siguiente sistema:

$$\frac{dN_k}{dt} = - a_k N_k$$

$$\frac{dN_{k-1}}{dt} = a_{k-1,k} N_k - a_{k-1} N_{k-1}$$

.....

(2.2.11)

$$\frac{dN_1}{dt} = a_{1,k} N_k + a_{1,k-1} N_{k-1} + \dots + a_{1,3} N_3 + a_{1,2} N_2$$

o bien se puede expresar como:

$$\frac{dN_p}{dt} = a_p N_p - \sum_{j=p+1}^k a_{p,j} N_j \quad \text{con } (p=1,2,\dots,k) \quad (2.2.12)$$

Para resolver el sistema de ecuaciones diferenciales 2.2.12 se ensaya la expresión:

$$N_p = C_p \exp(-at)$$

que llevada a la ec. 2.2.12 conduce a un sistema de ecuaciones de cuyas raíces (considerando las condiciones iniciales) pueden determinarse las constantes C_p . El tratamiento matemático se simplifica mucho si se considera la degradación estadística o sea admitiendo la suposición de que las probabilidades de degradación son iguales para todos los enlaces ($=a$) y si se supone que la sustancia tenía inicialmente todas las moléculas con el mismo grado de polimerización ($P=k$).

De la teoría de interacción del neutrón con la materia se observa que la dispersión inelástica como regla general tiende a ser importante para núcleos pesados no así para núcleos ligeros en los que ordinariamente se puede ignorar.

El proceso de captura radiativa puede ocurrir a todas las energías del neutrón, pero es más probable en bajas energías comprendidas entre 0.01 y 10 eV. Este proceso decrece como $1/E$ o más rápidamente a valores muy pequeños.

Las reacciones con partículas cargadas inducidas por los neutrones en núcleos pesados tienen secciones eficaces tan pequeñas que usualmente no se pueden medir. Para núcleos ligeros la partícula cargada tiene que pasar a través de una barrera coulombiana tan alta y el retardo asociado en la emisión de -

la partícula es tan grande que el núcleo compuesto casi siempre decae por la emisión de un neutrón elástica o inelástica--mente producido antes que la emisión de una partícula cargada. Mientras que el proceso de dispersión elástica induce retrocesos de los núcleos dentro del detector siendo los núcleos ligeros los más favorables ya que tienen secciones de dispersión elástica grandes, y adquieren una mayor fracción de la energía del neutrón como resultado de la colisión. Esta es la interacción que se considera importante para la formación de trazas.

Los sistemas poliméricos poseen solamente núcleos ligeros como componentes. Para energías mayores de los keV los enlaces moleculares se pueden ignorar, consecuentemente los núcleos se consideran independientes.

Un estudio detallado de los procesos que ocurren en el plástico conduciría a sistemas de ecuaciones como los que se presentaron, los cuales en general no se pueden resolver en forma cerrada.

CAPITULO III MODELOS DE FORMACION Y CARACTERISTICAS DE LAS TRAZAS.

En el campo de la detección de partículas nucleares por trazas existe una gran cantidad de trabajos que muestran la posibilidad de registrar dichas trazas en una amplia variedad de materiales dieléctricos. Estos materiales van desde minerales, vidrios naturales o inorgánicos artificiales, hasta polímeros orgánicos [1, 2, 18].

Puesto que las características físicas y químicas de los DTES, son muy diferentes, se les ha agrupado en dos grandes categorías: orgánicos e inorgánicos.

En materiales conductores no se logran obtener trazas que permanezcan tiempos suficientemente grandes para su posible observación, principalmente porque la movilidad electrónica es tal que permite la recombinación de los átomos con la correspondiente desaparición de la trayectoria dejada por la partícula nuclear.

Los detectores de trazas basan su registro en las estrechas trayectorias de intenso daño (trazas) que generan las partículas nucleares a su paso por la gran mayoría de materiales sólidos dieléctricos. Bajo consideraciones que discutimos en el presente capítulo las regiones de daño resultante de la irradiación pueden revelarse (traza revelada) por la acción de un ataque químico preferencial que aumenta el tamaño de la traza hasta dimensiones ópticas.

3.1 Modelos de Formación de Trazas

Siempre que se emplea un detector de trazas para identificar y registrar partículas, es necesario conocer la relación funcional entre los parámetros físicos bajo consideración. Para encontrar dicha relación, los detectores se irradian con diversas partículas de parámetros bien conocidos y las respuestas experimentales se comparan tentativamente a las cantidades componente de la traza de relevancia en el efecto de interés. Desafortunadamente como se verá en la presente sección, el que exista sólo un eventual acuerdo entre algunos datos experimentales y las predicciones de los modelos no puede considerarse como una prueba rigurosa de la validez de éstos. Pero sí esta situación da algunas indicaciones en lo fundamental acerca de las propiedades de las partículas cargadas inducidas por los neutrones rápidos que pueden ser importantes para los efectos de la interacción de la radiación con la materia.

En ésta sección se presentan algunos modelos que se estiman de relativa importancia en la formación de trazas en plásticos. Los mecanismos se pueden clasificar como sigue:

Ionización primaria

Modelos por: Ionización secundaria

Daño combinado

En general éstos mecanismos se apoyan principalmente en el concepto del LET, analizado anteriormente y el REL.

a. Mecanismo de punta de desplazamiento.

Uno de los primeros modelos que se formuló para la forma--

ción de trazas fue el de colisiones atómicas directas cuyo resultado es la producción de átomos intersticiales o vacancias, ya en forma de una huella de defectos separados cercanos ó como una densa marca de daño o "punta de desplazamiento" en el extremo de la trayectoria donde el camino libre medio para colisión es igual al espaciamiento atómico. Cuando la excitación debida a las partículas incidentes es suficientemente grande tal que muchos átomos son desplazados de sus sitios en el sólido dentro de una punta y emigran hacia otros lugares del sólido, la perturbación se llama punta de desplazamiento. Este modelo cuenta con una dispersión elástica de la partícula cargada con el núcleo atómico, sin embargo no se cree que sea la causa de la formación de trazas en sólidos por que no se observan trazas también en conductores donde dicha dispersión predomina.

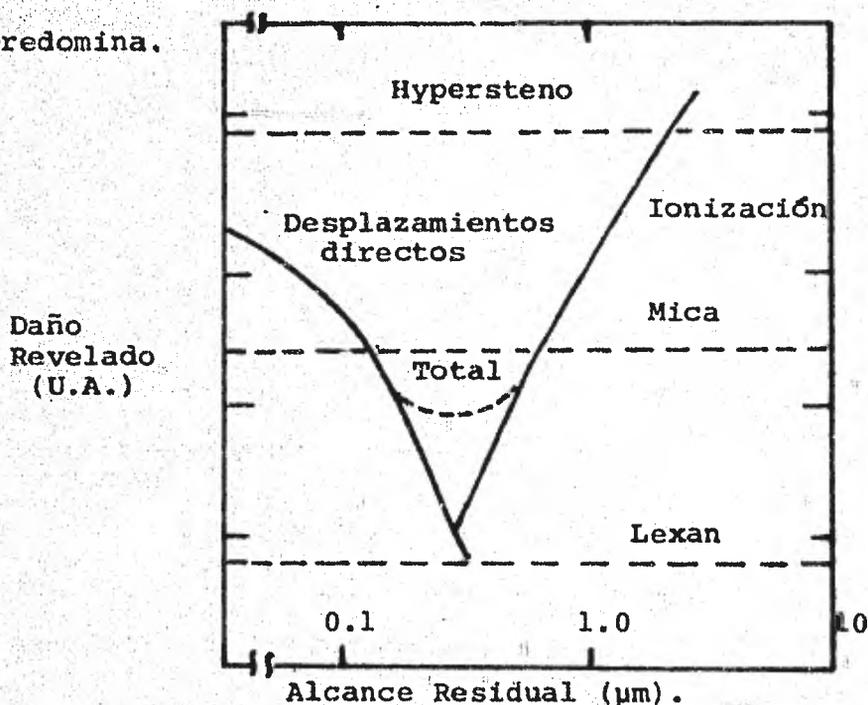


Fig.3.1.- Daño revelable del frenado de núcleos pesados en materiales dieléctricos, debido a ionización y desplazamiento atómicos en bajas energías [1].

La fig. 3.1 muestra esquemáticamente la existencia de un mínimo hipotetizado del daño grabable que a su vez se ha sugerido de datos experimentales. Para el intervalo mostrado, la densidad de daño está por encima del umbral correspondiente - al Lexan [1]

b. Mecanismo de punta térmica y punta de explosión iónica.

Cuando se consideran en detalle los efectos de la radiación hay alguna contribución por desplazamientos atómicos en el material no perturbado. Los átomos no son perturbados individualmente sino en grupos lo que hace difícil de abarcar las perturbaciones en una teoría cuantitativa. Si se considera a un átomo moviéndose a través de una red o un átomo que ha sido colisionado lo suficiente para que vibre con una gran amplitud sin que quede fuera de su sitio en la red, tal átomo rápidamente transfiere energía a sus vecindades quedando excitado anormalmente. Estos átomos ceden energía a sus vecinos y desarrollan excitaciones localizadas en la red que luego terminan. El reflejo de éste efecto es el de una red que hubiera sido calentada súbitamente a una alta temperatura en una región restringida. En realidad la región excitada nunca está en equilibrio consigo misma de modo que no está caracterizada como una temperatura propiamente. Las distancias y los tiempos involucrados son muy pequeños así que las leyes macroscópicas de conducción de calor no son estrictamente válidas. La denominación de puntas térmicas se debe a Seitz [11]. El calentamiento en la punta térmica tiende a expandir el material, lo que ge-

nera un esfuerzo alrededor de la traza que es atacada durante el grabado más rápidamente que las zonas circunvecinas [23, 24].

Un mecanismo alternativo es el de "punta de explosión iónica", el cual muestra ser el más adecuado para la formación de la traza en minerales. En él se sugiere la producción de una región cilíndrica de iones positivos a lo largo de la trayectoria seguida por la partícula cargada pesada, como resultado solamente de las ionizaciones y/o excitaciones primarias. Se sucede la expulsión de electrones y una repulsión mutua de los iones positivos primarios que dan desplazamientos atómicos en la red del sólido. La región cilíndrica de imperfecciones es atacada más fácilmente por reactivo químico que el volumen no dañado; éste proceso conduce finalmente a la posible observación óptica [25, 26].

Para llegar a ésta condición se suponen dos iones en un material cuya constante dieléctrica ϵ y espaciamento atómico medio a_0 llega a recibir una ionización promedio de n veces la carga e , la fuerza entre éstos es de $n^2 e^2 / \epsilon a_0^2$ o una fuerza local por unidad de área o esfuerzo electrostático $\sigma_e = n^2 e^2 / \epsilon a_0^4$. Lo que se tiene esencialmente es la fuerza de enlace interatómico en términos de una cantidad macroscópica medible; notando que la resistencia de tensión mecánica teórica σ_M del material con módulo de Young Y es aproximadamente $1/10Y$ es posible establecer que el esfuerzo electrostático será mayor que la resistencia mecánica si $n^2 e^2 / \epsilon a_0^4 > 1/10Y$ o bien si:

$$n^2 > R \equiv Y \epsilon a_0^4 / 10 e^2 \quad (3.1.2)$$

donde R es la llamada relación de esfuerzos, la cual se puede

emplear para calcular la sensitividades relativas de materiales formadores de trazas. Lo que indica la ec. 3.1.2 es que en materiales con espacio interatómico pequeño, baja ϵ y de poca resistencia mecánica, las trazas se formarían fácilmente. También se puede establecer que: el daño debe ser continuo atómicamente, esto es, debe haber al menos una ionización por cada plano atómico atravesado por la partícula.

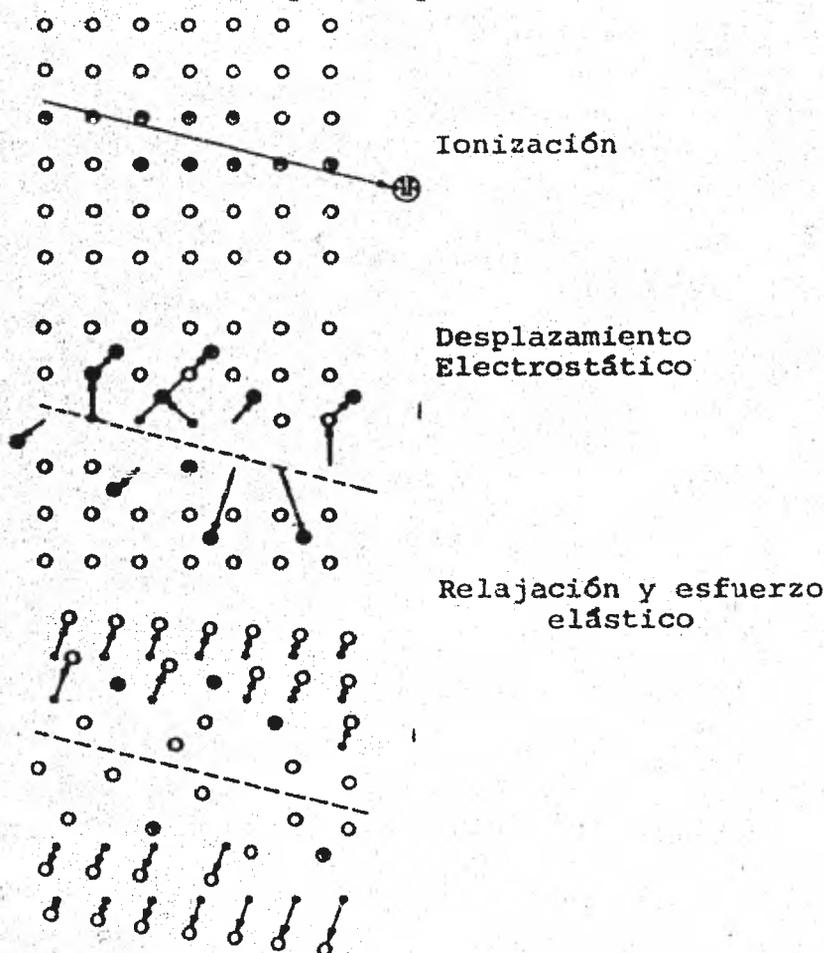


Fig.3.2.- Esquematzación del modelo de explosión de punta ióniza para formación de trazas en sólidos.
 a) ionización producida b) creación de vacancias
 c) configuración final de la traza

La formación de trazas está relacionada con el suministro de electrones cerca de una trayectoria ionizada. Esto es si los electrones pudieran reemplazar a los expulsados por la partícula cargada antes que los átomos ionizados sean impulsados al material adyacente no habría una traza resultante. Se debe cumplir entonces que:

$$n_n < en_a / \pi a_o \mu_n kT_t \quad (3.1.3)$$

donde, n_n = densidad de electrones libres, n_a es el número de ionizaciones por cada plano atómico, $\pi r_a^2 n_n = n_a$ el radio de la región por vaciarse, $D = \mu_n kT/e$ es la constante de difusión y μ_n es la movilidad electrónica, $t \sim 10^{-13}$ seg. Si la movilidad en los materiales es mayor que $10 \text{ cm}^2/\text{V-seg}$ no aparecen trazas.

