



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

OPTIMIZACIÓN DEL ESPECTRO DE ENERGÍAS DE  
LOS FRAGMENTOS DE FISIÓN  $^{252}\text{Cf}$  CON  
DETECTORES DE TRAZAS EN ESTADO SÓLIDO.

TESIS PROFESIONAL

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A:

ROBERTO RAYA ARREDONDO



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

# I N D I C E

	PAG.
I N T R O D U C C I O N	1
CAPITULO I	
INTERACCION DE LA RADIACION CON LA MATERIA	
I.1. Radiación y radiactividad	4
I.2. Tipos de radiación y sus propiedades	9
I.3. Neutrones y fragmentos de fisión	13
I.4. Radiaciones que emite una fuente de $^{252}\text{Cf}$	16
I.5. Efectos de las partículas pesadas en la materia	17
I.5.1. Sección eficaz	19
I.5.2. Poder de frenado	25
I.5.3. Desplazamiento atómico	30
I.5.4. Ionización debida a los fragmentos de fisión	32
CAPITULO II	
TECNICAS DE DETECCION DE LA RADIACION	
II.1. Principales tipos de detectores	34
II.2. Cámaras de niebla, de burbujas y de chispas	35
II.3. Métodos de detección que utilizan - instrumentación electrónica asociada.	37
II.4. Detectores semiconductores	40
II.5. Detectores de neutrones	43
II.6. Detectores por trazas	46

## CAPITULO III

## TEORIA DE LA FORMACION DE TRAZAS

III.1. Modelo de la formación de trazas (Explosión ionica puntual)	51
III.2. Propiedades de los materiales y partículas que forman trazas	55
III.3. Geometría de las trazas	59
III.4. Grabado químico	64
III.5. Métodos de conteo	66
III.6. Dependencia de la energía y resolución espectral.	74

## CAPITULO IV

PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL PARA LA OBTENCION DEL  
ESPECTRO DE ENERGIAS DEL  $^{252}\text{Cf}$ 

IV.1. Materiales y equipo usados	78
IV.2. Irradiación de los vidrios detectores	80
IV.3. Grabado químico de los detectores	82
IV.4. Conteo y medición de los diámetros de las trazas.	83

## CAPITULO V

## RESULTADOS Y GRAFICAS

V.1. Distribuciones del tamaño de los diámetros en los diversos tiempos de grabado	84
V.2. Otras propiedades de las trazas grabadas	95
V.3. Curva de los parámetros de resolución L/V, H/V y L/H en función del tiempo de grabado	104

	PAG.
CONCLUSIONES	109
APENDICE	111
REFERENCIAS	114

## I N T R O D U C C I O N

El presente trabajo tiene por objetivo la determinación del espectro de energías de los fragmentos de fisión emitidos por una fuente de  $^{252}\text{Cf}$ , con detectores de trazas nucleares en estado sólido SSNTD\*, para lo cual se obtuvieron las distribuciones de los diámetros de las trazas formadas en los materiales detectores, en diferentes tiempos de grabado, hasta lograr las condiciones óptimas o sea la mayor resolución espectral caracterizada por los valores de los parámetros de resolución L, H, V.

Se utilizaron como materiales de detección los tres diferentes tipos de vidrios que a continuación se mencionan; silicio fundido o vitrosil, sodio-calcio y cubierta de hemacitómetro. Cada uno de ellos fue estudiado durante un amplio intervalo de tiempo de grabado, proporcionándonos varios valores en la resolución espectral de los fragmentos de fisión de la fuente de  $^{252}\text{Cf}$ .

En el estudio de la interacción de la radiación con la materia, y en el caso especial de la interacción entre partículas cargadas y un cierto material, se investigan los efectos producidos por esas partículas. En los materiales dieléctricos el efecto producido por tal interacción, es un daño latente que se forma a lo largo de la trayectoria de la partícula, este daño puede convertirse mediante un proceso ade-

---

\* Son las iniciales del nombre que se les da en inglés a este tipo de detectores o sea Solid State Nuclear Track Detectors.

cuado en un daño claramente visible al observador. Al daño visible se le conoce como traza de la partícula en el dieléctrico; las trazas pueden proporcionar gran información acerca de las propiedades de las partículas que las forman en el material detector.

La energía de una partícula, cuya carga se conoce, se puede determinar midiendo la longitud de la traza que forma en un determinado material de detección, como por ejemplo, vidrios, micas, polímeros, plásticos, etc. La información que nos puede ser útil sobre el daño grabado, producido por una partícula cuando incide y pierde su energía en un cierto medio, se puede obtener estudiando la razón de pérdida de energía como una función de su recorrido en dicho medio. Por lo tanto, podemos inferir que el diámetro de una traza grabada en un material SSNTD, tal como sería el caso de un vidrio, es una buena medida de la energía disipada por un fragmento de fisión en dicho medio.

En la determinación del espectro de energías de los fragmentos de fisión, el uso de detectores electrónicos convencionales es una tarea complicada, sobre todo si existen interfiriendo campos de radiación de altas intensidades de otra naturaleza, tales como, rayos gamma, partículas  $\alpha$ , partículas  $\beta$ , neutrones, etc. En tales casos los detectores SSNTD ofrecen varias ventajas, siendo las principales su bajo costo; se puede escoger y alterar sin ningún problema su forma, tamaño y espesor, además de que son insensibles a las ra

diciaciones  $\beta$  y  $\gamma$ . Su principal desventaja es que poseen una - resolución espectral relativa más baja. De ahí que en el pre - sente trabajo se trate de optimizar la resolución de tal ti - po de detectores, con el fin de que puedan competir con los métodos tradicionales, dando otra opción en los procedimien - tos de detección.

En el Capítulo I están contenidas las definiciones fun - damentales de los tipos de radiación ionizante junto con sus propiedades y la forma en que interaccionan con la materia. Además, se proporciona una pequeña ilustración del proceso - de fisión y los tipos de radiación que emite una fuente de - <sup>252</sup>Cf.

Los principales métodos de detección de la radiación io - nizante se describen en el Capítulo II, dando un mayor énfasis al método de detección por trazas en medios dieléctricos.

En el Capítulo III se describen la teoría de los mecanis - mos de formación de trazas en dieléctricos, así como las pro - piedades de los materiales y partículas que forman trazas. - También se exponen las diferentes técnicas de revelado y con - teo de trazas.

El procedimiento experimental y los resultados que se - obtuvieron con cada uno de los tres diferentes materiales - utilizados se presentan en los dos últimos capítulos.



## C A P I T U L O I

## INTERACCION DE LA RADIACION CON LA MATERIA

Antes de iniciar el estudio de los efectos que produce la radiación al interaccionar con la materia, sería de gran utilidad conocer algunas definiciones fundamentales sobre los diferentes tipos de radiación y las cantidades directamente relacionadas con la radiactividad. También resulta conveniente contar con una breve descripción del proceso de la fisión nuclear.