De las condiciones anteriores se pueden relacionar con características de las trazas, los puntos siguientes:

- i.- La probabilidad de ataque químico de la traza estará en función de las concentraciones de vacancias e intersticios.
- ii.- Localización de trazas en materiales con movilidad (μ) baja, que implica tiempos suficientemente largos para permitir que los iones formen intersticios.
- iii.- Las mediciones de los umbrales críticos de pérdida de energía generalmente se incrementan monótonamente, con las relaciones de esfuerzos (tabla 3.1) calculados en el modelo dado.

Con éste modelo se explican satisfactoriamente algunos as-

pectos de formación de trazas y se es consistente con el criterio de ionización específica primaria, pero no se ofrece una - explicación completamente satisfactoria para la formación de - trazas en polímeros orgánicos.

c. Modelo de pérdida de energía secundaria.

Este modelo supone la pérdida de energía por electrones secundarios a una distancia radial específica (r) próxima a la - trayectoria descrita por el ión pesado como la cantidad criti-ca para la formación de trazas. La dosis D de los electrones secundarios para iones cae rápidamente conforme aumenta el radio r , como se indica en la expresión:

$$D(r) = \frac{a z^2}{\beta^2} \cdot \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) \quad (3.1.4)$$

donde R es el ancho máximo de la traza. El modelo de R. Katz, hace hincapie en este daño secundario, postulando que la densidad de energía promedio es producida principalmente por rayos delta en una $r = 20 \overset{\circ}{\text{A}}$ [27, 28].

Una traza se formará si sobre un diámetro suficientemente grande ocurre la fragmentación tal que el reactivo pueda pa--sar a través de la huella de daño en el cuerpo del dieléctrico. En polímeros los fragmentos moleculares resultantes de la interacción de los rayos delta con el medio vecino son más solubles que las moléculas base. Una gran fracción de la energía deposi--tada proviene de los rayos delta cuya energía esta por debajo de 0.1 keV. Los datos experimentales que se han obtenido poste

riormente violan las predicciones que establece el modelo. Teniéndose en este modelo dificultades conceptuales como:

- i.- La selección arbitraria de distintos radios críticos para diferentes materiales.
- ii.- Ignorar los efectos primarios.

| Clase de Detector | Grupo de Detectores de (UR) Similares, Listados en orden de umbral decreciente, | Relación de Esfuerzos Promedio |
|---------------------|---|--------------------------------|
| Cristales | Hypersteno | 4.5 |
| | Olivina | |
| | Zircon | |
| | Labradorita | 1.4 |
| | Diopside | |
| Vidrios inorgánicos | Augita | 1.3 |
| | Cuarzo | |
| | Micas | 0.5 |
| | Silice | |
| Vidrios inorgánicos | Flint | |
| | Tektita | 0.7 |
| | Soda Lime | |
| | Fosfato | 0.5 |
| Plásticos | Grupo de 14 plásticos | 0.01 |

Nota: (UR) = Umbral de Registro

Tabla 3.1.- Relación de Umbrales de Registro para Relaciones de Esfuerzos Calculadas.

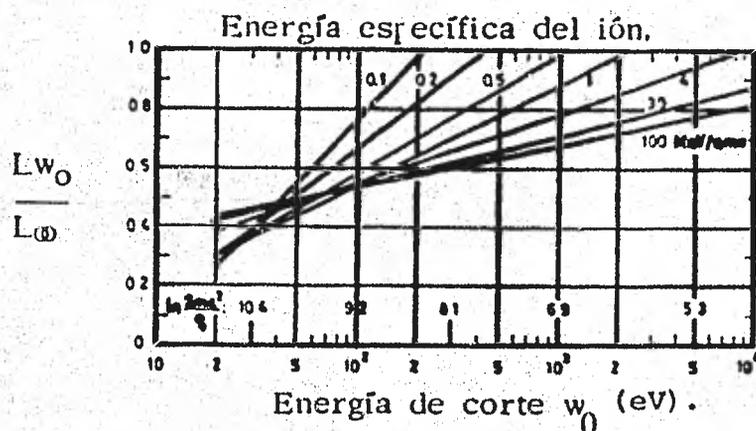


Fig. 3.3 Cocientes L_{w_0}/L_w como función de la energía de corte w_0 para varias velocidades del ión. ⁽³³⁾

Eventos Relevantes e Irrelevantes.



a) Modelo de "Ionización Primaria"



b) Modelo de "REL"



c) Modelo de "Densidad Lineal de Eventos".

Fig. 3.4 Esquema de eventos relevantes (puntos oscuros) e irrelevantes (círculos abiertos) debido a partículas cargadas pesadas, en tres modelos diferentes.

d. Modelo de pérdida de energía restringida.

Este modelo sugerido entre otros por Benton [29-32], considera la pérdida de energía restringida (REL*), que es la razón de pérdida de energía de las partículas bombardeadas debido a colisiones distantes con electrones del medio como importante. Supone que solamente transferencias de energía por debajo de cierto valor predeterminado w_0 , son las responsables de un daño efectivo. En el modelo del REL, la energía de w_0 , es el único parámetro libre [29-32].

Si $L w_0$ denota la pérdida de energía restringida, $L w$, la energía cedida por un ión particular, entonces $L w_0 \equiv REL = L_{\infty} - L w > w_0$, por lo que:

$$L w_0 \cong L_{\infty} - 0.1536 \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^{*2}}{\beta^2} \{ \ln \beta^2 \gamma^2 + \ln(2mc^2/w_0) - \beta^2 (1 + \frac{w_0}{W_{\max}}) \} \quad (3.1.5)$$

donde $L_{\infty} \equiv LET = dT/dx$ y las demás variables tienen el significado definido en la ec. 3.1.1

En la fig. 3.3, se muestran los cocientes de $L w_0/L_{\infty}$ como función de la energía de corte w_0 , para distintos iones. Como se observa de la figura, el cociente $L w_0/L_{\infty}$ puede tomar muchos valores, al disminuir el potencial de ionización alrededor de 0.5, ésto refleja que cerca de la mitad del poder de frenado se convierte en energía cinética de los electrones secundarios.

* De las palabras en inglés Restricted Energy Loss.

Este modelo de energía restringida describe más adecuadamente las intensidades de daño en trazas que los otros modelos tratados apegándose a los datos experimentales. Sin embargo, este modelo presenta dificultades conceptuales como se esquematiza en la fig. 3.4 ya que todos los eventos de electrones expulsados que transfieren energía por encima del límite w_0 se ignoran completamente, aunque muchos de estos puedan estar localizados muy cerca de la trayectoria del ión, mientras que los eventos por debajo del límite se toman como eficientes. Aunque si bien es cierto que el alcance de electrones con 350 eV es de varios cientos de Angstroms, la energía depositada queda fuera de la región de grabado preferencial y este modelo la incluye. Estos dos errores probablemente se compensen parcialmente. Este modelo considera también la energía que se libera en ionización primaria igual que la liberada en procesos secundarios.

e. Modelo de "densidad lineal de eventos" ó de radio restringido.

Paretske sugiere un modelo que resuelve el problema de los eventos considerados como relevantes. Propone el concepto L_r que es la pérdida de energía en un radio restringido, el cual abarca todos los eventos de depósito de energía dentro de la distancia radial (r). Así en principio la cantidad L_r es superior a Lw_0 , sin embargo es más complicada de calcular [33].

En buena aproximación L_r se puede representar por:

$$L_r \approx L_w - a \frac{z^2}{\rho^2} \left[\ln \frac{R}{r} - \left(1 - \frac{R}{r} \right) \right] \quad (3.1.6)$$

donde
$$\frac{C_1 C_2}{I_0} = a, \quad C_1 = 2 \pi n_e e^4 / mc^2$$

C_2 = fracción efectiva de electrones en el detector en el estado menos ligado y R es el ancho máximo de la traza.

Tanto en el modelo de REL como en el de Lr la densidad de eventos relevantes que se supone estrictamente proporcional a la densidad de energía local es una aproximación muy empleada para eventos primarios de partículas rápidas, no así para eventos secundarios por electrones lentos. Faretzke entonces propone un modelo de formación de trazas que domina "Densidad Lineal de Eventos", éste modelo -corregido por translape-considera relevantes la densidad de ionización primarias y secundarias así como excitaciones a una determinada distancia alrededor de la trayectoria del ión, para la rapidez de grabado en plásticos. De acuerdo con los resultados de éste modelo casi un 70% del poder de frenado total para partículas con 0.2MeV/uma se deposita dentro de un radio de 10 \AA de la trayectoria del ión mientras que solo el 55% permanece cuando se trata de partículas con 10 MeV/uma. Si se supone importante el radio del núcleo de la traza los electrones secundarios de partículas con 0.2MeV/uma contribuirán en un 30% para el daño efectivo por grabado preferencial mientras que los debidos a partículas con 10MeV/uma contribuyen con un 10% y menos aún para iones mas rápidos. Sin embargo el modelo de densidad lineal de eventos no establece de manera clara el radio efectivo de depósito de energía, consecuentemente habrá que refinarlo toda

vía más.

Los modelos de desplazamiento directos por partículas cargadas y el de punta de desplazamiento son modelos no aplicables por que la probabilidad de producción de trazas por desplazamiento directos es mínima y como observamos en la fig. 3.1, se encuentran por encima del umbral de Lexan para registro por trazas. Por su parte el modelo de ionización primaria ignora el efecto de los rayos delta, así como ionizaciones de órdenes superiores aún cuando logra ajustarse a buena parte de los datos experimentales de que se dispone. El criterio del REL da predicciones aproximadamente idénticas al de ionización primaria para el registro por trazas de los iones ligeros $z < 18$. Para iones mas pesados el REL hace todavía buenas predicciones. La contribución que considera importante el mecanismo de energía secundaria es relevante para el registro de trazas en los plásticos solo que ignora los defectos debidos a la excitación y ionización primaria. Por su parte el REL considera que en los polímeros es razonable esperar que los rayos δ de baja energía contribuyen a la dosis total de la región de traza latente, pero aquellos que sobrepasen el limite w_0 se ignoran por completo aún cuando se localicen muy cerca de la trayectoria del ión. Resumiendo es posible decir que no se dispone aún de un modelo que explique completamente la formación de trazas. La razón principal a la que se puede atribuir ésta complicación es que las propiedades químicas y físicas de los DTES quedan en categorías distintas. La tabla 3.2, muestra la comparación y críticas de los diversos modelos de formación de trazas.

| Modelo | Críticas Principales | Conclusiones |
|--|---|---|
| A Punta Térmica | i.- El umbral se espera aumenta con la temperatura requerida para el cambio de fase contraric al hecho experimental. ii.- No hace predicciones adecuadas. | No aplicable |
| B Colisiones Atómicas | i.- Predice trazas que son producidas a energías inferiores de las observadas | No aplicable en general. relevante a 1 KeV/uma. |
| C Pérdida total de Energía en Ionización | i.- Predice trazas que son producidas a energías superiores a las observadas ii.- Incluye la energía depositada lejos de la traza | No aplicable |
| D Energía depositada por Electrones secundarios en el Núcleo de la traza | i.- Ignora defectos debido a excitación y ionización primaria ii.- Cuantitativamente incorrecto a bajas energías. iii.- No predice umbrales relativos, ni la ausencia de trazas en conductores | Incompleto e Incorrecto para minerales |
| E Pérdida total de Energía en el Núcleo de la Traza | i.- Ignora diferencias entre los defectos cualitativamente distintos producidos por la ionización y excitación primaria y los debidos a la pérdida de energía de rayos por rayos delta. dio más adelante ii.- Lo mismo que el modelo D, inciso iii. | Promete para un estudio más adelante |
| F Pérdida restringida de Energía | i.- Lo mismo que el modelo E, inciso i. ii.- Supone daño importante no-real a grandes distancias en contra de lo observado iii.- Ignora la dosis interior depositada por rayos delta, no así el exterior de la región. iv.- Predice registro donde no es observado cualitativamente como pérdida total de energía pero con errores menores. v.- Lo mismo que el modelo D, inciso iii. | Convenientes pero inexactas las predicciones analíticas |
| G Ionización Primaria y Excitación | i.- Ignora pérdida de energía por rayos delta dentro de la región de la traza. | Satisfactorio para detectores inorgánicos, se necesitan mejoras para plásticos donde los rayos delta son importantes. |
| H Densidad Lineal de Eventos | i.- Ignora pérdida de energía por rayos delta dentro de la región de la traza | Conviene hacer estudios aplicando el modelo. |

Nota: las predicciones analíticas encuentran problemas a muy bajas energías en todos los modelos.

La teoría mas adecuada para la formación de trazas en polímeros, suponemos que es la del modelo de pérdida de energía - secundaria y del REL, puesto que el primero establece la dosis crítica acerca de la trayectoria del ión para la formación de traza con lo cual el REL se ve mejorado y supera la imprecisión de la zona de daño. De acuerdo con ésta teoría las trazas se forman por ruptura de las cadenas poliméricas en fragmentos mas cortos y en la producción de reacciones. Sólo aquellos -- electrones secundarios con energías de algunos cientos de eV. pueden depositar cantidades importantes de su energía dentro de la porción de la trayectoria de la partícula ionizante. Si en el modelo de Densidad Lineal de Eventos, se especificase el radio efectivo de depósito de energía daría posiblemente el - conocimiento más adecuado de la formación de trazas en plásticos.

3.2 Características de las trazas.

En ésta sección se analiza la geometría de la traza grabada y como la geometría afecta cuantitativamente a los parámetros observables. También se analizan tratamientos de grabado y condiciones del revelado de las trazas; y por último se discuten los métodos y técnicas para la medición y lectura de las trazas.

El procedimiento que lleva a la cinética de formación de -- trazas grabadas se puede resumir como sigue:

- .- Es necesario conocer los parámetros de la partícula -- masa, carga y energía.

- 2.- En el proceso de interacción radiación-materia se encuentran los parámetros del detector que relacionan las cantidades de daño por radiación a los parámetros de la partícula nuclear. En este paso están involucrados los modelos de formación de la traza.
- 3.- Enseguida se encuentran los parámetros de grabado a partir de los cuales es posible obtener la función de respuesta del detector, obteniéndose así la conexión entre el grabado y el daño en el detector.
- 4.- Finalmente se encuentran los parámetros de la traza grabada como son longitud, perfil, contorno y ejes. La respuesta del DTES se puede encontrar en niveles macroscópicos y microscópicos durante el transcurso del daño por la radiación y el proceso de grabado químico.

a. Geometría de las trazas.

La información que se puede obtener a partir del análisis de los diámetros de las trazas grabadas data del año 1964. -- Fleischer y Price propusieron un modelo simple para el grabado de las trazas de fragmentos de fisión para detectores de vidrio irradiados perpendicularmente [1].

La geometría de la traza grabada está condicionada en este caso por la acción simultánea de dos procesos de grabado; la disolución química a lo largo de la traza de la partícula a una rapidez denominada V_t , y el ataque general sobre el cuerpo del material no dañado V_g que es la rapidez de grabado normal al interior de la traza. La velocidad de grabado V_g es generalmente menor que V_t . En la fig. 3.5 se ilustra como éste proceso crea un cono que tiene a la traza original (latente) como su eje. El grado de daño por radiación es máximo en la vecindad inmediata de la trayectoria de la partícula ($< 40 \text{ \AA}$) y la rapidez de grabado toma su máximo valor V_t . Tanto el grado de -

daño como la rapidez de grabado disminuyen conforme la distancia de la trayectoria se incrementa.