## I.1 RADIACION Y RADIATIVIDAD

Un fenómeno muy importante de la física nuclear es la radiactividad, que consiste en la emisión de energía por parte del núcleo. La emisión se debe a que el núcleo se encuentra en un estado excitado de energía o tiene una configuración inestable; el núcleo cede su exceso de energía o cambia su configuración a una más estable mediante la emisión de una onda o de una partícula. A este proceso se le denomina desintegración radiactiva.

Existen dos formas de emisión radiactiva fundamentales: emisión espontánea y emisión inducida. La emisión espontánea se debe a la desintegración del núcleo en forma natural a diferencia de la emisión inducida, la cual es producto de la interacción de un agente externo con el núcleo.

La actividad en un material radiactivo se define <sup>(2)</sup> como el número de transformaciones nucleares que ocurren en una cantidad dada de material por unidad de tiempo. Si  $N$  represen

ta la cantidad de núcleos radiactivos que existen en un tiempo  $t$ , entonces la actividad  $A^{(12)}$  va a estar dada por la razón de cambio de  $N$  con respecto al tiempo o sea,

$$A = - \frac{dN}{dt} \quad (1)$$

el signo menos sirve para volver positivo el valor de  $A$ , ya que  $\frac{dN}{dt}$  es una cantidad negativa pues  $N$  es decreciente.

La unidad de la actividad  $A^{(11)}$  son los segundos recíprocos y se le conoce con el nombre especial de Becquerel, - al cual se le representa de la siguiente manera

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ seg}^{-1}$$

La actividad de una muestra radiactiva disminuye con el tiempo en una forma exponencial, y la ecuación empírica que rige este comportamiento está dado por,

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

donde  $A$  es la actividad que tiene la muestra en el tiempo  $t$ ,  $A_0$  es la actividad inicial para  $t_0 = 0$ ,  $\lambda$  se le conoce como la constante de desintegración, y tiene un valor diferente y característico para cada elemento radiactivo distinto.

Se define como vida media  $T_{1/2}$  de una muestra radiactiva al periodo en el cual el valor inicial  $A_0$  se reduce a la

mitad de su valor original. La relación que existe entre la vida media ( $T_{1/2}$ ) y la constante de desintegración  $\lambda$  se establece sustituyendo en la ec. (2) a  $t$  por  $T_{1/2}$  y a  $A$  por  $A_0/2$  por lo tanto se tiene que,

$$A_0/2 = A_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0.693}{T_{1/2}} \quad (3)$$

Ya que  $N$  representa el número de núcleos radiactivos - que existen en la muestra sin desintegrarse en el tiempo  $t$ . Entonces  $dN$  será el número de núcleos que se desintegran en el intervalo de tiempo  $dt$ , luego el número  $dN$ , estará dado por el producto, del número de núcleos  $N$  por la probabilidad que tiene cualquier núcleo de desintegrarse en el intervalo  $dt$ , la cual está dada por  $\lambda dt$ , por lo tanto nos queda que,

$$dN = - N \lambda dt \quad (4)$$

el signo menos se debe a que  $N$  es menor conforme  $t$  aumenta.

A la anterior ecuación la podemos poner de la siguiente forma

$$\frac{dN}{N} = - \lambda dt$$

al integrar las dos partes de la ecuación nos queda

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = - \lambda \int_0^t dt$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (5)$$

con lo cual podemos calcular el número de núcleos  $N$  que no se han desintegrado después de un tiempo  $t$ , a partir del valor de  $N_0$  que es el número de núcleos originales que existían sin desintegrarse en el tiempo  $t_0$ .

Ya que la actividad de una muestra radiactiva está dada por la ecuación (1), y de las ecuaciones (4) y (5) podemos obtener una relación entre la actividad y el número de núcleos radiactivos existentes en el tiempo  $t$ .

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

esto es cierto si

$$A_0 = \lambda N_0$$

y en general si

$$A = \lambda N \quad (6)$$

La vida promedio  $\bar{T}$  de los núcleos radiactivos de una muestra está dada por el inverso de la constante de desintegración y la relación que tiene con la vida media está dada por

$$\bar{T} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{0.693} = 1.44 T_{1/2} \quad (7)$$

La dosis  $D^{(12)}$  es el valor de la energía absorbida  $\Delta E$  por unidad de masa  $\Delta m$  en un lugar específico del material, o sea

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m} \quad (8)$$

la unidad de la dosis absorbida es el Joule por kilogramo y recibe el nombre especial de Gray, el cual es igual a

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ Joule/kg} = 100 \text{ erg/gr}$$

además, se denomina como razón de dosis absorbida  $\dot{D}$ , al cociente del incremento de la dosis absorbida  $\Delta D$  en un intervalo de tiempo  $\Delta t$ , o sea  $\dot{D} = \frac{\Delta D}{\Delta t}$

La exposición  $X$ , <sup>(12)</sup> es el valor absoluto de la carga total de los iones de uno y otro signo cuando todos los fotones de la radiación ionizante son completamente frenados en un volumen de aire con una masa  $\Delta m$ , por lo tanto

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m} \quad (9)$$

la unidad de exposición es el Coulomb por kilogramo y se representa de la manera siguiente: C/kg.

La razón de exposición  $\dot{X}$  es el cociente de  $\Delta X$  por  $\Delta t$  - siendo  $\Delta X$  el incremento de exposición en el intervalo de tiempo  $\Delta t$  o sea que  $\dot{X} = \frac{\Delta X}{\Delta t}$ .

Existe una relación entre la razón de exposición y la actividad de una fuente radiactiva puntual que está dada por la siguiente ecuación

$$\dot{X} = \frac{A}{d^2} G \quad (10)$$

donde A es la actividad de la muestra, d la distancia a la muestra y G es el poder de ionización de la radiación emitida por la fuente radiactiva.

## I.2 TIPOS DE RADIACION Y SUS PROPIEDADES

Primeramente se dará la definición de lo que son las partículas de ionización directa y las partículas de ionización indirecta. Las primeras son partículas cargadas (electrones, protones, partículas alfa, fragmentos de fisión, etc.) que tienen suficiente energía cinética para producir ionización por el efecto de las colisiones que sufren con los átomos del medio con que interaccionan.

Las partículas de ionización indirecta son las que no tienen carga (neutrones, fotones, etc.) y pueden liberar partículas de ionización directa o inician transformaciones nucleares.

La radiación ionizante, por lo tanto, se define como cualquier radiación que consista de partículas de ionización directa o indirecta o bien puede ser una mezcla de ambas.

Existen varios tipos de radiación nuclear; las principales son: radiación alfa, radiación beta, radiación gamma, emisión neutrónica y la radiación debida a los fragmentos de fisión.