Las formas de la traza para un detector dado se han determinado empíricamente. De la forma de cono para la traza se tiene la necesidad de hacer dos hipótesis:

- i.- V_t sea constante a lo largo de la traza y
- ii.- V_g sea constante e isotrópica.

Por observaciones subsecuentes ha sido posible establecer que V_g/V_t es una constante para pequeñas distancias de grabado y para sólidos no cristalinos [34-36].

Puesto que el avance del extremo de la cavidad grabada mantiene su forma mientras se mueve hacia adelante con una cierta velocidad en la región no dañada, entonces el ángulo hecho por las paredes de la cavidad grabada con la trayectoria de la partícula debe ser tal que la proyección de V_t en la dirección de la normal a estas paredes sea V_g . Como consecuencia, el ángulo θ del cono de la traza estará dado por:

$$\theta = \arcsin (V_g/V_t) \quad (3.2.1)$$

Se ha encontrado que V_t es posible expresarla como una función creciente y monótona de la pérdida de energía restringida de la partícula. Así cuando el LET varía a lo largo de la huella de daño debida a la partícula, V_t y θ también varían. Cuando los cocientes de las velocidades de grabado varían la situación se complica bastante ya que en vez de tener el cono dependiendo solamente del ángulo crítico de incidencia de la partícula es más adecuado introducir lo que se conoce como estrato

crítico removido h_c en el desarrollo. Una representación que aclare éste nuevo parámetro de la cinética de grabado de la traza se muestra en la fig. 3.6. De ésta figura es claro que el valor real de h_c como una función del ángulo de incidencia y del alcance R_0 de la partícula nuclear puede obtenerse mediante la solución de la ecuación.

$$V(R_0 - X_c) \text{ sen } \theta - 1 = 0 \quad (3.2.2)$$

donde $V \equiv V_g/V_t$ y $X_c = h_c/\text{sen } \theta$. Y de acuerdo a las relaciones de razón de grabado contra alcance, obtenidas por Smogyi, se tiene: [37, 38]

$$h_c = \text{sen } \theta \left[R_0 - \frac{1}{2} \ln \frac{\text{sen } \theta}{1 - \text{sen } \theta} - \frac{A}{B} \right] \quad (3.2.3)$$

$$\text{y } h_c = \text{sen } \theta \left[R_0 - \frac{A \text{ sen } \theta}{1 - \text{sen } \theta} \right] \frac{1}{B} \quad (3.2.4)$$

donde A y B son parámetros de ajuste. En la práctica se encuentran dos casos: cuando $h_c = 0$ y otro en el que $h_c \neq 0$. En el primer caso la formación de la traza comienza inmediatamente con el grabado, mientras que en el segundo caso comienza solo después que ha transcurrido cierto tiempo de grabado. Para describir la cinética del grabado de la traza el origen se establece en el punto $h_c/\text{sen } \theta = X_c$ de la trayectoria de la partícula.

Cuando la disolución química procede con una velocidad V_t a lo largo de la región central estrecha de una traza y con una velocidad V_g en otras direcciones la forma de la traza se puede considerar como un "cono normal". La superficie del cono se puede obtener a partir de la rotación de una línea recta da

Proyección de V_t en la dirección normal a la pared de la traza

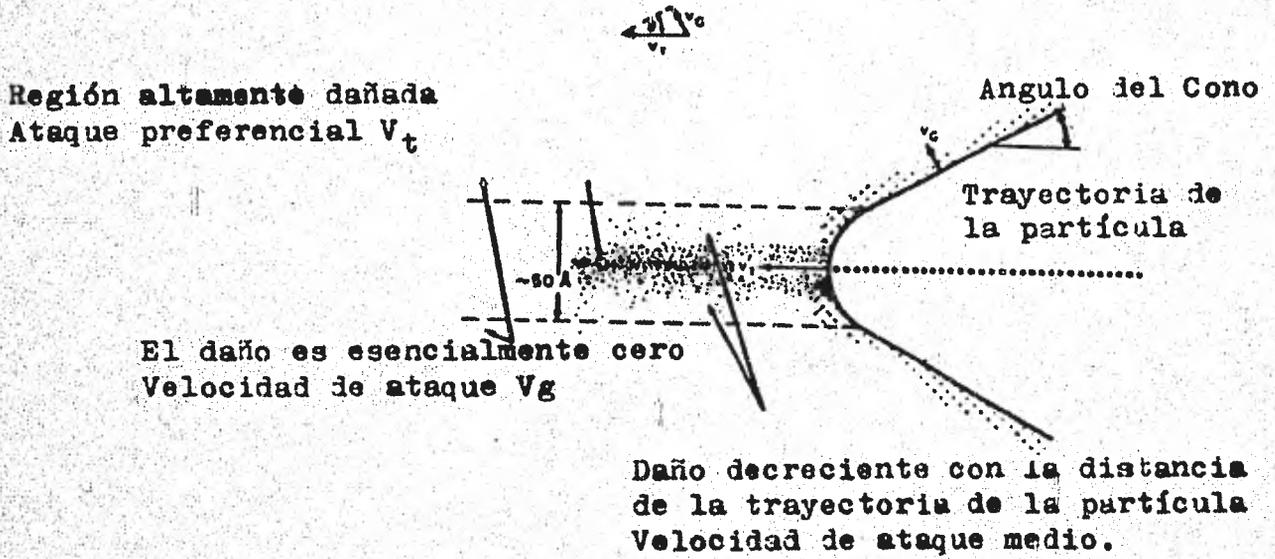


Fig. 3.5.- Diagrama de la huella submicroscópica a lo largo de la traza y del proceso de grabado preferencial (Henk y Benton 1971)

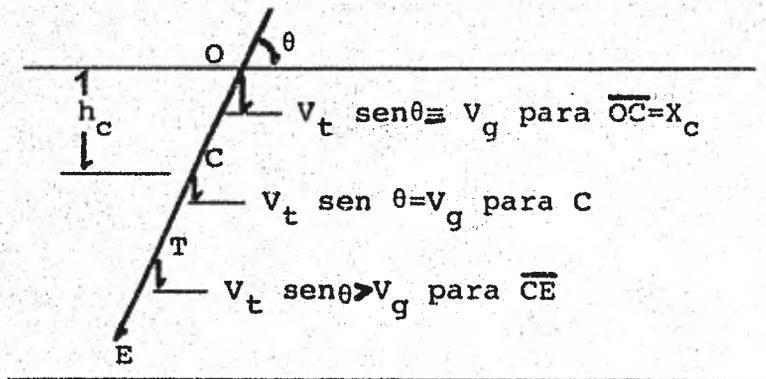


Fig. 3.6.- Representación esquemática del incremento de la razón de grabado (V_T) comparado con la velocidad de grabado general (V_G) (Somogyi 1979).

da, alrededor del eje X de la fig. 3.7.

$$y = x \cdot \tan \delta + L \tan \delta \quad (3.2.5)$$

donde $\tan \delta = \frac{1}{(v^2-1)^{1/2}}$ y $L = Vh$

con lo que se llega a establecer la relación

$$z^2 + y^2 - \frac{(x-hV)^2}{v^2-1} = 0 \quad (3.2.6)$$

que es la ecuación que describe la cinética del desarrollo de la traza en la primera etapa de formación llamada "cónica".

Cuando se ha conseguido remover el estrato $h=R_0/V$, no ocurre más el grabado preferencial a lo largo del eje de la traza y el extremo de la traza cónica en ésta etapa se vuelve redondeado. Esta etapa de formación de la traza se llama "fase de transición" y la relación que representa éste desarrollo gradual (que disminuye la porción cónica) es:

$$z^2 + y^2 + (x-R_0)^2 - \left(h - \frac{R_0}{V}\right)^2 = 0 \quad (3.2.7)$$

y por último en la llamada "fase esférica" de la formación de la traza, ésta se vuelve enteramente esférica y la relación que describe dicha fase es la siguiente:

$$x - y \cotan \theta - \frac{h}{\sin \theta} = 0 \quad (3.2.8)$$

Antes de ésta situación la velocidad de grabado preferencial predomina sobre V_g pero al llegar a recorrer el grabado la zona de daño dejada por la partícula nuclear V_t comienza a disminuir. Luego entonces en esta etapa se define el recorrido dentro del detector. Si el grabado se continuá se llega a condiciones de invalidez para hacer análisis de los parámetros

de interés por que la traza se comienza a deformar.

En principio con cuatro parámetros, a saber el cociente V_g/V_t , el ángulo de incidencia θ , el estrato de material h y el alcance R_o de la partícula en conjunto con las ecuaciones de fase de la traza, es posible calcular las variaciones de cualquier parámetro de la traza durante el proceso de grabado químico [38, 39].

El perfil de la traza queda determinado por la ec. 3.2.5. La determinación del contorno de la superficie abierta de la traza se hace a partir de la solución de ecuaciones que describen la cavidad de la traza. Así para la fase cónica la ec. -- es:

$$\frac{z^2}{a^2} + \frac{(y_o - \Delta y_o)^2}{b^2} = 1 \quad (3.2.9)$$

que es la ecuación de una elipse donde a y b tienen el significado convencional, el eje semimayor y el eje semimenor respectivamente Δy_o es el desplazamiento del punto de intersección del eje de la traza con respecto al centro geométrico de la elipse, como se indica en la fi. 3.7. Para el contorno de la fase esférica de formación de trazas éste es un círculo dado por:

$$z^2 + (y_o - \delta y_o)^2 = \left(h - \frac{R_o}{V}\right)^2 - (h - R_o \sin \theta)^2 = r^2 \quad (3.2.10)$$

donde
$$\delta y_o = \frac{h - R_o \sin \theta}{\tan \theta}$$

Con las ecuaciones 3.2.9 y 10, de las partes elípticas y circulares de la superficie abierta de la traza, es posible --

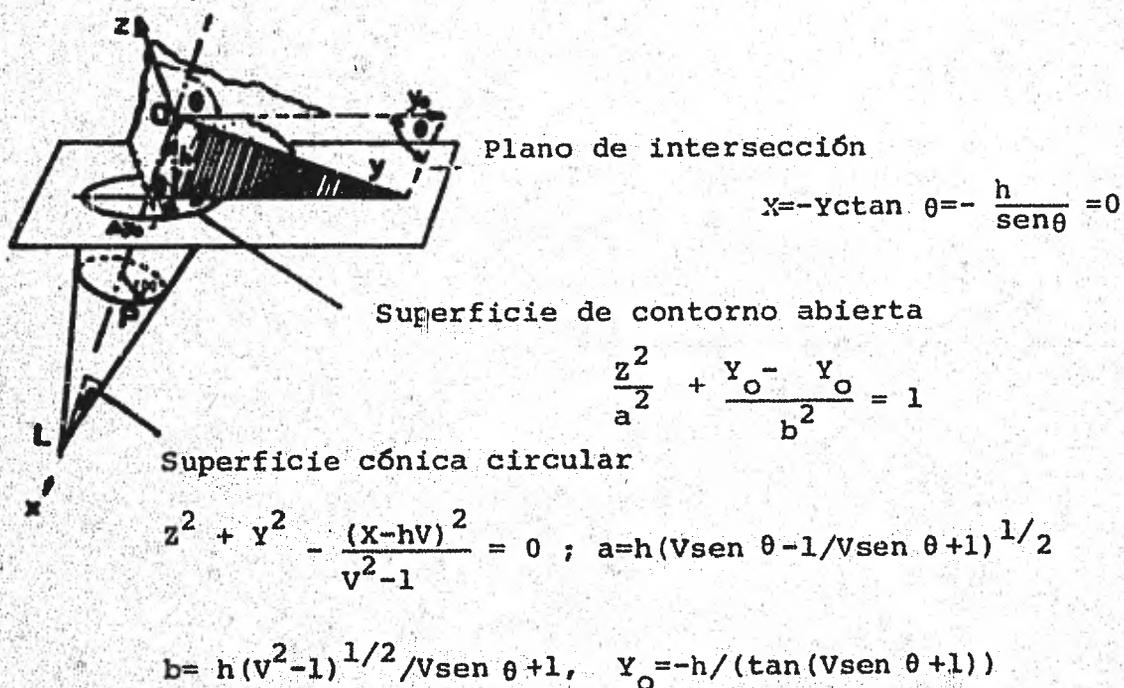


Fig. 3.7.- Diagrama esquemático para la descripción de las cantidades de grabado de la traza en la "fase cónica" en un sólido isotrópico a velocidad de grabado constante.

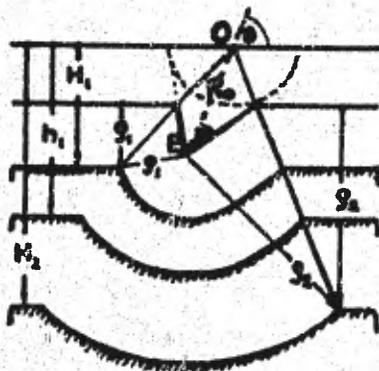


Fig. 3.8.- Evolución de la traza en un sólido isotrópico con una rapidez de grabado constante. Fases típicas [39]

describir la evolución de los ejes mayor y menor de la traza. Desde el punto de vista de evolución de los ejes de la traza es posible notar las etapas de evolución indicadas en la fig. 3.8. Cálculos realizados con trazas grabadas de productos de fisión diferentes tiempos de grabado y con una elección simple de V_t muestran que ésta disminuye linealmente hasta llegar a V_g en el extremo de la traza, lo cual es consistente con la fig. 3.8.

En los altos polímeros las cadenas moleculares algunas veces están preferencialmente orientadas, dando como resultado que se produzcan diferencias en la rapidez de grabado químico entre direcciones que son principalmente a lo largo de la dirección preferida y en la normal al alineamiento molecular. Para cristales la rapidez general de grabado como una función de la orientación de cristal puede realizarse pero de modo muy complejo. En estos últimos el material es anisotrópico y consecuentemente no es válida la hipótesis de isotropía en V_g .

Las trazas en materiales plásticos principalmente en los que hay una gran velocidad de ataque preferencial, son como agujas o en forma cónica, mientras que en materiales como vidrios inorgánicos dominan las trazas de sección circular u oval en cristales tales como: mica o LiF bajo un grabado prolongado resultan en huecos o depresiones de forma regular como rombos o cuadrados [35-39].

En el Lexan consideramos que el cociente de velocidades V_g/V_t se puede aproximar a una constante y por el mecanismo de interacción, es de esperarse que la traza no sea atacada -

desde la superficie original del detector.

b. Técnicas de revelado

Las regiones de daño producidas por las partículas nucleares en los DTES permanecen en estado latente en tanto no se emplee algún procedimiento que revele dichas zonas de daño. La calidad de la información que así se obtenga depende del método de revelado que se emplee.

Es posible agrupar los métodos de revelado en tres grandes grupos:

- 1.- Transmisión
- 2.- Eliminación de material dañado y
- 3.- Sustitución

En el grupo 1 se encuentra el de observación directa de trazas a través del microscopio electrónico. El método consiste en la difracción de un haz de electrones por el DTES para observar las trazas como líneas oscuras que son amplificadas donde los planos del cristal están suficientemente inclinados para dispersar los electrones fuera de la reflexión de Bragg. Las observaciones con este método de trazas no atacadas químicamente está implícitamente limitado a detectores de materiales cristalinos [41].