La radiación alfa consiste en partículas que son núcleos de helio emitidas con una energía discreta y una vida media característica para cada tipo de emisor. Al ser expulsadas del núcleo, tienen velocidades del orden de un veinteaño de la velocidad de la luz<sup>(2)</sup>. Debido a su masa y a su velocidad, poseen una gran energía cinética. Para decaimiento natural, presentan energías usualmente en el rango de 4 a 9 MeV. La pérdida de energía de una partícula alfa se debe, funda-

mentalmente, a la ionización y excitación que produce en los átomos del medio en que incide.

La radiación beta consiste en partículas cargadas emitidas por el núcleo de un átomo inestable, con una masa y carga igual en magnitud a la que poseen los electrones. Hay dos clases de partículas beta cuya única diferencia es el signo de su carga y se representan por  $\beta^+$  y  $\beta^-$ .

A diferencia de las partículas alfa, las beta no son emitidas con energías discretas, sino que muestran un rango continuo de energías. El átomo emisor de betas emite con diferentes energías hasta un cierto valor máximo. Este valor máximo de energía es característico para cada átomo diferente y la energía promedio de una fuente de betas es alrededor de 1/3 de la energía máxima, para el caso de las betas negativas,  $\beta^-$ , y 0.4 del valor máximo de energía para las betas positivas,  $\beta^+$ . Las betas negativas pierden su energía al atravesar la materia por medio de varias formas; el mecanismo más frecuente con el que la pierden es el debido a las colisiones con los electrones orbitales de los átomos de la sustancia que atraviesan, produciendo ionización y excitación. Otra forma en que la pierden ocurre cuando interaccionan con los núcleos del medio produciendo la emisión de rayos X; este proceso ocurre predominantemente con las partículas más energéticas. Los procesos de ionización y excitación en los cuales las partículas beta y alfa pierden su energía son los mismos en ambas. Pero debido a que la masa y carga de las betas es

menor que la de las alfas, las betas producen menos iones - por centímetro de trayectoria. Por lo tanto, las betas tie- - nen una mayor penetración en la materia que la que tienen - las otras.

La radiación gamma consiste en ondas electromagnéticas de origen nuclear con una longitud de onda extremadamente - corta; además de que son capaces de penetrar la materia con mayor facilidad, el rango de longitudes de onda que tienen - los rayos X y la radiación gamma va de  $10^{-6}$  a  $10^{-11}$  cm. A - causa de que su longitud de onda es muy pequeña, las ondas - electromagnéticas de que consiste la radiación gamma son muy energéticas.

La mayoría de los átomos que decaen por la emisión beta emiten también rayos gamma; muchos átomos que decaen por la emisión alfa, también emiten rayos gamma. Se produce la emisión gamma cuando el núcleo de un átomo queda en un nivel de energía superior a su estado base de energía, después de haber emitido una alfa o una beta. De hecho los rayos gamma - pueden ser emitidos por cualquier núcleo que se encuentre en un estado excitado.

La radiación gamma transfiere su energía a la materia - mediante la ionización secundaria. Son tres las principales formas en que la radiación gamma interacciona con la materia: el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton, y la creación de pares. En los tres efectos se producen electrones que ioni- - zan y excitan a otros átomos del medio.



La emisión neutrónica consiste en partículas sin carga, conocidas como neutrones, las cuales se originan mediante reacciones nucleares. En la siguiente sección se presenta una descripción más completa sobre este tipo de partículas.

La forma como interacciona un neutrón con la materia depende de la energía del neutrón y de la naturaleza de los átomos del material con que interacciona. Para los neutrones relativísticos, las reacciones nucleares son los procesos de interacción más importantes. En los neutrones rápidos la dispersión elástica es la forma predominante de interacción. La dispersión inelástica es el proceso de interacción dominante para los neutrones intermedios. El principal tipo de interacción de los neutrones térmicos es la captura, en la cual el neutrón pasa a ser parte del núcleo absorbedor. El núcleo compuesto que así se forma se libera del exceso de energía, usualmente mediante la emisión de un rayo gamma. La ionización que producen los neutrones al interactuar con la materia es casi totalmente secundaria.

El campo de radiación debido a los fragmentos de fisión está formado por las partículas cargadas que se originan al fisionarse los núcleos de átomos cuyo número másico  $A$  es mayor que 230. El proceso de fisión nuclear y los fragmentos de fisión se describen en seguida con mayor detalle.

### I.3. NEUTRONES Y FRAGMENTOS DE FISIÓN

En 1932 James Chadwick propuso la existencia de ciertas partículas nucleares para explicar el fenómeno de la radiación emitida por el berilio al ser bombardeado con partículas alfa.

A dichas partículas se les llamó neutrones, reconociéndolas como parte fundamental de la estructura del núcleo. Esas partículas son inestables cuando se hallan fuera del núcleo y decaen por medio de la emisión  $\beta$ , produciendo un protón, un electrón y un antineutrino; la vida media con que decaen es de  $T_{1/2} = 12.8$  min. La masa en reposo del neutrón, casi igual a la del protón, es de  $M_n = 1.0086654$  uma; como característica fundamental se tiene que es una partícula eléctricamente neutra; otra de sus características es la de tener un spin de  $1/2$ ; todas estas propiedades del neutrón concuerdan con las observadas en el núcleo, el cual se supone está formado básicamente con neutrones y protones.

Según su energía cinética los neutrones se clasifican en:

1. Neutrones térmicos
2. Neutrones intermedios o de resonancia
3. Neutrones rápidos
4. Neutrones relativísticos

Los neutrones térmicos son los que se encuentran en equilibrio térmico con los átomos del medio a una cierta temperatura o sea que los neutrones tienen una energía cinética me-

día igual a la de las moléculas de un gas ideal a la misma temperatura. Por lo cual la energía cinética media de los neutrones está dada por

$$\bar{E} = \frac{3KT}{2} \quad (11)$$

donde K, es la constante de Boltzmann y T es la temperatura absoluta; para el caso de temperatura ambiente de 21°C, la energía de los neutrones térmicos es del orden de 0.025 eV.

Los neutrones intermedios o de resonancia tienen energías cinéticas medias superiores a las de los térmicos y se encuentran en el rango de 0.5 eV. a 10 KeV.

Los neutrones rápidos poseen altas energías que se hallan comprendidas entre los 10 KeV y los 10 MeV.

El último grupo de neutrones son todos aquellos de muy altas energías, que se mueven a velocidades relativistas, del orden de la velocidad de la luz, con energías superiores a los 10 MeV.

Varias son las formas en que se producen neutrones: el uso de fuentes radiactivas que emiten partículas que inciden en átomos blanco, produciendo transmutaciones nucleares que dan por resultado neutrones y otro tipo de átomos; en los aceleradores de partículas se producen neutrones por medio del bombardeo con partículas de altas energías a muestras de átomos blanco; también en los procesos de fisión nuclear se producen neutrones, por lo cual se utilizan fuentes de fisión espontánea y los reactores nucleares de fisión.

La fisión es un proceso nuclear que consiste en la divi

si3n de un n3cleo pesado ( $A > 230$ ) en otros dos m3s ligeros.