Otros métodos de revelado que se han desarrollado son los comprendidos por el grupo 2; dentro de este grupo se encuentran el método de grabado químico y el electroquímico.

El método de grabado químico data de 1958, año en el que

Young [40]. descubrió que las trazas producidas por fragmentos de fisión en un cristal de fluoruro de litio se podían grabar por inmersión de cristal en una solución de ácidos fluorhídricos y acético. Como se ha mencionado, los materiales empleados como DTES presentan un ataque preferencial en las regiones que son dañadas por la partícula nuclear. Hasta ahora la técnica de ataque químico preferencial es la mas generalmente empleada para revelar y agrandar las trazas hasta un tamaño observable en microscopio óptico y en ocasiones simple vista.

En principio cualquier compuesto químico que corroa con suficiente rapidez, se puede emplear como revelador, el uso de diferentes concentraciones aporta diferencias en la velocidad de grabado pero no influye en la sensibilidad del detector. Los reactivos químicos que se emplean más frecuentemente para revelar trazas en plásticos son: NaOH , KMnO_4 , H_2SO_4 , HF y KOH .

En los DTES las variables que principalmente determinan la velocidad y eficiencia del grabado son: tipo y velocidad de partícula nuclear; composición química, temperatura y concentración del revelador. El efecto de la concentración sobre la velocidad del grabado medida por el diametro de las trazas depende del reactivo del material detector y del procedimiento de grabado. La temperatura en la que se realiza el grabado, - afecta la densidad de trazas, (vea fig. 3.9) la agitación durante el revelado tiene una influencia similar, así como las propiedades químicas de la solución [43, 49].

Se ha observado que las regiones de daño latente tratadas térmicamente antes del grabado dan como resultado la reducción

de la densidad de las trazas. Este proceso es al que se denomina "recocido" de trazas. El fenómeno puede ocurrir en experimentos de reactores nucleares y el caso de muestras geológicas. La inestabilidad de la traza latente depende principalmente de la temperatura, la humedad relativa así como de luz ultravioleta muy intensa. En el caso de un sólido conteniendo trazas -- que son calentadas a una temperatura T y cuyo tiempo de desvanecimiento de las trazas es t en cada temperatura da como resultado una ecuación que se ajusta normalmente a la ecuación de Boltzmann de la forma:

$$t = A \exp (-E_{act}/kT) \quad (3.2.11)$$

donde k = constante de Boltzmann, A es una constante de ajuste y E_{act} es la energía de activación para que se lleve a cabo el borrado o desvanecimiento de las trazas. Energías de activación bajas se miden en las etapas iniciales del recocido y valores que son monótonamente más altos se encuentran cuando ocurre el removimiento completo de las trazas.

El grabado interrumpido se ha observado que afecta a la densidad de trazas de manera que es mayor la densidad de trazas en un proceso de grabado interrumpido que en uno continuo [44, 46]. La velocidad de grabado se incrementa en soluciones con agitaciones, a su vez aumenta la eficiencia y homogeniza la trayectoria de daño. La hipótesis se apoya en los siguientes procesos de disolución:

- i.- Degradación de cadenas moleculares.
- ii.- Solución de nuevas macromoléculas que tienen cadenas más cortas que las originales.

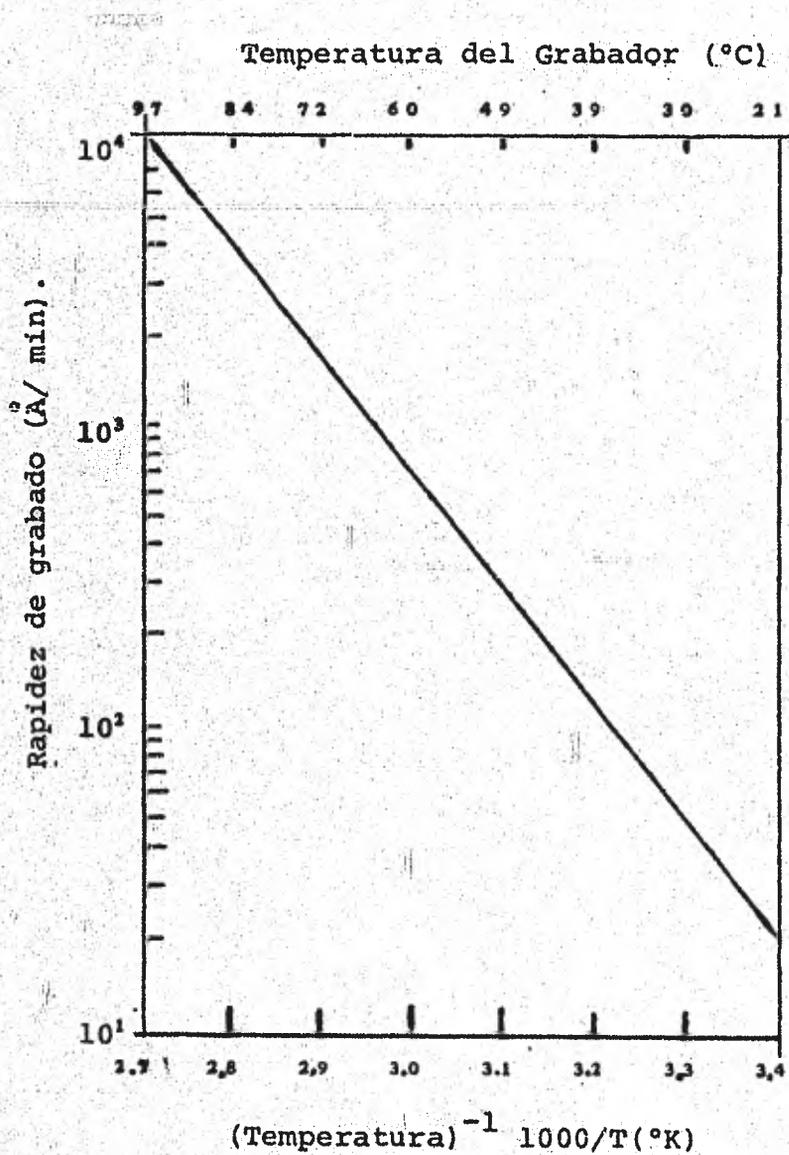


Fig. 3.9.- Variación de la rapidez de grabado V_t en policarbonato con la temperatura del grabador (Fleischer 1972).

iii.- La difusión de las moléculas a través de la solución reveladora.

La variación de los valores de V_g es mucho mayor en los plásticos que en los detectores cristalinos. Y también se demuestra experimentalmente que la rapidez de disminución de V_g en el caso de los plásticos es extremadamente sensible a altas temperaturas.

El grabado electroquímico es una técnica que se encuentra en el grupo 2. Se basa en la pérdida de energía a lo largo de la traza por la aplicación de una diferencia de potencial y a una frecuencia dada (que puede ser en forma de onda cuadrada o sinusoidal). El detector se coloca como separador en una cámara que contiene el reactivo químico y a uno y otro lado de ésta cámara se aloja un electrodo, como se esquematiza en la fig. 3.10 Cada ión difundido experimenta una fuerza:

$$F = z_i e E \quad (3.2.12)$$

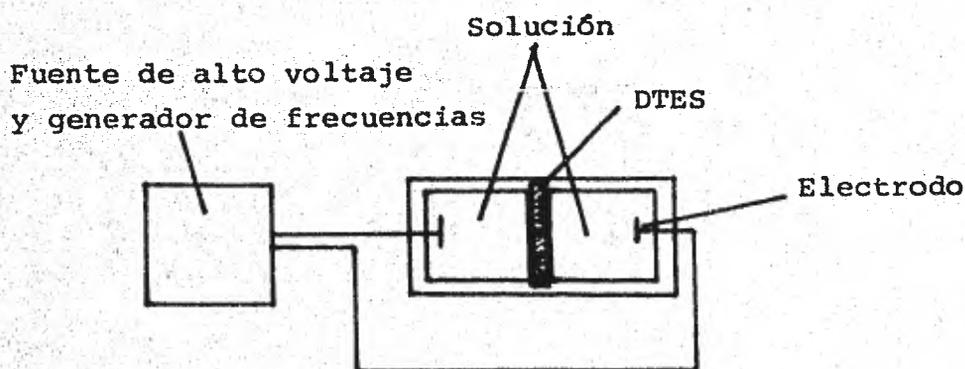


Fig. 3.10.- Diagrama del dispositivo de grabado electroquímico.

donde F es la fuerza inducida, z_1 el número de cargas elementales, e la unidad de carga eléctrica y E es el campo eléctrico que localiza los iones. Los reactivos químicos que se emplean en ésta técnica suelen ser los mismos que en la de grabado químico. La amplificación que se consigue de las trazas es de hasta 50 veces mayor que en el caso anterior. El grabado químico se combina con un proceso de ruptura eléctrica que se inicia cuando la fuerza dieléctrica se sobrepasa. A una traza latente en la superficie de plástico al aplicarse una diferencia de potencial junto con el grabador, ésta se convierte en una cavidad con estructura de árbol en el cuerpo del material. Esta técnica por sus características ha adquirido gran cantidad de aplicaciones en las investigaciones con los DTES. Debido a que la amplificación de la traza es mayor que en el método de grabado químico esto pone una limitación en cuanto a las densidades que se puedan registrar, la forma original de la traza se modifica y aumentan los parámetros a analizar. Es por esto que la técnica que adoptamos es la de grabado químico.

Otras técnicas que se han desarrollado son las de sustitución (grupo 3). Consisten en la precipitación de átomos a lo largo de las trazas de daño, éste procedimiento también se denomina de "decoración". Uno de los procesos de decoración más conocidos es el revelado de trazas en $Ag\ Cl$ que consiste en crear con luz ultravioleta fotoelectrones libres que se pulsan a través del cristal por medio de campos eléctricos aplicados, convirtiendo así iones de plata en átomos de plata intersticiales. Estos átomos se difunden rápidamente a través de los

sitios intersticiales hacia las trazas de daño; donde se depositan como hilos estrechos de plata. La precipitación de plata y de hierro en vidrio y mica respectivamente son otros de los procedimientos basados en sustitución [42].

La polimerización, o sea el agregado de un monómero diferente al de la muestra empleada como detector, es un procedimiento de revelado por sustitución que se aplica a plásticos. Es posible hacer ésta polimerización porque a lo largo de las trazas se forma una alta concentración de radicales libre extremos de las nuevas cadenas creadas por el paso de la partícula nuclear [2, 43].

Este último grupo de técnicas aunque logran revelar trazas en volúmenes grandes, sufren de una variación errática que depende de la composición del detector. Además las dimensiones de las trazas reveladas de éste modo son menores que con el método de grabado químico.

Las condiciones ambientales son también importantes en la determinación de las trazas, así por ejemplo: de la relación entre la temperatura y la traza formada es posible evaluar las trazas originales en sólidos. Los efectos mecánicos de esfuerzo son de consideración como se explicó en el modelo de ionización primaria para formación de trazas, aunque son de menor importancia que los térmicos. En plásticos la presencia de agentes activos como O_3 , H_2O_2 , O_2 y aún H_2O como tratamientos previos al grabado, se ha observado que incrementan la razón de grabado, mientras que ambientes neutros como el vacío o una atmósfera constituida por N_2 disminuye la V_t . Estos efectos --

químicos ambientales no se han observado en cristales y vidrios.

También la exposición de los DTES plásticos, a rayos ultravioleta, fotones de alta energía y con electrones u otras partículas que no forman trazas provocan alteraciones en los detectores de trazas. Así por ejemplo se descubrió que en Lexan, la luz ultravioleta en presencia de oxígeno puede incrementar V_t sin cambiar significativamente V_g . Con irradiación de electrones o rayos gamma el daño se dispersa a escala atómica, de modo que no es posible grabar el efecto individual de estos defectos en el grabado preferencial [47-49].

c. Métodos de medición y lectura de las trazas.

La información básica necesaria para la mayoría de los estudios de trazas, principalmente para aplicaciones dosimétricas, requiere la determinación del número de trazas por unidad de área a la densidad de trazas en la superficie del detector ó cualquier cambio en sus características como la densidad óptica, que es un parámetro medible que varía conforme cambia la dosis entregada por la radiación al detector.

El método más comúnmente empleado para el conteo de las trazas es a través de microscopio óptico en el que se emplea un ocular con rejilla calibrada, realizando de este modo la evaluación en el campo de observación. Aunque el método permite observaciones de las trazas individualmente resulta poco práctico cuando la densidad de trazas es alta. Es deseable y

aún más, necesario aumentar la facilidad de reconocimiento de las trazas mediante el empleo de técnicas automáticas y de salida analógica, ya sea porque se requiera una estadística muy extensa o bien el número de detectores por analizar sea numeroso.

Cuando las densidades de trazas son bajas se sigue alguno de los modos de localización y aumento de la traza señalados en la Tabla (3.3). Estos métodos hacen uso de la transmisión a través de las trazas en el detector. La sustancia transmitida puede ser un colorante o un gas, un grabador que se disuelve en el plástico o portadores de carga que generan una corriente eléctrica. Existen técnicas de conteo visual especialmente para bajas densidades de las trazas, como la que utiliza películas delgadas de polímeros revestidos en uno de sus lados con aluminio, cuando el revelador penetra el polímero a través de las zonas de daño también perfora el aluminio dejando así las marcas visibles de las trazas.

Los métodos antes señalados emplean más tiempo que el conteo directo, sin embargo pueden resultar útiles para bajas densidades de trazas. Una gran cantidad de procedimientos, se han desarrollado para la determinación automática de las densidades de trazas. La Tabla (3.4) resume gran parte de los métodos automatizados [1].

El conteo por densitometría óptica se basa en la transmisión de un haz luminoso a través del DTES, registrando las trazas por medio de un tubo fotomultiplicador lográndose así la discriminación por altura de pulsos, de manera que se puede

Tabla 3.3. - Métodos de localización y agrandamiento de las trazas.

| Técnica | Densidad de Trazas donde se usan | Limitaciones o rasgos especiales. |
|---|--|--|
| Aluminio grabado unido al detector; transmite la luz donde el metal se removió | $< 100 / \text{cm}^2$ | Trazas oblicuas requieren mayor grabado diámetro trazas no-uniforme |
| Potencial Aplicado; (a) localiza por chispas (b) aumenta traza | $< 10 / \text{cm}^2$ $< 10^4 / \text{cm}^2$ | El alto voltaje puede aumentar los diá_ metros de la traza. |
| Potencial aplicado; trazas evaporadas en aluminio recubierto por descargas | $< 3000 / \text{an}^2$ | Altera las trazas de grabados. |
| Inyección de NH_3 por las trazas, coloreando el papel sensible | $< 1 / \text{cm}^2$ | Se pueden captar en hojas las localiza_ ciones individuales de la traza; arrastrado leptot (papel sensible). |
| Aumenta de imagen usando proyector de transparencias | 10^4 a 5×10^6 | Contadas individualmente sobre una pan_ uilla de proyección. |

Tabla 3.4 Métodos Automáticos de Exploración para conteo de trazas. [1]

| Técnica | Velocidad de Exploración $\text{cm}^2/\text{min.}$ | Densidad de Trazas cm^{-2} | Comentarios |
|---|--|-------------------------------------|---|
| Exploración Óptica | 0,15 | | Discriminación por altura de pulsos. Selección de señal característica. |
| Exploración Óptica (con enfoque automático) | 0,002 | 10^3 a 10^5 | Aplicable a policarbonatos |
| Conteo por chispas en C. D. con escalador | 10 | 0 a 3000 | El voltaje genera defectos |
| Conteo por chispas en C. A. | 100 a 200 | | Evita muchos defectos |
| Dispersión de luz | | 10^4 a 10^6 | |
| Transmisión de luz por DTES. plástico opaco | | 4×10^4 a 3×10^6 | Luz UV através de Mylar |
| Detector de Barrera Superficial + DTES. | | 4×10^2 a 10^5 | Registra partículas alfa através de las trazas del DTES. |
| Conductividad eléctrica através del DTES. | | 1 a 10^{11} | |

hacer una selección de señales correspondientes a las trazas.- La densidad óptica depende principalmente de la densidad de trazas, condiciones de grabado y espesor del detector y si se fijan los dos últimos parámetros, la densidad óptica puede resultar un indicador de la fluencia de partículas.