La fisi3n como un proceso natural es muy rara, por lo - cual el m3todo m3s usual para producir fisi3n artificialmente es excitando los n3cleos de un elemento pesado como el - uranio al bombardearlo con neutrones. Para que un n3cleo fisi3n - sionable se fisione al ser excitado necesita que se le ceda una energ3a m3nima umbral, la cual puede ser de 4 a 6 MeV.

El mecanismo que se ha propuesto para explicar el proceso basado en el modelo de la gota l3quida, indica que la - forma de un n3cleo cuando est3 en equilibrio es esf3rica; al excitarlo de manera apropiada, experimenta vibraciones colectivas cambiando la apariencia del n3cleo hasta convertirlo - en un esferoide alargado dando lugar a que la repulsi3n electrost3tica entre las dos puntas del esferoide sea mayor que las fuerzas nucleares de corto alcance, por lo cual, el n3 - cleo se parte en dos fragmentos que se separan debido a su repulsi3n Coulombiana.

A los n3cleos que resultan de la fisi3n nuclear se les conoce como "fragmentos de fisi3n". Ya que la fisi3n no es - un proceso sim3trico, en general los dos fragmentos de fisi3n no poseen el mismo valor en sus masas, y a causa de que los n3cleos m3s pesados tienen una relaci3n neutr3n/prot3n m3s grande que para los n3cleos m3s ligeros, adem3s de que - la relaci3n neutr3n/prot3n de los fragmentos es aproximadamente la misma que la del n3cleo original, 3sto implica que los fragmentos de fisi3n tienen un exceso de neutrones. Para

reducir dicho exceso de neutrones, los fragmentos emiten algunos neutrones tan pronto como se forman en la fisión.

La fisión es un proceso muy importante para las aplicaciones prácticas, ya que libera neutrones y energía. La energía liberada por la fisión se obtiene de la energía de amarre por nucleón. Se ha calculado que se liberan aproximadamente 0.9 MeV por cada nucleón durante la fisión, con lo cual corresponde a unos 200 MeV para los núcleos de alrededor de 240 nucleones.

La mayor parte de la energía liberada durante la fisión aparece como energía cinética de los fragmentos de fisión. Los neutrones y los productos de la desintegración beta (partículas beta, rayos gamma y neutrinos) se llevan aproximadamente el 15% de la energía liberada por la fisión.

#### I.4. RADIACIONES QUE EMITE UNA FUENTE DE $^{252}\text{Cf}$

Debido a que el  $^{252}\text{Cf}$  es un elemento fisiónable, la principal radiación que emite es la de los fragmentos de fisión; éstos, en base a sus masas y energías, se pueden agrupar para su estudio en dos grupos promedios, a los cuales se les conoce como fragmentos ligeros y pesados. Los dos grupos de fragmentos tienen un intervalo de energías que va desde 50 MeV hasta 120 MeV y presentan dos picos de energía característicos, el primero para los fragmentos pesados se encuentra a los 79.4 MeV y el segundo que corresponde a los fragmentos ligeros se localiza en los 103.8 MeV.

El  $^{252}\text{Cf}$  también emite radiaciones alfa con diferentes energías características, la primera es con una energía de - 6.117 MeV y la segunda corresponde a la energía de 6.074 MeV.

La radiación gamma también está presente en el campo de radiación mixta emitido por el  $^{252}\text{Cf}$ ; las energías de las - gammas emitidas son: 0.043 MeV, 0.100 MeV y 0.16 MeV.

Por último, se sabe que las fuentes del ya mencionado - elemento emiten neutrones con un gran intervalo de energías, que va desde los térmicos hasta los relativistas.

Para el trabajo que se realizó en el desarrollo de esta tesis, el único tipo de radiación que se detectó fue el de - los fragmentos de fisión, ya que los otros tipos de radia\_ ción no fueron registrados por el material detector (su alta selectividad del tipo de radiación que detecta, es una - de las principales propiedades de los detectores SSNTD).

#### I.5. EFECTOS DE LAS PARTICULAS PESADAS EN LA MATERIA

Para comprender los efectos que producen las partículas cargadas al interactuar con la materia, es conveniente dis tinguir entre el comportamiento de las partículas pesadas y las ligeras. El grupo de las pesadas incluye a aquellas cuya masa en reposo es mucho mayor que la del electrón. Las ligeras consisten únicamente de electrones negativos y positivos.

En lo sucesivo, cuando se hable de partículas cargadas pesadas, se entenderá como partículas con una carga neta positiva  $Z > 4e$  y con una masa  $A > 30$  uma, además que se mueven con velocidad no relativista.

Siempre que un haz de partículas cargadas pesadas (que para nuestro caso son fragmentos de fisión) inciden sobre un cierto material, pueden interaccionar con los átomos del medio en una o varias de las siguientes formas:

1. Cediéndoles su energía a los componentes del material.
2. Cambiando su dirección.
3. Capturando los electrones del medio.
4. Creando estados de ionización y excitación en los átomos del material.

Además, se pueden observar efectos secundarios, como: - la emisión de electrones y fotones, productos de reacciones químicas y nucleares; la liberación de átomos del material; es posible notar que el material cambia de temperatura, y - sus propiedades físicas y químicas.

Las partículas interaccionan con el material en una o - varias de las formas anteriores, hasta que pierden toda su - energía dentro del material y se frenan, dejando a lo largo de su trayectoria una región altamente dañada en su configuración atómica. Al proceso de pérdida de energía de las partículas en el material se les conoce como frenamiento, que - se verá más adelante.

Una partícula cargada al interaccionar con la materia pierde su energía en los procesos que se siguen:

1. En la ionización y excitación de los átomos y moléculas del material con que interaccionan.

2. En las colisiones nucleares, que implican desplazamientos de los núcleos en la estructura del material.
3. En la producción de fotones.
4. En las reacciones nucleares.

El mecanismo más importante en el frenado de las partículas cargadas es el primero, que está relacionado con la ionización y excitación de los átomos del medio.

La trayectoria que siguen las partículas al atravesar el medio es prácticamente recta y pierden gradualmente su energía por los procesos de colisiones.

Por colisión nuclear se entiende un encuentro entre dos partículas subatómicas, alterando sus condiciones iniciales de momento y energía. Existen dos tipos de colisiones, las elásticas y las inelásticas.

Una colisión es elástica cuando no cambia la energía interna de las partículas y por lo tanto la energía cinética del sistema se conserva.

La colisión es inelástica cuando existen cambios en la energía interna de una o más de las partículas y la energía cinética del sistema no se conserva.

#### I.5.1. Sección Eficaz

La interacción de las partículas cargadas con la materia se puede describir en términos de la probabilidad de interacción a la que se conoce como sección eficaz. Existe una sección eficaz para cada tipo de interacción, y a la suma de todas las diferentes secciones eficaces que corresponden a ca-



da tipo de interacción se le llama sección eficaz total.