El método por chispas para el conteo de trazas en polímeros se basa en el conteo de descargas eléctricas que suceden a través del detector [50, 51].

En los inicios de este método, un detector se colocaba sobre un electrodo plano y el otro electrodo en forma de punta se desplazaba sobre el detector. Cada vez que el electrodo localiza una traza se produce una descarga, dando lugar al oscurecimiento y agrandamiento de la traza permitiendo la observación a simple vista. Este método solo resulta adecuado para densidades relativamente bajas y detectores delgados.

Los métodos que se han descrito en ésta sección son los más frecuentemente empleados. Para el presente estudio se eligió el método de conteo a través de microscopio óptico. Las razones principales fueron las siguientes:

- a) Es la lectura mas confiable
- b) El método es directo
- c) Se pueden medir los diámetros y discriminar el traslape de las trazas.
- d) Las ampliaciones se pueden seleccionar y los campos visuales se pueden variar.
- e) Es posible analizar trazas individuales y
- f) Por ser un procedimiento experimental no rutinario, con un número relativamente bajo de detectores se considero éste método de conteo como el más adecuado.

CAPITULO IV ESTUDIO EXPERIMENTAL

En éste capítulo se describe el método experimental y los criterios bajo los cuales es posible establecer algunos de los parámetros que caracterizan la interacción de los neutrones -- rápidos en Lexan bajo el tipo de detección por trazas. De acuerdo con lo expuesto en el capítulo III, las trazas son zonas de daño provocadas por los neutrones que desplazan de sus sitios a nucleos del detector. Las energías que adquieren estas partículas en desplazamiento van desde 0 hasta una energía máxima T_{max} . Unicamente las partículas que sobrepasan el umbral característico de registro asociado con el detector formarán la traza latente.

Una vez que la traza latente se ha formado, es posible revelarla valiéndose de un reactivo químico que actúa a cierta velocidad V_T de grabado mayor en la zona de daño que en el resto del material, o sea, por medio de un ataque preferencial. La traza revelada como se dijo en el capítulo anterior va a depender del material detector, del ángulo y tipo de partícula incidente así como de las condiciones tanto del revelador como ambientales. Una vez revelada la traza presenta gran estabilidad a cambios de temperatura y de iluminación con la consecuente posibilidad de tener tiempo más que suficiente para el recuento de las trazas sin deterioro importante en la calidad de la información.

Los modelos de formación y geometría de la traza presenta

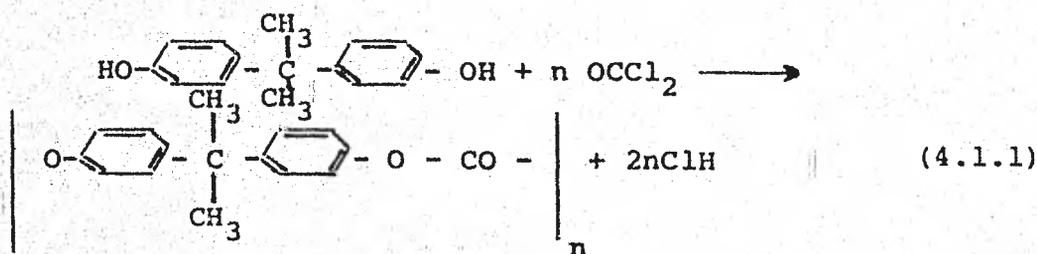
dos anteriormente son la base de sustentación en la formación y evaluación de las trazas resultantes que corresponden a los experimentos que a continuación se describen.

4.1 Selección del Detector.

El material seleccionado en este caso como detector de neutrones rápidos es el Lexan; un alto polímero con las siguientes características generales:

El nombre no comercial de este producto es bisfenol-A y su composición $C_{16} H_{14} O_3$. Pertenece al grupo de los poliésteres, los cuales son compuestos macromoleculares con sus grupos éster incorporados como puentes de enlace en las cadenas moleculares.

Los policarbonatos entre los que se encuentra el Lexan, son productos térmicos e hidrófobos, se obtienen a partir de la policondensación de dioxifenilalcanos con diéster del ácido carbónico, principalmente dioxidifenilpropano y fosgeno. Los poliésteres de acuerdo a su constitución, se separan en poliésteres lineales y poliésteres reticulares. El Lexan es un policarbonato del grupo de los poliésteres lineales, tiene una temperatura de fusión que sobrepasa los 200 °C. No obstante tener una estructura lineal no presenta tendencia a la cristalización, por lo que no es posible que se formen agrupaciones fibrilares paralelamente orientadas [12]. Dicha tendencia a no orientarse, se atribuye a un efecto de dispersión de los grupos metilo en el carbón central como se puede ver de la estructura que a continuación se muestra.



Pensando en términos de un DTES ideal, éste debe ser ópticamente transparente, claro, amorfo, sensible a la radiación, un material termoplástico en el que no se formen enlaces químicos de las cadenas al llegar la radiación y que sea susceptible a la degradación interfacial por la acción de un revelador químico adecuado. El Lexan es ópticamente transparente a longitudes de onda superiores a 2750 \AA . Para longitudes de onda de aproximadamente 3000 \AA , la transmisión de luz es de un 82%, por lo expuesto antes no tiene un carácter completamente amorfo, es sensible a la radiación ionizante como mínimo de 0.3 MeV a ^4He y de aproximadamente 1.2 MeV para neutrones. La degradación bajo la acción de las partículas nucleares, la presencia del revelador y de ciertas condiciones son puntos de estudio todavía.

Es posible resumir que el Lexan cumple bastante bien con las características deseables para un detector de partículas nucleares; a no ser por su alto umbral de detección. Este material es posible obtenerlo en el mercado en láminas con espesores que van desde $3 \mu\text{m}$ hasta láminas de 3 mm. en una gran cantidad de calibres.

El espesor de los plásticos que se trabajaron es de $200 \mu\text{m}$,

de manera que es posible hacer la suposición de colisión simple como se estableció en los modelos de formación de traza. La trayectoria libre de neutrones con energía de 1 MeV en polietileno es de 11 cm. y de 7.7 cm, para neutrones de 10 MeV en el mismo material. [19]

4.2 Técnica de Irradiación.

La irradiación con neutrones al Lexan se realizó con una fuente $^{241}\text{Am-Be}$ (α, n). Esta es una fuente de reacción alfa-neutrón como se señaló en el capítulo II. Este tipo de fuentes tiene una razón de emisión gamma baja, el emisor alfa y el material de blanco Am y Be respectivamente están unidos de modo que se tiene una buena estabilidad mecánica del compuesto.

La vida media de esta fuente radioactiva es de 458 años, la energía para la radiación alfa predominante es de 5.48 MeV, la actividad aproximada de $1.27 \pm 0.025 \times 10^7$ n/seg, la corrección por decaimiento puede considerarse despreciable puesto que se obtiene isotópicamente puro y tiene un producto hijo de vida muy larga (2.2×10^6 años). La energía promedio de los neutrones de Am-Be obtenida por medio de un espectrómetro de protones en retroceso es de 4.4 MeV. Este tipo de fuente es de una gran generación reciente.

Los detectores se colocaron en una geometría 2π con la fuente en el centro y a un ángulo de irradiación de 90° . La distribución de los detectores se hizo colocándolos en arcos de círculos concéntricos de radios, 6, 12, 20 y 30 cm. respec

tivamente en un plano horizontal, suponiendo que la fuente emite isotrópicamente en todas direcciones.

Se irradiaron las películas de Lexan durante tiempos entre 10 y 170 horas. Las paredes del laboratorio que podrían interferir en el proceso de irradiación se encontraban en promedio de 3.5 mt. de la fuente.

La distribución de los detectores fue tal que no era posible encontrar bajo una misma trayectoria y a diferente radio otra película que obstruyese la trayectoria directa que describiera un neutrón producido en la fuente.

Los detectores no se sometieron a ningún tratamiento de sensibilización previo a la irradiación. Las dimensiones de cada uno de los detectores fué de 2.5 X 5.0 cms.

Cada uno de los detectores fue marcado, asignándoles posición de irradiación, las características del proceso a seguir, así como la cara en que la radiación incidiría.

4.3 Proceso de Grabado Químico.

El reactivo empleado para revelar las trazas fue KOH al 28% a una temperatura de $58 \pm 1^\circ\text{C}$.

La degradación del Lexan por hidróxidos, es vía la separación del carbonato eslabonado por el ión hidróxido para producir un ión carbonato y varios productos orgánicos de grabado [55, 57].

El fenol es una componente que puede aparecer en la solución de grabado, sobre todo cuando se revelan grandes cantidades de plástico, o bien si la solución tiene mucho tiempo de

preparada. Para evitar ésta componente se cambio la solución frecuentemente por solución nueva y no grabándose grandes cantidades de plástico en una misma solución, ni en el mismo recipiente.

Una vez concluida la inmersión del plástico en la solución de KOH, éste se enjuaga para desactivar la acción del grabador y se seca para su ulterior observación al microscopio. El proceso de revelado se repitió con diferentes muestras para tiempos de inmersión distintos, tal que se pudiera estudiar la relación correspondiente.

Un conjunto de detectores se grabaron interrumpidamente, mientras otro con la isma historia se grabó continuamente con el objeto de establecer si hay un efecto en lo que respecta a la densidad de trazas.

Se estudió la influencia de las trazas espúreas en el conteo total de trazas. Determinando la dependencia del tiempo de irradiación, con respecto a la densidad de trazas grabadas.

El tiempo de grabado es un parámetro importante que también se evaluó, con la finalidad de determinar el crecimiento de la traza y el cambio de velocidad V_t en el tiempo. Determinados la relación que existe entre el tiempo de exposición y la densidad de trazas; a su vez con el propósito de establecer las respuesta del detector con respecto a la dosis, se contaron las trazas producidas para diferentes dosis equivalentes y así construir la curva de calibración del Lexan.

Por cada lote de detectores se tuvieron, detectores testigo, sin irradiar y bajo las mismas condiciones de grabado, pa

ra fines de establecimiento de trazas por radiación, trazas por ruido ó fondo y trazas por daños mecánicos en el material.

4.4 Determinación de las Densidades de las Trazas y sus Dimensiones.

El método que se empleó para evaluar las trazas fue el de observación a través de un microscopio óptico marca Zeiss con una ampliación total de 400 aumentos. Aunque el recuento por éste método es tedioso comparado, con otros expuestos en el capítulo III, es el método más adecuado para mediciones de calibración y referencia.

Para el conteo, se dispuso de una retícula graduada calibrada en mm; y platina adaptada para cambiar el campo de visión sin perder la posición exacta que se tenía anteriormente.

El material comprendido en éste capítulo abarca los procedimientos experimentales que se desarrollaron para el estudio de la detección de neutrones por el método de grabado químico.

En el capítulo siguiente se analizarán los resultados obtenidos, así como los alcances de este tipo de experimentos en relación a las aplicaciones para el desarrollo tecnológico en el campo de la dosimetría.

CAPITULO V RESULTADOS Y CONCLUSIONES.

5.1 Resultados.

Para determinar el registro óptimo de neutrones rápidos en Lexan se realizaron una serie de experimentos señalados en el capítulo IV, que permiten establecer las condiciones de los parámetros mas relevantes involucrados.

La técnica de detección por trazas como se ha explicado en el capítulo III, se basa en la posibilidad de hacer visibles las huellas dejadas por los neutrones. El revelado de la traza se realiza en este caso con grabado químico, determinándose el tiempo óptimo, y la evolución del diámetro de las trazas a éste tiempo. Se determinó también la dependencia del proceso de grabado tanto continuo como interrumpido.

Se hizo la determinación de la sensibilidad del detector y la respuesta a diferentes flujos, y finalmente se obtuvo la respuesta del detector en términos de dosis equivalente.

En el presente capítulo se presentan estos resultados.

a. Efectos del grabado continuo e interrumpido.

El proceso de grabado químico, que es, un ataque preferente a lo largo de la trayectoria de la partícula en el DTES, se puede efectuar de manera continua o interrumpida. Durante el grabado se forma una capa de producto del grabado sobre la superficie del detector y dicha capa actúa como un "blindaje" en

tre el detector y el grabador, decelerando así el proceso de grabado. Esto es, si la capa de producto del grabado no es removida, la velocidad de revelado de las trazas se ve reducida considerablemente. El efecto adverso de ésta capa se vuelve más importante en detectores de grabado rápido.

La Fig. 5.1 representa la variación de la densidad de trazas con el tiempo de grabado, para grabado interrumpido (A) y para grabado continuo (B), la cual indica un incremento lineal en la primera etapa en el número de trazas aunque con una pequeña diferencia en las pendientes. En la segunda etapa ya no hay un incremento considerable en la abundancia de trazas por unidad de área. Sin embargo en el modo interrumpido hay una mayor contribución al número de trazas que en el continuo. -- Después de los 90 minutos se encontró que hay un comportamiento paralelo en los dos casos.

La diferencia de la densidad de trazas entre (A) y (B) se debe fundamentalmente a la eliminación de los residuos de disolución formados que obstruyen el proceso de ataque químico con la consiguiente reducción en el número de trazas.

El grabado químico bajo las condiciones establecidas puede hacerse en modo continuo sin deterioro de información relevante, no obstante sería adecuado que durante el proceso de grabado se dispusiera de algún dispositivo mecánico para agitación de modo que se eliminaren las capas del grabado o se cambiase la solución.

En virtud de no haber un cambio sustancial en el número total de trazas en la región que se denominó segunda etapa,

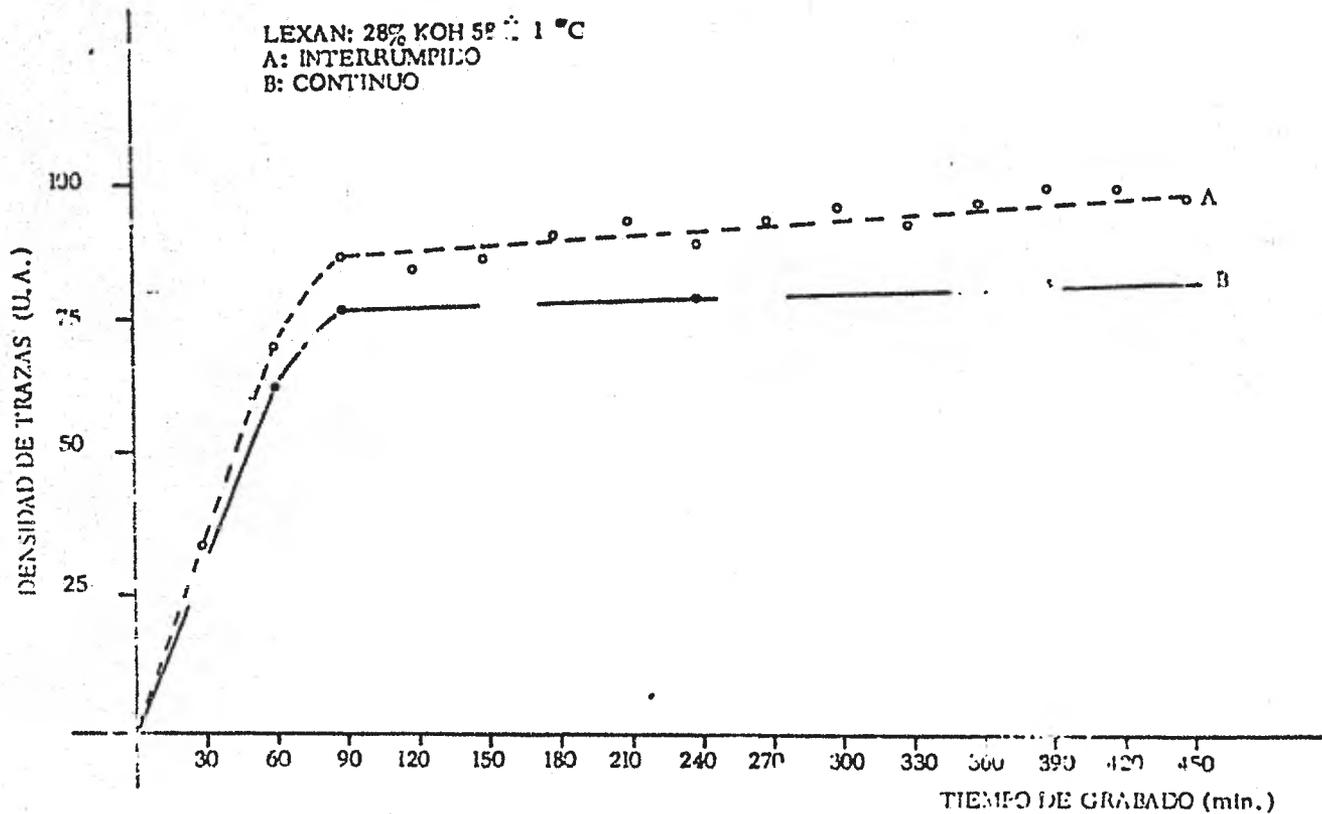


Fig.5.1- Densidad de trazas en función del tiempo de grabado (A) modo interrumpido
 (B) modo continuo.

es a éstos tiempos de grabado adecuado concluir el proceso de grabado.

b. Análisis de trazas espúreas y de fondo.

En el número total de las trazas producidas es posible encontrar las debidas a radiaciones nucleares de interés así como trazas debidas a otras fuentes, entre las que se pueden contar las de origen cósmico o bien las inducidas por emanaciones del subsuelo y de fuentes radiactivas localizadas en los alrededores. Las hay también producidas por defectos en el material, producto del proceso de elaboración, impurezas y las debidas a esfuerzos mecánicos; de manera que es posible agrupar las fuentes de producción de trazas en la siguiente forma:

- 1) Fuente de radiación de interés
- Trazas producidas por: 1.1) Radiación Ambiental
 Impurezas y
 Esfuerzos Mecánicos
 Daño en el manejo del material

La componente de trazas espúreas o de fondo es aditiva al número total de trazas, y es necesario evaluarla para poder -- discriminarla de la información que se desea analizar, o bien para corregir la geometría y disposición del arreglo experimental.

La Fig. 5.2 muestra la relación del número total de trazas (B.G), esto es las trazas producidas por los neutrones mas la contribución de las trazas de fondo; y el número reducido o efectivo de trazas (NBG) en que las trazas del fondo de radiación se han restado del total. Por consiguiente la separación

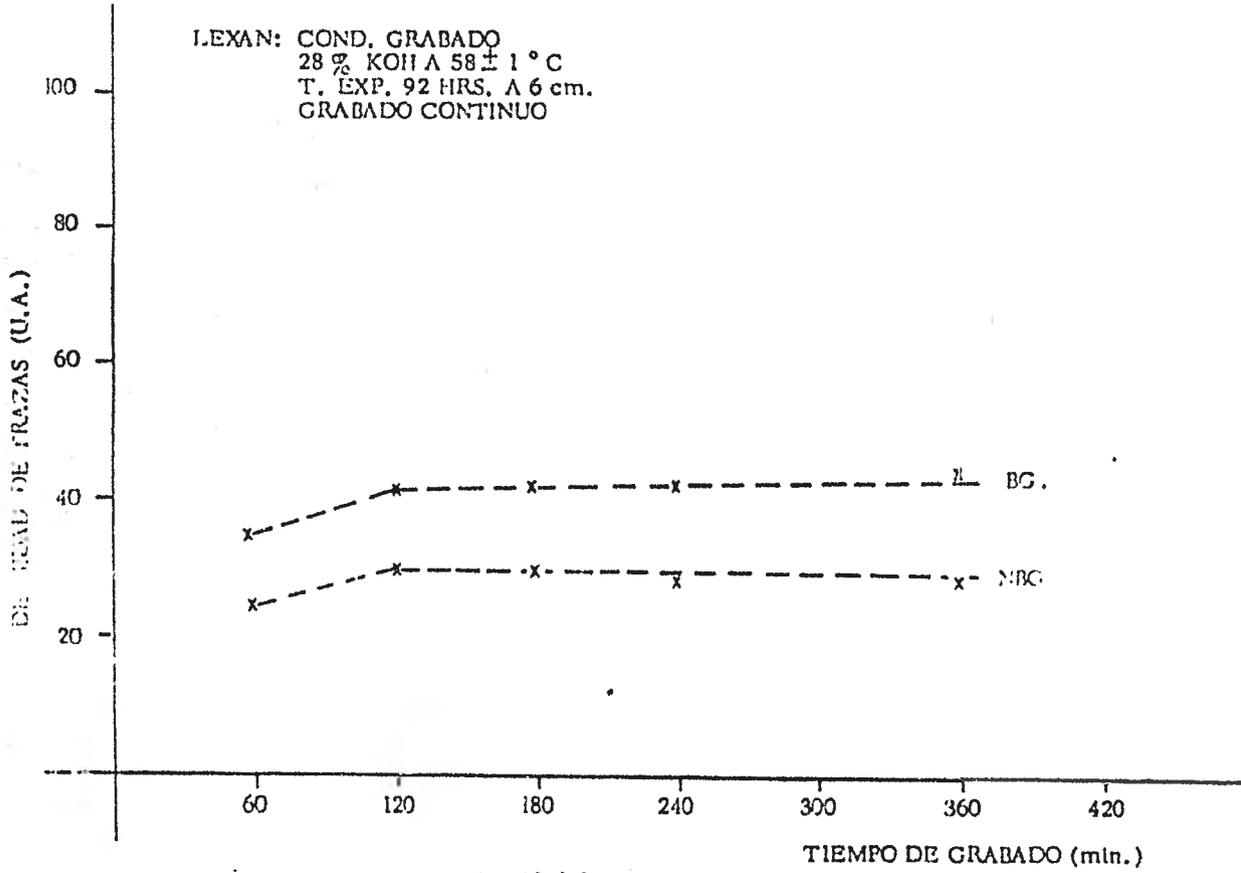


Fig. 5. 2- Relación entre la densidad de trazas y el tiempo de grabado
(BG) - denota la densidad total y (NDBG) la densidad total - las trazas espúreas.

entre las dos curvas determina precisamente las componente de trazas espúreas o fondo al conteo total.

De acuerdo con estos resultados se puede establecer que es necesario evaluar la radiación ambiental y los defectos - mismos del material pues presenta una contribución menor, pero no despreciable. El tiempo de grabado para las trazas debe tener como mínimo 120 minutos para obtener una respuesta adecuada.

El origen de las trazas de fondo en éste caso, dadas las características del arreglo experimental y el umbral natural de detección del Lexan, posiblemente se deba en su mayor parte a defectos del mismo material.

c. Evolución del diámetro de la traza.

Como se dijo en capítulos anteriores el diámetro de la traza es un parámetro de gran importancia e interés. El reconocimiento de la información resultante de parámetros que se pueden determinar de manera precisa como son: la longitud, diámetro de la traza, etc., es fundamental y representa grandes posibilidades en la identificación de partículas nucleares. Los resultados experimentales desde los inicios de la detección por trazas han justificado inequívocamente el valor y -- efectividad de la aplicabilidad de la información que se obtiene de los diámetros de las trazas durante el proceso de -- grabado. La determinación de longitudes y diámetros de las -- trazas pueden considerarse complementos naturales uno del --

otro. El método de determinación del diámetro de la traza es muy empleado, en particular cuando las mediciones de la longitud de la traza resultan menos confiables, en el caso de partículas que provocan ionización, las pérdidas de energía se acercan a la llamada ionización primaria crítica, determinando el límite de detección. Las medidas del diámetro también pueden proveer de información acerca de la isotropía del material detector o sea cuando es aplicable el modelo de trazas grabada de cono simple con ángulo $\theta = \arcsin V_g/V_t$, el cual se desarrolla como resultado simultáneo del proceso de grabado a lo largo de la trayectoria de la partícula (V_t) y del sólido dañado (V_g) a velocidades constantes; razón que ya no es válida en materiales anisotrópicos en los que hay fases de grabado para las que V_t y V_g no son constantes, dando lugar a figuras poligonales de las trazas que se deben a orientaciones cristalinas.

La Fig. 5.3 muestra el crecimiento del diámetro de la traza con el tiempo de grabado. El aumento del diámetro de la traza es lineal en el intervalo comprendido entre los 30 y 250 minutos de grabado. Después de este intervalo el cambio de las dimensiones es menos apreciable para tiempos iguales de grabado.

El Lexan presentó el carácter de un material isotrópico ya que las trazas evolucionaron continuamente, o sea que el cociente V_g/V_t resultó ser una constante.

La evolución del diámetro en la región que sobrepasa a los 250 minutos de grabado es característica de una situación

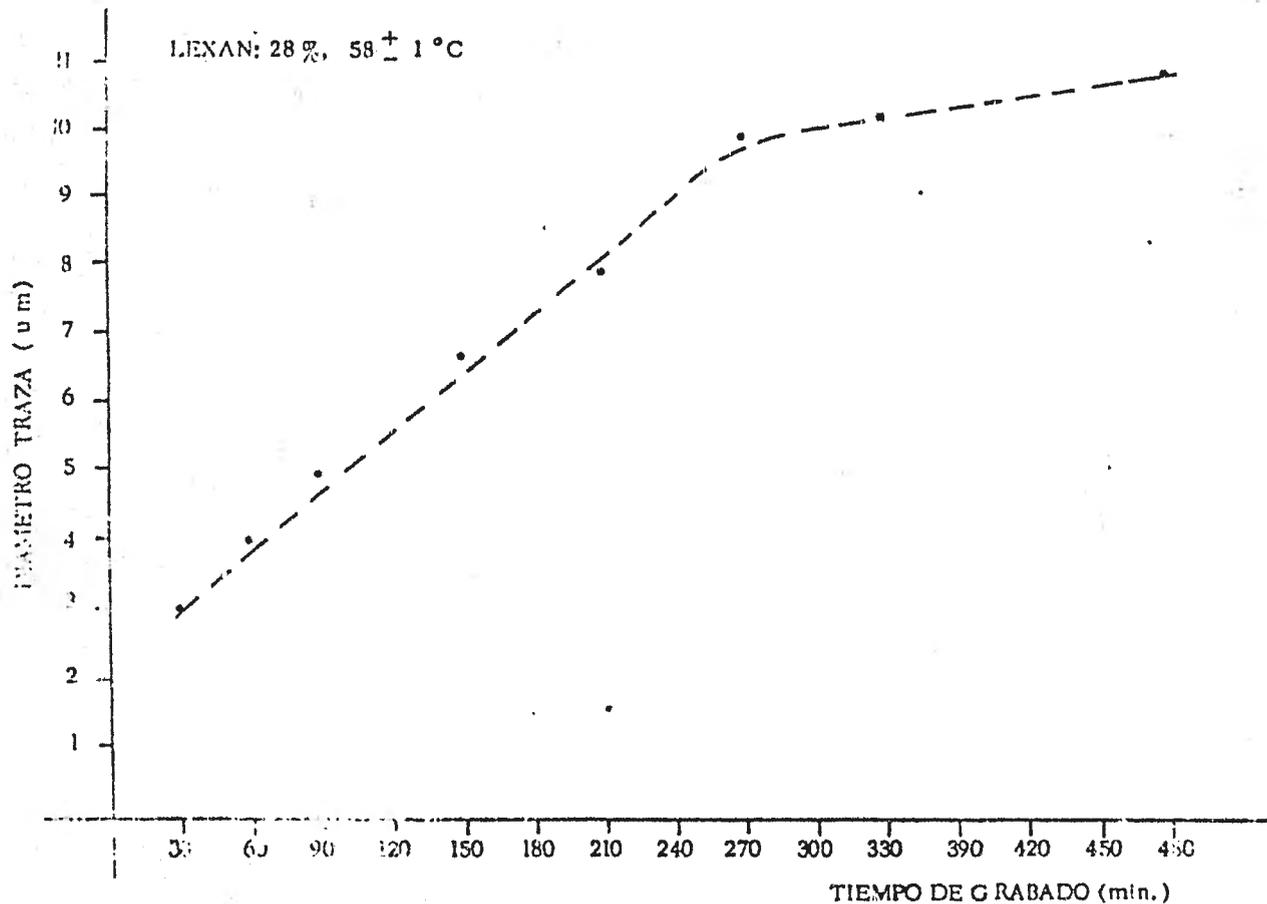


Fig. 5.3- Crecimiento del diametro de la traza vs. tiempo de grabado. El detector se expuso a los neutrones a un angulo de incidencia de 90° y se grabó a $58 \pm 1^\circ\text{C}$ con 28% KOH

en la que la velocidad V_t se aproxima a la velocidad de grabado general V_g , o sea que es la profundidad hasta donde la partícula desplazada por el neutrón ha provocado un daño importante después de la cual la velocidad de grabado V_t deja de ser preferente.

Por haberse colocado los detectores en posición normal a la fuente no es necesario hacer alguna corrección por ángulo de incidencia.

d. Relación de la densidad de trazas y el flujo.

La respuesta de los detectores a diferentes flujos da la posibilidad de saber si tienen limitaciones en cuanto a capacidad de almacenamiento de la información así como de la validez de las teorías de interacción radiación-materia.

El número de trazas ha de ser proporcional al flujo. Los neutrones provienen de una fuente puntual que emite isotrópicamente, viajan en línea recta y se distribuyen radialmente; las energías de los neutrones van desde 0 hasta una energía máxima T_m . El proceso de interacción ocurre a todas las energías, pero solamente los neutrones que llegan al detector con energía comprendida en la región rápida dejan traza en el Lexan. Las partículas α que pudieran salir directamente del emisor no tienen energía suficiente para formar trazas en este material además por el arreglo experimental las partículas alfa del ^{241}Am tienen un alcance que no excede a los 3 cm. en aire.