Para nuestro estudio de las interacciones entre partículas incidentes y el material de interacción es importante conocer el número de interacciones que ocurren por unidad de volumen por unidad de tiempo <sup>(6)</sup>

$$\bar{N} = \sigma v n N \quad (12)$$

donde,  $v$  es la velocidad promedio de las partículas incidentes,  $n$  es el número de partículas incidentes por unidad de tiempo,  $N$  es el número de átomos que tiene el material por unidad de volumen y  $\sigma$  es la sección eficaz total de los elementos del material. Al producto de la Sección eficaz  $\sigma$  por la densidad de átomos del material  $N$ , se le conoce como sección eficaz macroscópica  $\Sigma$ , esto es

$$\Sigma = \sigma N$$

esta sección eficaz macroscópica no es más que la probabilidad por unidad de longitud de trayectoria de que una partícula al incidir sobre un cierto material sufra una interacción con los elementos del medio.

Uno de los tipos de interacción más importante que se relaciona con el daño que produce la radiación en el medio son las colisiones elásticas entre las partículas incidentes y los componentes del material sobre el cual está incidiendo la radiación. Este tipo de interacción lo describe la sección

eficaz de dispersión elástica diferencial,  $d\sigma_g(\theta)$  que nos da la distribución angular de las partículas dispersadas elásticamente y está relacionada con la sección eficaz de dispersión elástica total  $\sigma_g$  por medio de la expresión

$$\sigma_g = \int_{4\pi} d\sigma_g(\theta) d\Omega \quad (13)$$

del conocimiento que tengamos de  $d\sigma_g(\theta)$  dependerá la información sobre del proceso de dispersión.

Para nuestro estudio de las interacciones de la radiación con la materia, es importante conocer la energía cinética  $E_2$ , que se le imparte a una partícula blanco de masa  $M_2$ , como resultado de una colisión elástica con otra partícula incidente que tiene una masa  $M_1$  y una energía cinética  $E_1$  antes de la colisión. Supongamos que antes de la colisión, la partícula blanco se encuentra en reposo en el sistema del laboratorio, esto es  $v_2 = 0$ , y que la partícula incidente se le aproxima con una velocidad  $v_1$ , hasta que se colisionan, dando por resultado la dispersión de ambas partículas. De la mecánica clásica se sabe que la porción de la energía que le transmite la partícula incidente a la partícula blanco, depende directamente de la deflexión angular de la partícula incidente. El problema se resuelve fácilmente, si nos referimos al sistema centro de masa, en lugar del sistema de laboratorio. Se presenta a continuación la colisión en forma esquemática en los dos sistemas:

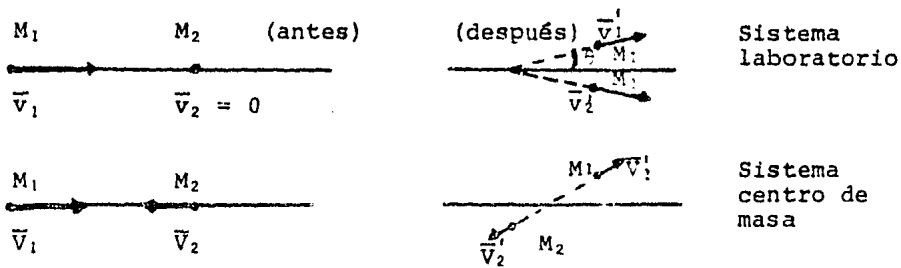


FIG. I.1. Colisión de las partículas en los dos sistemas de referencia. Sistema de laboratorio. Sist. centro de m.

La velocidad del centro de masa antes de la colisión es

$$\bar{v}_{cm} = \frac{M_1 \bar{v}_1}{M_1 + M_2} = \frac{\bar{v}_1}{1 + M_2/M_1} \quad (14)$$

y la velocidad de cada partícula antes de la colisión en el sistema centro de masa es

$$\bar{V}_1 = \bar{v}_1 - \bar{v}_{cm} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \bar{v}_1 = \frac{M_2/M_1 \cdot \bar{v}_1}{1 + M_2/M_1}; \quad \bar{V}_2 = 0 - \bar{v}_{cm} = - \frac{\bar{v}_1}{1 + M_2/M_1} \quad (15)$$

En el sistema centro de masa el momento total es cero, por lo cual las magnitudes de  $P_1$  y  $P_2$  son las mismas después de la colisión o sea  $P_1 = P_1'$  y  $P_2 = P_2'$  de ahí se concluye que  $V_1 = V_1'$  y  $V_2 = V_2'$  ya que la masa de las partículas no cambia en la colisión. Después de la colisión nos queda que

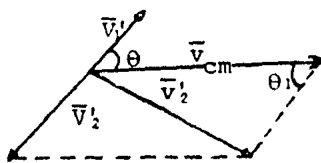


FIG. I.2

como  $\theta$  y  $\theta_1$  son ángulos alternos internos, entonces  $\theta = \theta_1$ . Por la ley de los cosenos, tenemos que

$$v_1'^2 = v_2'^2 + v_{cm}^2 - 2v_2' v_{cm} \cos(\theta)$$

ya que  $v_1' = v_2 = v_{cm}$  al sustituir esto en la anterior ecuación nos da que

$$v_2'^2 = 2v_{cm}^2 (1 - \cos(\theta)) \quad (16)$$

y si sustituimos el valor de la ecuación (14) en la anterior

$$v_2' = 2v_1' \frac{1 - \cos(\theta)}{(1 + M_2/M_1)^2}$$

$$\frac{v_2'^2}{v_1'^2} = \frac{2(1 - \cos(\theta))}{(1 + M_2/M_1)^2} \quad (17)$$

como  $E_2 = \frac{1}{2} M_2 v_2'^2$  y  $E_1 = \frac{1}{2} M_1 v_1'^2$  tenemos que

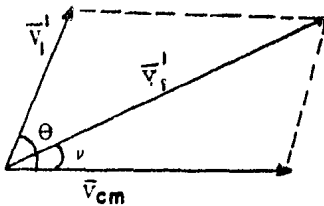
$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{\frac{1}{2} M_2 v_2'^2}{\frac{1}{2} M_1 v_1'^2} = \frac{M_2}{M_1} \frac{v_2'^2}{v_1'^2} \quad (18)$$

Al sustituir el valor de la ecuación (17) en la ecuación anterior se obtiene que

$$\frac{E_2}{E_1} = 2 \frac{M_2}{M_1} \frac{1 - \cos(\theta)}{(1 + M_2/M_1)^2}$$

La anterior ecuación nos da la porción de energía que - le transmite la partícula incidente a la partícula blanco. - Se debe de notar que el ángulo  $\theta$  es el ángulo de dispersión de la partícula incidente en el sistema centro de masa y la relación que guarda  $\theta$  con  $\nu$  el ángulo de dispersión de la - partícula incidente en el sistema del laboratorio, se obtie-

ne de la manera siguiente,



De la figura se obtiene que,

$$v_1' \cos(\nu) = v_{cm} + V_1' \cos(\theta)$$

$$\cos(\nu) = \frac{v_{cm} + V_1' \cos(\theta)}{v_1'} \quad (20)$$

FIG. I.3. Relación de ángulos en los dos sistemas de ref.  
Por la ley de los cosenos tenemos,

$$v_1' = \sqrt{(V_1')^2 + v_{cm}^2 - 2V_1'v_{cm} \cos(\pi-\theta)}$$

$$= \sqrt{V_1'^2 + v_{cm}^2 + 2V_1'v_{cm} \cos(\theta)} \quad (21)$$

dado que  $V_1' = V_1$  y además sustituyendo los valores de las ecs. (21), (14) y (15) en la ec. (20) da que,

$$\cos \nu = \frac{1 + (M_2/M_1) \cos(\theta)}{\sqrt{1 + 2(M_2/M_1) \cos(\theta) + (M_2/M_1)^2}} \quad (22)$$

Es importante notar que la ec. (19) tiene un valor máximo cuando  $\cos(\theta) = -1$  o sea que,

$$\left( \frac{E_2}{E_1} \right)_{\max} = 4 \frac{M_2/M_1}{(M_2/M_1 + 1)^2} \quad (23)$$

Se define a la función de distribución  $f(E_1, \theta)$  por medio de la siguiente relación

$$d\sigma(E_1, \theta) = \sigma_g(E_1) f(E_1, \theta) \text{sen}(\theta) d\theta$$

con la condición de normalización sobre todos los ángulos de dispersión esto es,  $\int f(E_1, \theta) \text{sen}(\theta) d\theta = 1$

De la relación que existe entre  $E_2$  y  $\theta$  se puede derivar la sección eficaz diferencial  $d\sigma(E_1, E_2)$  a partir de la sección eficaz  $d\sigma(E_1, \theta)$  y nos queda que,

$$d\sigma(E_1, E_2) = \sigma_g(E_1) f(E_1, \theta) \text{sen} \left( \frac{d\theta}{dE_2} \right) dE_2 \quad (24)$$

donde  $\left( \frac{d\theta}{dE_2} \right)$  se obtiene de la relación entre  $\theta$  y  $E_2$ .

La anterior ecuación se puede expresar finalmente como,

$$d\sigma(E_1, E_2) = \sigma_g(E_1) K(E_1, E_2) dE_2 \quad (25)$$

donde  $K(E_1, E_2)$  da la distribución de la energía cinética  $E_2$  de las partículas dispersadas por la partícula incidente de energía  $E_1$ .

Se debe notar que  $K(E_1, E_2)$  se calcula solamente a partir del conocimiento del potencial de interacción.

### I.5.2. Poder de Frenado

La trayectoria que siguen las partículas al atravesar la materia es prácticamente en línea recta y pierden su energía en forma gradual en los procesos de colisiones. La probabilidad de que una partícula penetre en un material sólido una distancia  $x$  sin que exista ninguna colisión está dada por:  $p(x) = e^{-\Sigma x}$ , ahora sea  $p(x)dx$ , la probabilidad de que una partícula sufra su primera interacción al penetrar una

distancia  $dx$  en el material, esa probabilidad está dada por la siguiente igualdad,

$$p(x)dx = \Sigma e^{-\Sigma x} dx \quad (26)$$

Se define como trayectoria libre media  $\bar{x}$ , a la distancia promedio que hay entre dos interacciones consecutivas, y es igual a la distancia que atraviesa una partícula sin que sufra interacción, por la probabilidad de que sí ocurra una interacción en la distancia  $dx$ , esto es, <sup>(6)</sup>

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \int_0^{\infty} xp(x)dx \\ &= \Sigma \int_0^{\infty} xe^{-\Sigma x} dx \Rightarrow \\ &= \frac{1}{\Sigma} \end{aligned} \quad (27)$$

Sin embargo, cuando una partícula cargada, incide sobre el material, la partícula comienza a perder energía que imparte a los electrones del sólido provocando ionización y excitación en el medio, por lo cual comienza a frenarse hasta que llega al reposo, siempre y cuando el espesor del sólido sea mayor que el alcance de la partícula.

Para las partículas cargadas pesadas, se acostumbra denominar a la distancia recorrida en el sólido antes de que llegue al reposo, como el rango  $R$ ; esa cantidad es importan

te por la información que ofrece acerca del comportamiento - de las partículas que viajan dentro de un cierto material.

El rango que alcanza la partícula en el medio depende - directamente de la energía que la partícula va perdiendo por unidad de longitud debido principalmente a la ionización y - excitación que producen las colisiones que sufre con los elementos del material, o sea la energía que le cede a los electrones del material, debido a la interacción Coulombiana; a esto se le conoce como frenamiento del material. Se acostumbra tomar como medida del poder de frenado, a la energía que pierde la partícula por unidad de longitud de su trayectoria, lo cual es equivalente a la transferencia lineal de energía (LET) que es la energía que cede la partícula por unidad de longitud en el medio frenador. Al poder de frenado se le representa como  $-dE/dx$ , al cual podemos representar en términos de la sección eficaz diferencial de la siguiente manera,

$$-dE/dx = Ne \int_{E_2}^{E_2 \max} E_2 d\sigma(E_1, E_2) \quad (28)$$

donde  $Ne$  es la densidad de electrones.

Por lo tanto, el rango de una partícula que tiene inicialmente una energía  $E_0$ , está dado por:

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(-dE/dx)} \quad (29)$$

A causa de que el poder de frenado depende de la sección



eficaz diferencial  $d\sigma(E_1, E_2)$ , necesitamos calcular la anterior sección eficaz; esto lo podemos hacer si consideramos la interacción entre una partícula cargada y un electrón orbital; si la partícula se mueve a una velocidad mucho mayor que la velocidad orbital con la que se mueve el electrón, la partícula pasará sin desviarse, mientras que el electrón se supone que permanece inmóvil.