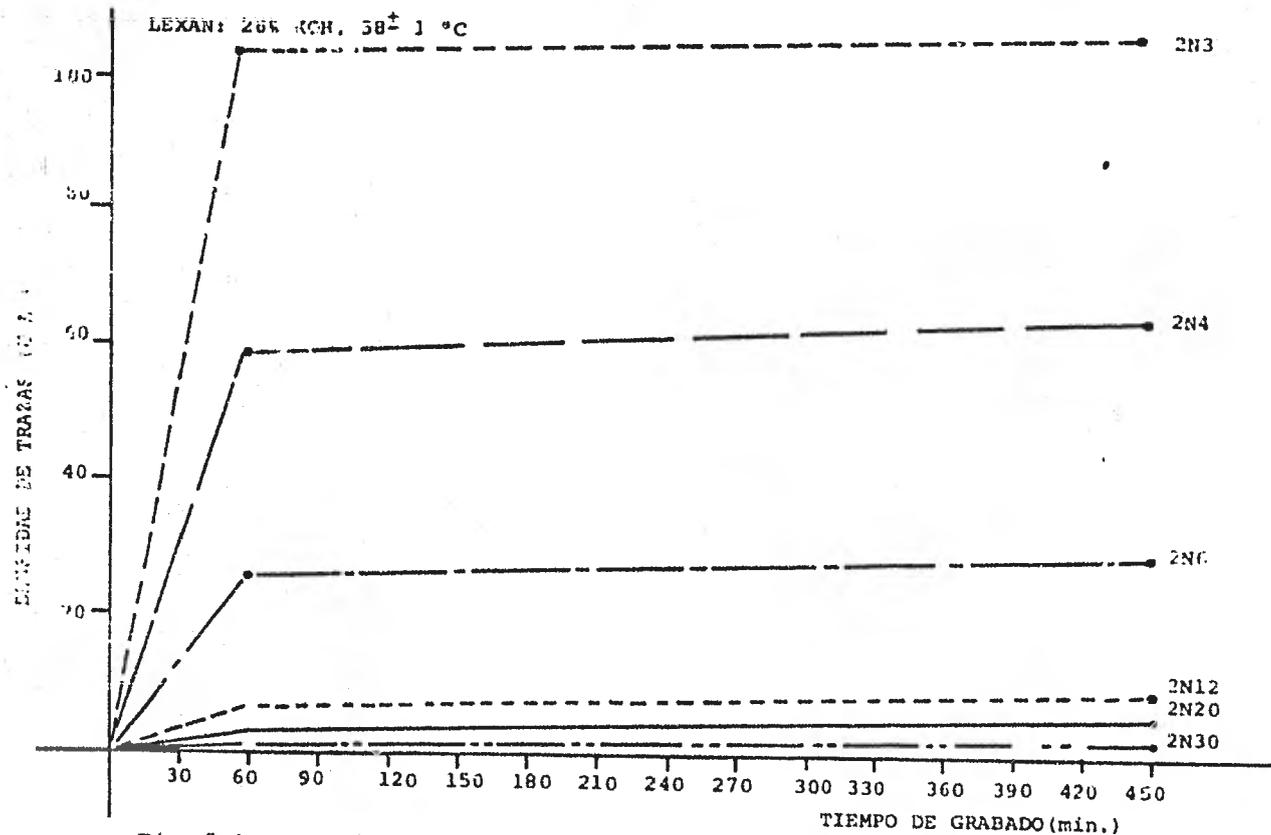


Fig. 5.4.- Densidad de trazas para diferentes flujos y tiempos de grabado.

La dependencia entre la densidad de trazas con el tiempo de grabado y a diferentes flujos se muestra en la Fig. 5.4. Las curvas estan ordenadas en orden creciente de flujo.

Cada conjunto de detectores presenta el mismo desarrollo, o sea partir de los 60 min. de grabado la densidad de trazas permanece constante en cada caso.

A mayor flujo se tiene mayor cantidad de trazas. El DTES Lexan, tiene una respuesta independiente del flujo al que esté expuesto. De ésta propiedad se pueden comenzar a establecer condiciones dosimétricas del DTES relacionadas con el flujo.

e. Determinación experimental de la ley del inverso al cuadrado de la distancia.

Usualmente conviene expresar un campo de radiación como el número de partículas que atraviesan un área de un metro cuadrado en un segundo. Esto es estrictamente la razón de fluencia pero comúnmente se le conoce como flujo (ϕ). (Cap. II).

Sea una fuente puntual que emite neutrones a razón de P - por segundo. El flujo a una distancia r es el número de neutrones que pasan a través de un área de un metro cuadrado por segundo. Puesto que todos los neutrones son emitidos uniformemente en todas direcciones, el flujo a una distancia r es el número de neutrones emitidos por segundo divididos por el área de la esfera de radio r. Esta área es $4\pi r^2$ y el flujo queda expresado por:

$$\phi = \frac{P}{4\pi r^2} \quad (\text{nm}^{-2} \text{ s}^{-1})$$

De modo que si r se duplica, r^2 se incrementa por cuatro y ϕ se reduce por cuatro veces. Esta es la ley de inverso al cuadrado.

Como la dosis de radiación está directamente relacionada al flujo, se sigue que la razón de dosis también obedece la ley antes establecida.

La Fig. 5.5 muestra la respuesta del Lexan a diferentes flujos o distancias de fuente. Efectivamente el campo de radiación presenta la variación como el inverso del cuadrado de la distancia. Esta respuesta permite comprobar que la hipótesis de fuente puntual y uniformidad en la emisión válida como se habí planteado.

Por otra parte la Fig. 5.6 presenta la relación entre dosis equivalente y distancia, se tiene una curva que corresponde a la ley del inverso del cuadrado de la distancia, de acuerdo con lo expuesto anteriormente. Esta curva es de principal importancia para los estudios radiológicos; en particular para la dosimetría personal.

f. Determinación de la linealidad y calibración.

Estableciéndose la función de respuesta del detector con el tiempo de irradiación, y la dosis equivalente se puede proponer a éste como dosímetro.

Los DTES se pueden calibrar para emplearse como dosímetros. A los dosímetros usualmente se les divide en dos categorías (i) aquellos que miden fluencia o partículas/cm² y (ii) los que miden la energía absorbida expresada en rads (1 rad =

LEXAN: 28% KOH $58 \pm 1^\circ \text{C}$
T. GRABADO 150 (min.)

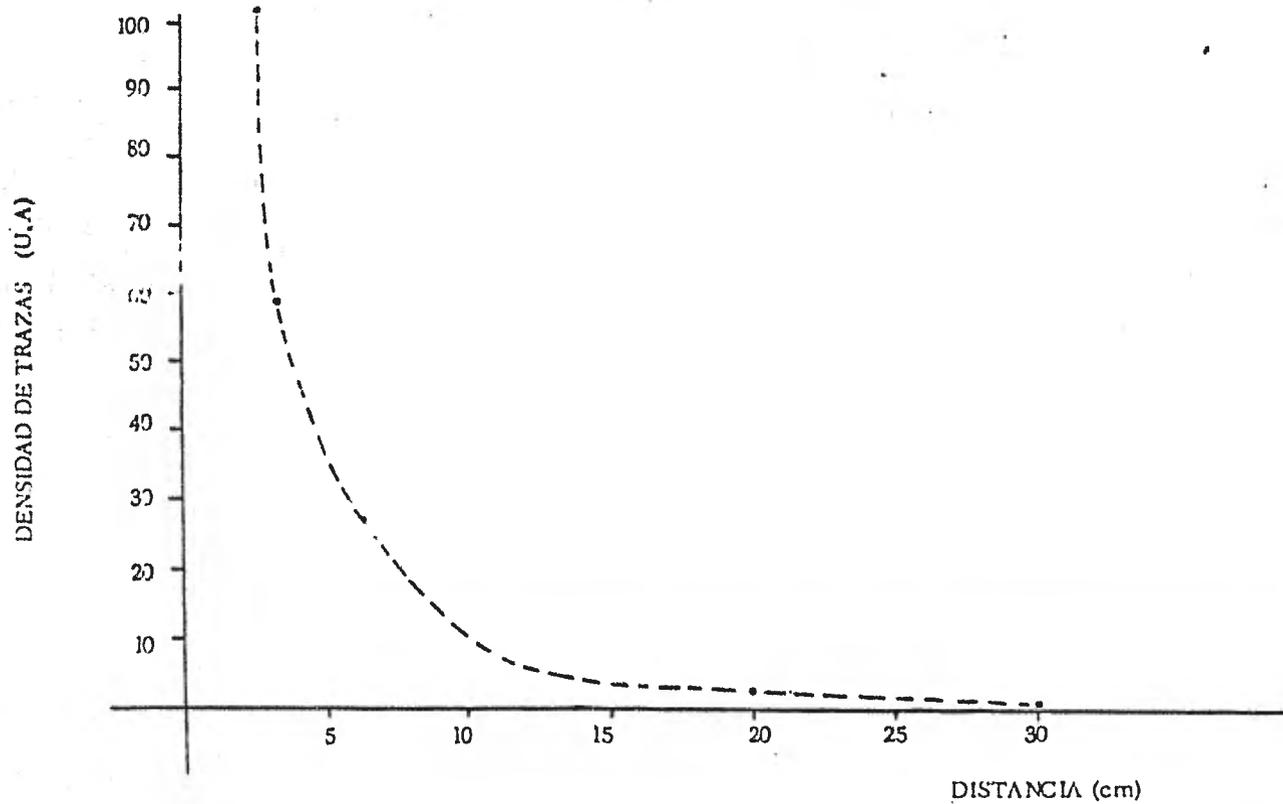


Fig. 5.5. - Atenuación de neutrones. Densidad promedio de las trazas vs. distancia

LEXAN: TEORICA
28% KOH 58 ± 1 °C
T. GRABADO 180 (min.)

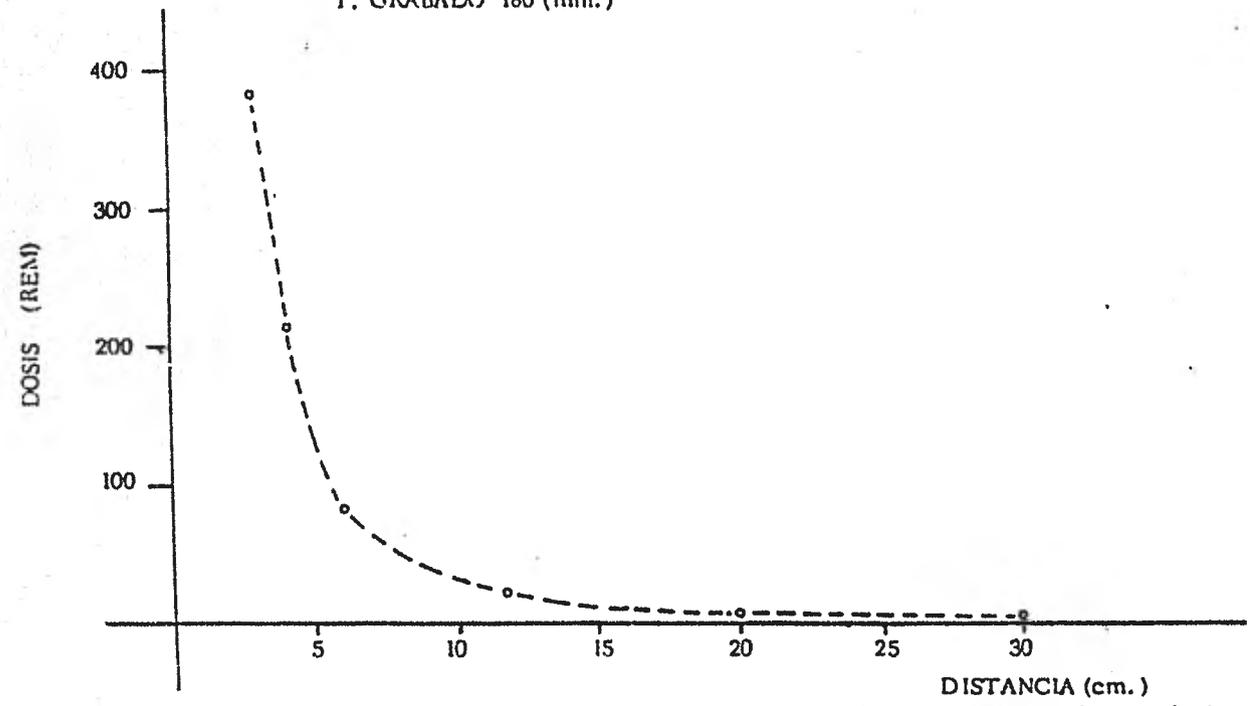


Fig. 5.6- Dosis equivalente calculada como función de la distancia . Tiempo de exposición 92 hrs.

100 erg/g) o expresada en dosis equivalente, rem (Roentgen - equivalent man).

La cantidad que se obtiene cuando la dosis absorbida se multiplica por el factor de calidad (Q) se conoce como dosis equivalente, cuya unidad original es el rem:

$$\text{dosis equivalente (rem)} = \text{dosis absorbida (rad)} \times Q$$

En el sistema de unidades SI la unidad de dosis equivalente es de Sievert abreviado Sv, el cual está relacionado al Gray como sigue:

$$\text{dosis equivalente (Sv)} = \text{dosis absorbida (Gy)} \times Q \times N$$

Donde N es un factor que involucra a la razón de dosis. En el presente el ICRP (international Commission on Radiological - Protection), ha dado un valor de uno a N. Puesto que el gray (Gy) = 1 J/Kg = 100 rad se sigue que 1 Sv = 100 rem.

El factor de calidad Q depende de la densidad de ionización causada por la radiación. Para los neutrones rápidos este es de 10. Las partículas cargadas pesadas tienen un valor Q de 20, por su parte los rayos X, γ y electrones tiene un factor de calidad de 1.

En la Fig. 5.7 se muestra la respuesta del Lexan con respecto al tiempo de irradiación, bajo las condiciones establecidas resultó lineal. La eficiencia del registro para los neutrones de Am-Be que se determinó fue de 0.7×10^5 trazas/neutrón.