Pensemos que la partícula, con una carga  $Ze$  y una energía cinética  $E_1$ , se mueve a lo largo del eje  $X$  y tiene un parámetro de impacto  $b$ , con respecto a la posición del electrón en su órbita. Ya que la partícula se mueve con una velocidad mucho mayor que la del electrón, éste no se desplaza en forma significativa durante el paso de la partícula, por lo cual la suma de fuerzas que actúan sobre el electrón en la dirección del eje  $X$  es cero. Y la suma de fuerzas en la dirección del eje  $Y$ , da una fuerza neta en esta dirección, la cual implica un impulso al electrón, que está dado por,

$$\bar{P} = m_e \bar{v}_e = \int_0^{\infty} \bar{F}_Y(t) dt \quad (30)$$

La fuerza resulta de una interacción coulombiana, por lo cual esta fuerza  $F_Y$  será

$$F_Y = \frac{Ze^2}{r^2} \frac{b}{r} \quad (31)$$

La energía cinética del electrón se representa de la ma

nera siguiente,

$$E_2 = \frac{1}{2} m_e v_e^2 = \frac{1}{2m_e} p^2 \quad (32)$$

entonces al sustituir la ecuación (31) en la ecuación (30), y el valor que se obtiene de P al sustituirlo en la ecuación (32) nos queda que,

$$E_2 = \frac{Z^2 e^4}{E_1 b^2} \frac{M}{m_e} \quad (33)$$

En este caso, la sección eficaz diferencial está relacionada con el parámetro de impacto b, de la siguiente forma,

$$d\sigma(E_1, E_2) = 2\pi b db = 2\pi \frac{bdb}{dE_2} dE_2 \quad (34)$$

al diferenciar la ecuación (33) obtenemos la expresión siguiente,

$$d\sigma(E_1, E_2) = \frac{\pi Z^2 e^4}{E_1} \left(\frac{M}{m_e}\right) \frac{dE_2}{E_2^2} \quad (35)$$

a la anterior relación se le conoce como dispersión de Rutherford.

Al sustituir la ecuación (35) en la ecuación (28) y al integrar desde  $E_2 = I$  (esta I es la energía de ionización del electrón) hasta el valor obtenido de la ecuación (23), que es  $E_{2,max} = E_1 4 \frac{(M/m_e)}{(M/m_e + 1)^2} \approx 4E_1 \frac{m_e}{M}$ , de lo anterior obtenemos que,

$$\begin{aligned}
 - \frac{dE}{dx} &= Ne \int_I^{4E_1 \left(\frac{m_e}{M}\right)} \frac{E_2 Z^2 e^4}{E_1} \left(\frac{M}{m_e}\right) \frac{dE_2}{E_2^2} \\
 &= \frac{Ne2\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I}
 \end{aligned} \tag{36}$$

Si se hace un examen más exhausto del límite de integración inferior, se obtiene que el resultado de la ecuación (36) se altera por un factor de 2; haciendo la corrección, nos queda el poder de frenado, finalmente como,

$$- \frac{dE}{dx} = Ne \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I} \tag{37}$$

ya que los átomos poseen varios electrones con diferentes energías de ionización I.

### I.5.3. Desplazamiento Atómico

En cualquier sólido, los átomos están ligados a sus lugares en la red cristalina. Cuando la radiación en cualquiera de sus tipos deposita suficiente energía dentro del sólido, puede ser que produzca desplazamientos de los átomos de sus posiciones originales. Al átomo que se produce a causa del anterior desplazamiento atómico, se le coroce como átomo primario desplazado o simplemente se le llama átomo primario; este átomo puede actuar como si fuera una partícula incidente que produce más átomos desplazados a los cuales se les llaman secundarios; y estos átomos, si tienen la suficiente energía, pueden producir átomos terciarios y así sucesivamente.

Sea  $E_1$  la energía cinética de la partícula incidente -

con masa  $m$  y carga  $Ze$ , además supongamos que  $E_2$  es la energía cinética que le cede la partícula incidente a los átomos de la red con masa  $M$  y carga  $Ze$ , y si esta energía cinética  $E_2$  se le imparte varias veces a los átomos de la red, el valor promedio  $\gamma(E_2)$  del número de átomos desplazados en la red, por un átomo primario con energía cinética inicial  $E_2$ , se puede calcular en una forma sencilla usando un modelo bastante simplificado, que considera los estados sucesivos en el proceso de cascada, en el cual la energía en cada colisión se comparte igualmente entre los átomos de la red. Lo anterior se puede representar en el siguiente esquema:

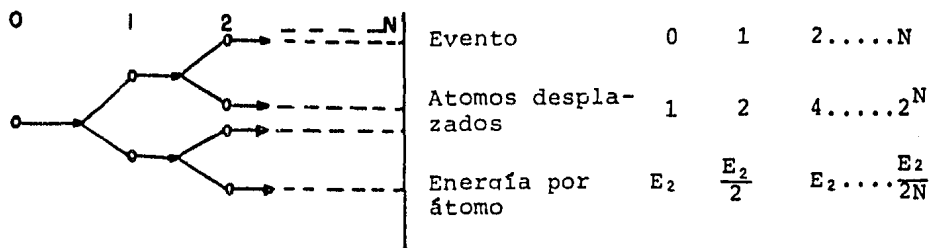


FIG. I.4. Proceso de "cascada".

Así si se escogen  $N$  eventos de manera tal que  $\frac{E_2}{2^N} \leq 2E_d$ , (donde  $E_d$  es la energía mínima necesaria para que haya un desplazamiento atómico) entonces cada átomo en el  $n$ -ésimo evento será incapaz de originar más desplazamientos y perderá su energía en colisiones que no producen desplazamientos, con lo cual termina la cascada. Por lo tanto,

$\nu(E_2)$  será justamente;

$$v(E_2) = E_2/2E_d \quad (38)$$

este resultado se puede representar en una forma más apropiada, de la siguiente manera:

$$v(E_2) = \begin{cases} 0 & E_2 < E_d \\ 1 & E_d \leq E_2 \leq 2E_d \\ E_2/2E_d & E_2 \geq 2E_d \end{cases} \quad (39)$$

#### I.5.4. Ionización Debida a los Fragmentos de Fisión

Ya que la radiación al interactuar con la materia, por lo general produce desplazamientos atómicos en la red del sólido, los cuales solamente se llevan a cabo cuando  $E_2 \geq 2E_d$ . O sea, las interacciones de la radiación de baja energía no son significativas en este modelo, por lo cual supondremos que las interacciones de interés para el anterior tratamiento, son aquellas entre partículas cargadas pesadas y la red de los sólidos, pues éstas son fundamentalmente las responsables del daño que presentan los materiales que han sido irradiados con tal tipo de partículas.

A las partículas cargadas pesadas en todo el tratamiento futuro se les llamarán fragmentos de fisión, cuyas propiedades ya se han visto en secciones anteriores. Puesto que al formarse los fragmentos de fisión están altamente ionizados y se supone que transportan aproximadamente la mitad de los electrones que le corresponderían, entonces el fragmento más pesado tendrá una carga iónica  $Z_e$  de aproximadamente  $22e$ ,

ya que se mueve con una velocidad  $v$ , la pérdida de energía -  
debida a la ionización y excitación será proporcional a -  
 $\bar{Z}^2/m_0 v^2$ .

A medida que el fragmento se mueve en el medio absorbe-  
dor, el proceso de captura y pérdida de electrones será el -  
de más interés. La captura de electrones tendrá lugar si -  
 $v_B \geq v$  donde  $v_B$ , es la velocidad orbital de los electrones,  
por lo cual, conforme la velocidad del fragmento va disminu-  
yendo, éste capturarán un mayor número de electrones orbita-  
les, con lo cual descenderá su carga iónica neta  $Z_{e_{prom}} = \bar{Z}_e$ ,  
lo que implica que también disminuirá su pérdida de energía  
debida a la ionización y excitación. Al disminuir la pérdida  
por ionización y excitación, aumenta la importancia de la -  
pérdida de energía debida a las colisiones nucleares, la -  
cual es aproximadamente proporcional a  $Z^2 Z^2/m_2 v^2$  donde  $m_2$  y  
 $Z$  son respectivamente la masa y la carga nuclear de los áto-  
mos del absorbedor.