La fuente de Am-Be se calibró en el Oak Ridge National Laboratory. El Lexan muestra una respuesta lineal con la dosis equivalente (Fig. 5.8), o sea la densidad de trazas formadas

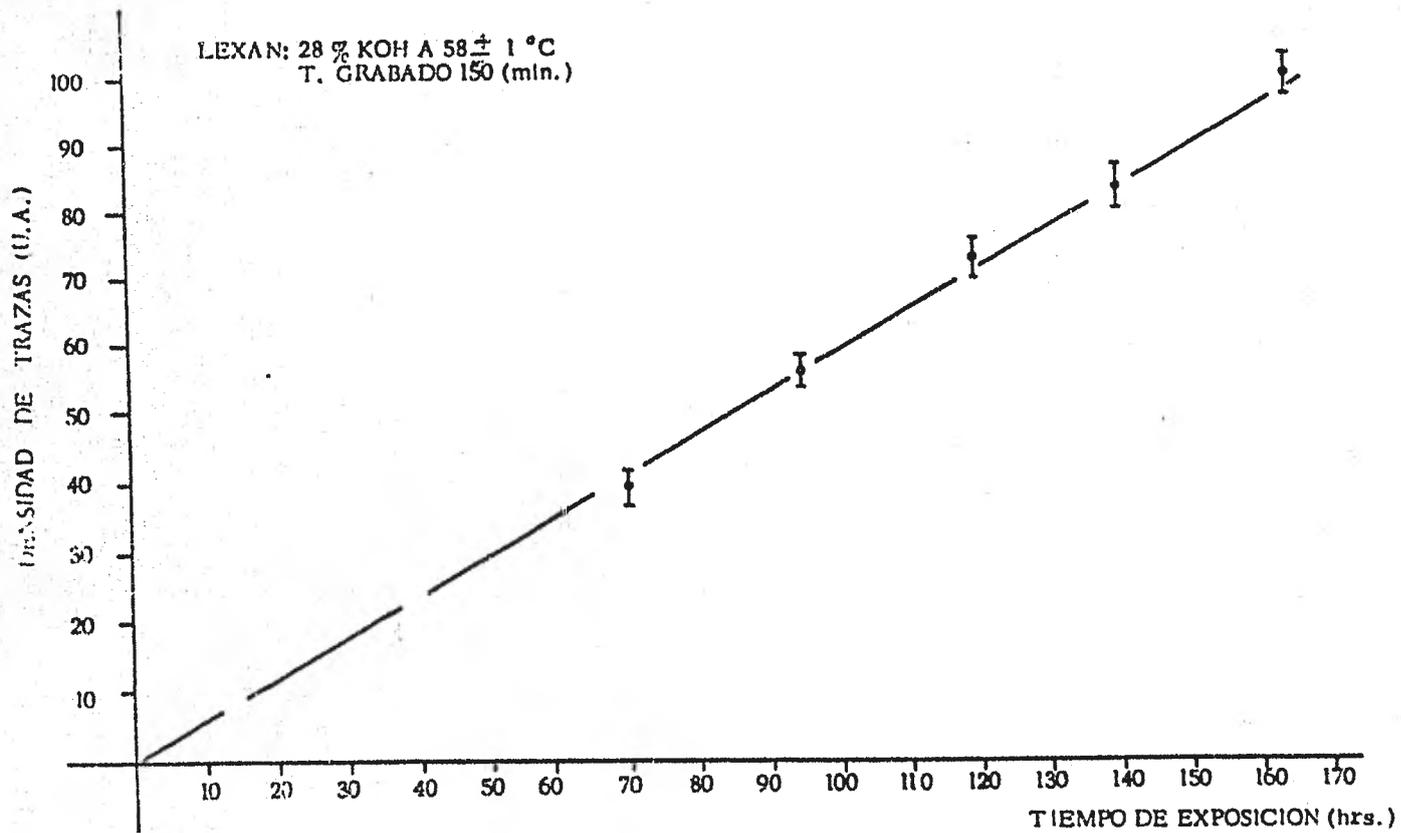


Fig. 5.7- Relación entre el tiempo de exposición y la densidad de trazas

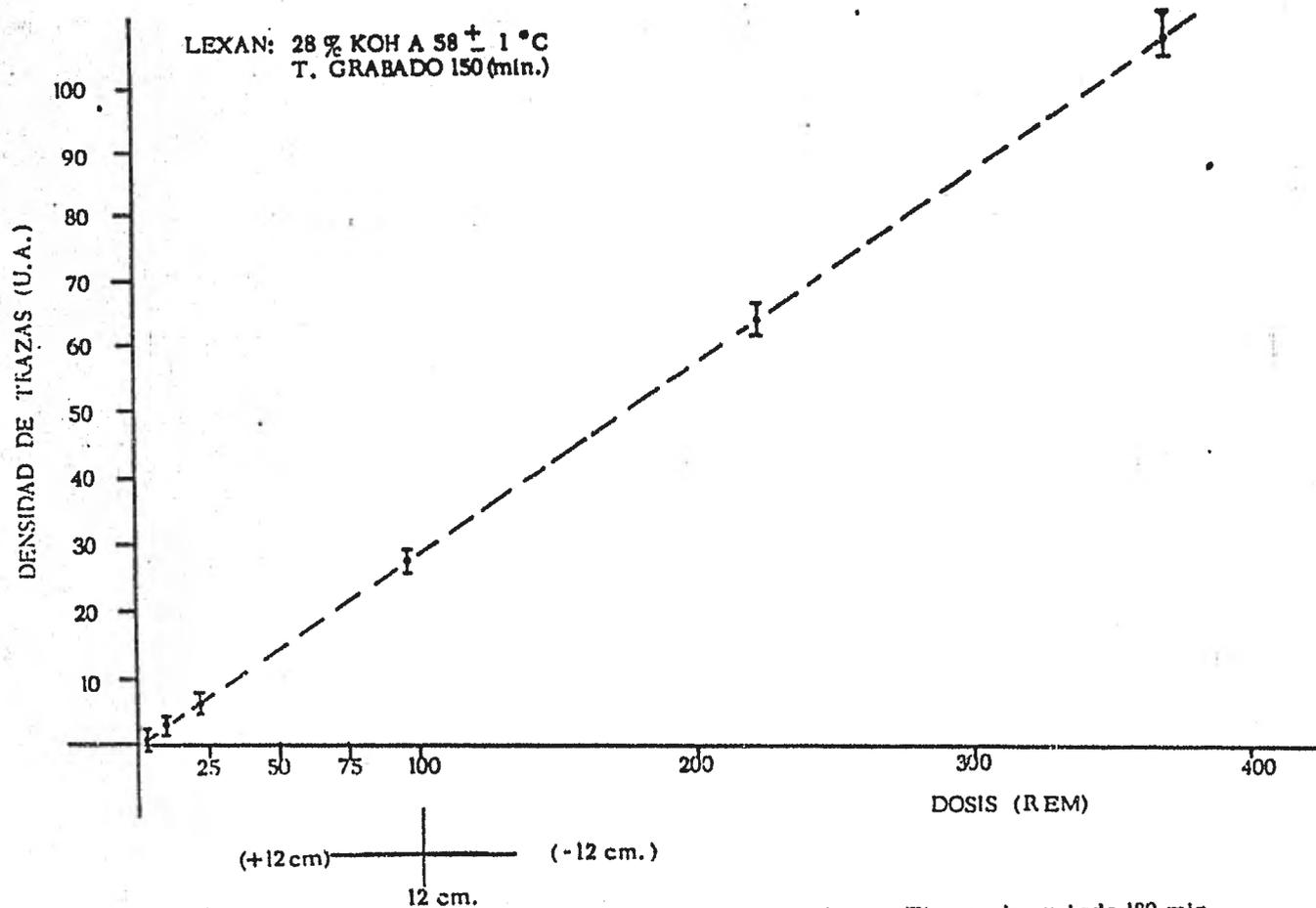


Fig.5.8- Densidad de trazas en función de la dosis equivalente. Tiempo de grabado 180 min.

como resultado de las reacciones es proporcional al flujo de neutrones en un intervalo de 1 a 400 rem. La dosis equivalente se expresa en rem puesto que el Sv no alcanza aún la generalidad.

5.2 Conclusiones.

El sistema de detección por trazas Lexan-grabado químico, se puede emplear para el monitoreo de neutrones rápidos, y si el espectro de neutrones es conocido, en dosimetrías de emergencia y de personal.

El detector de Lexan es mecánicamente resistente, las dimensiones se pueden hacer según las necesidades. La respuesta de éste detector tiene un intervalo dinámico de 1-400 rem el cual se puede ampliar en virtud de no observarse saturación para los flujos empleados.

La respuesta del Lexan es independiente de la radiación gamma y de las partículas beta, por lo que se puede emplear en campos de radiación mixtos. La información (trazas reveladas) bajo condiciones normales de temperatura e iluminación no sufre deterioro con el tiempo. El Lexan tiene un umbral -- de detección para neutrones rápidos alrededor de 1.2 MeV.

Bajo las condiciones geométricas y de grabado establecidas la sensibilidad del detector fué de 0.7×10^{-5} trazas/neutrón.

Las técnicas de detección y conteo que se siguieron en éste trabajo no requieren de equipos o dispositivos especiales, de modo que los estudios de este tipo se pueden desarrollar -

con las facilidades de un laboratorio de radiaciones convencional. Para monitoreos de rutina o de dosimetría personal, se - pueden desarrollar métodos automatizados como los mencionados, que permitan manejar una mayor cantidad de detectores e información.

Este detector representa una alternativa en la detección de neutrones. Los DTES en general se aplican a campos diversos de la ciencia y la tecnología. Se han realizado estudios en física nuclear, física de partículas elementales, geología y geofísica, en investigaciones de radiación cósmica y análisis de materiales extraterrestres.

De las aplicaciones tecnológicas se pueden encontrar entre otras la elaboración de filtros para citología, monitoreo de - aerosoles, en la determinación de contaminación radioactiva - de aguas, etc.

En particular los DTES plásticos han mostrado una gran posibilidad en la dosimetría de reactores de fisión, en instalaciones de enriquecimiento de uranio, dosimetría biológica y en instalaciones nucleares [54, 58, 59].

Paradójicamente hasta los años más recientes se ha enfocado la atención al estudio de los mecanismos de interacción y de formación de la traza por la radiación; y a la sistematización de la investigación de materiales detectores y métodos de grabado. Esta área es de gran interés ya que puede arrojar resultados y aplicaciones muy ventajosas en distintos campos de la ciencia.

B I B L I O G R A F I A

1. L. Fleischer, B. Price y L. Walker Nuclear Tracks in Solids, University of California Press, Berkeley (1975).
2. K. Becker Solid State Dosimetry CRC Press Cleveland (1973).
3. K. Becker Health Physics 12, 769 (1966)
4. P. Prevo et.al. J. Appl. Phys. 35, 2636 (1964)
5. K. Josefowicz Nucl. Instr. Meth, 93, 369 (1971)
6. N. Tuyn Trans. Am. Nucl, Soc, 13, 523 (1970)
7. K. Becker Health Physics 27, 598 (1974)
8. R. D. Evans The Atomic Nucleus, Mc. Graw Hill N. Y. (1955).
9. W. Price Nuclear Radiation Detection, Mc. Graw Hill N.Y. (1964).
- 10 R. Kase y R. Nelson Concepts in Radiation Dosimetry Pergamon Press (1978)
- 11 V. Benton y P. Henke Nucl, Instr. Methods, 67, 87 (1969)
- 12 D. Jackson Classical Electrodynamics, N.Y. - (1975) John Wiley & Sons.
- 13 E. Segré Experimental Nuclear Physics, N.Y. Vol. I (1953) John Wiley & Sons.
- 14 E. Fermi Nuclear Physics, The University of Chicago Press, reimpresión Midway (1974)
- 15 A. Foderaro The Elements of Neutron Interaction Theory, The MIT Press, Cambridge (1971)
- 16 R. Lamarsh Introduction to Nuclear Reactor -- Theory Addison Wesley Pub. Co., -- Mass. (1974)
- 17 J. Salmon Theorie des Neutrons Rapides, Presses Universitaires de France, Paris (1961)

- 18 H. Attix y C. Roesch,
(Eds.) Radiation Dosimetry Vol. I, II y
III Academic Press N.Y. (1968)
- 19 A. Chapiro Radiation Chemistry of Polimeric
Systems, Interscience Publishers
Inc. N.Y. (1962)
- 20 S. Nikitina, V. Zhuravs
kaya y S. Kuzminsky Effect of Ionizing Radiation on High
Polymers, Gordon and Breach N.Y. (1963)
- 21 J. Dienes y H. Vineyard Radiation Effects in Solids.
Interscience Publishers Inc. N.Y.
(1957)
- 22 P. Martínez de las
Marías Química y Física de los Altos Polí
meros y Materias Plásticas. Ed. --
Alhambra, Madrid (1972).
- 23 B. Price y M. Walker J. Appl. Phys, 33, 3407 (1962)
- 24 L. Fleischer et.al. Science 149, 383 (1965)
- 25 L. Fleischer et.al. J. Appl. Phys 36, 3645 (1965)
- 26 L. Fleischer et.al. Phys. Rev. 156, 353 (1967)
- 27 J. Kobetich y R. Katz Phys, Rev. 170, 391 (1968)
- 28 R. Katz y I. Kobetich Phys, Rev. 170, 401 (1968)
- 29 V. Benton USNRDL-TR-67-80 Report (1967) U.S.
Nav. Rad.Def.Lab. San Francisco Calif.
- 30 V. Bontos y P. Henke Nucl. Instr. Meth, 67, 87 (1969)
- 31 V. Benton y D. Nix Nucl. Instr. Meth, 67, 343 (1969)
- 32 G. Somogyi et.al Nucl. Instr. Meth, 134, 129 (1976)
- 33 G. Paretzke Rad. Effects 34, 3 (1977)
- 34 V. Benton USNRDL-TR-68-14 Report (1968) U.S.
Nav. Rad.Lab. San Francisco Calif.
- 35 G. Paretzke y V. Benton Nucl. Instr. Meth, 108, 73 (1973)
- 36 P. Henke y V. Benton Nucl. Instr. Meth, 97, 483 (1971)
- 37 G. Somogyi y D. Paul Rad. Effects 20, 181 (1973)
- 38 G. Somogyi y A. Szalay Nucl. Instr. Meth, 109, 211 (1973)

- 39 G. Somogyi Atomki Közlemények, Vol. 21 No. 2 (1979)
- 40 A. Young, Nature 182, 375 (1958)
- 41 H. Silk y S. Barnes Phil. Mag. 4, 970 (1959)
- 42 D. Dimitriev et.al. Rad. Effects. 34, 33 (1977)
- 43 R. Johnson y K. Becker ORNL-TM 2826 Report (1970)
- 44 A. Khan Nucl. Instr. Meth, 126, 557 (1975)
- 45 A. Kahn Nucl. Instr. Meth, 109, 515 (1973)
- 46 G. Baroni et.al. Nucl. Instr. Meth, 98, 221 (1972)
- 47 V. Benton y P. Henke Nucl. Instr. Meth, 70, 183 (1969)
- 48 A. Khan y A. Durrani Nucl. Instr. Meth, 98, 229 (1972)
- 49 G. Somogyi RAD. Effects 16, 283 (1972)
- 50 Y. Nishiwaki IAEA-SM-167/22 IAEA Viena (1973)
- 51 K. Becker y A. Razek Nucl. Instr. Meth, 124, 557 (1975)
- 52 L. Tommasino y C. Armellini Rad. Effects 20, 253 (1973)
- 53 W. G. Cross y L. Tommasino Health Physics 15, 196 (1968)
- 54 V. Griffith et.al. Health Physics 36, 235 (1979)
- 55 G. Cartwright y K. Shirk Nucl. Instr. Meth, 153, 457 (1978)
- 56 A. Gruhn et.al. Proceeding 10 th Int. Conf. SSTD, Lyon (1979)
- 57 G. Espinosa PNL-3910 Report (1981) Bettelle Memorial Institute U.S.
- 58 L. Fleischer Nucl. Instr. Meth, 147, 1 (1977)
- 59 G. Espinosa Proceeding 10 th Int. Conf. SSTD, Lyon (1979).