## C A P I T U L O    I I

### TECNICAS DE DETECCION DE LA RADIACION

Para la detección de la radiación se han desarrollado - varios métodos basados en los efectos que causa la radiación al interaccionar con la materia. La detección de la radiación puede dividirse en tres partes fundamentales:

- 1.- Determinación de existencia de la radiación que consiste fundamentalmente en precisar esa existencia, sin que nos importe su cantidad ni su naturaleza.
- 2.- Cuantificación de la radiación; aquí la atención está fijada en medir la cantidad de radiación que existe.
- 3.- Cualificación de la radiación; el objetivo es conocer el tipo de radiación y la energía con la que está siendo emitida.

#### II.1. PRINCIPALES TIPOS DE DETECTORES.

Se conoce como detector a la sustancia, material o equipo que revela la existencia de radiación. Hay detectores que en su funcionamiento pueden manifestar la presencia de radiación, cuantificarla, y, en algunos casos, cualificarla.

Los principales detectores que más se usan son:

1. Placa fotográfica.
2. Cámaras de  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Niebla de Wilson} \\ \text{Burbujas} \\ \text{Chispas} \end{array} \right.$

3. Detectores por ionización en gas {
  - Cámara de ionización
  - Detectores proporcionales
  - Detectores Geiger-Muller
4. Centelladores o de centelleo.
5. Detectores semiconductores.
6. Detectores químicos.
7. Detectores calorimétricos.
8. Detectores termoluminiscentes.
9. Detectores de emisión electrónica térmicamente estimulada EETE.
10. Detectores de trazas en estado sólido SSNTD.

La placa fotográfica es el detector más simple. Fue el primero que se usó en la detección de la radiación, pero debido a la poca información que puede dar, se desarrollaron otros tipos de detectores que pudieran proporcionar más ventajas y una mejor información. Cuando la radiación incide en una placa fotográfica, se produce un ennegrecimiento de la película como consecuencia de la transmisión de la energía de la radiación. El grado de ennegrecimiento se puede relacionar con la cantidad de radiación a la que ha sido expuesta.

## II.2. CAMARAS DE NIEBLA, DE BURBUJAS Y DE CHISPAS

La cámara de niebla es un detector que hace visible la trayectoria que siguen las partículas cargadas de la radiación ionizante. Se basa en el hecho de que el vapor sobresa-



turado se condensa en pequeñas gotas de líquido alrededor de cualquier ión presente dentro de él. Este tipo de cámaras - consiste básicamente en un cilindro cerrado en su parte frontal por un vidrio, y contiene, en su interior, una mezcla de aire y vapor de agua. Cuando se mueve el cilindro hacia atrás rápidamente, el vapor se expande enfriándose hasta el estado sobresaturado. Si una partícula cargada pasa a través de la cámara, en ese instante, los iones dejan atrás núcleos de vapor condensado. Las cámaras de niebla son especialmente útiles para estudiar las interacciones entre una partícula incidente y los núcleos de átomos gaseosos con los que pueda sufrir colisiones.

La cámara de burbujas es esencialmente una cámara de niebla, pero que funciona al revés; contiene un líquido sobrecalentado (sobre su punto de ebullición normal), de modo que se formen burbujas de vapor alrededor de cualquier ión que incida dentro del líquido. Debido a que se usa un líquido en lugar de un gas, la densidad en esta cámara es mayor que en la de niebla, por lo cual la probabilidad de que una partícula de alta energía tenga interacción con el medio es mucho mayor. Los aceleradores de altas energías hacen un amplio uso de esas cámaras para la investigación nuclear y la interacción de partículas elementales.

La cámara de chispas es la más moderna de las que se han visto aquí. Se forma con una gran cantidad de placas metálicas aisladas entre sí y con un espaciamiento uniforme de

unos pocos milímetros; los espacios entre las placas se llenan de neón. Una de cada dos está a tierra, y a la otra se le da un pulso de voltaje corto con una magnitud de  $(0.5 \mu s)$  de tal modo que se produzcan chispas en los lugares en los que el gas está ionizado. La cadena de iones que deja una partícula ionizante inicia las chispas; una fotografía de las chispas entre todas las placas da una idea de la trayectoria de la partícula. Este tipo de cámaras se emplean como detectores de radiación de partículas de altas energías.

### II.3. METODOS DE DETECCION QUE UTILIZAN INSTRUMENTACION ELECTRONICA ASOCIADA

Existen varios métodos de detección que hacen uso de una instrumentación electrónica asociada para su funcionamiento. A continuación se dará una brevísima descripción de algunos de estos métodos:

Detectores por ionización en gas.- Uno de los sistemas más comúnmente usados para la detección de la radiación se basa en la colección de los iones que produce la radiación al interaccionar con un gas. Para ese fin se usa un dispositivo bastante sencillo que consta de un par de electrodos cargados con cargas de signo diferente. La forma de los electrodos puede ser la de dos placas paralelas o es más frecuente que tengan la forma de dos cilindros coaxiales, el espacio que hay entre ellos está lleno con un gas en el cual incide la radiación.

Los electrodos se conectan (como se ve en la fig. II.1) a una fuente de voltaje, lo que implica una diferencia de potencial entre ellos. Debido al potencial, los iones que se forman en el gas que hay entre los dos electrodos tienden a ir al electrodo con carga diferente a la suya para ser colectados y así generar una pequeña corriente eléctrica en el dispositivo. Ahora el problema de la detección de la radiación se reduce a medir la pequeña corriente eléctrica que se genera en el detector, esto se realiza usando un equipo de

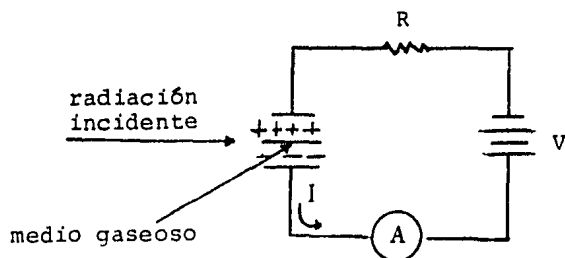


FIG. II.1. Detector por ionización en gas.

instrumentos electrónicos asociados al detector. Dicho equipo electrónico asociado tiene validez en varios tipos de detectores que necesiten de la instrumentación externa para poder obtener la información que proporcionan. El equipo electrónico que se usa con el fin anterior, se muestra en forma general, en el esquema siguiente (es importante hacer notar que en el diagrama sólo se presentan los módulos, sin meterse en los detalles técnicos de cada una de las partes que componen los módulos).

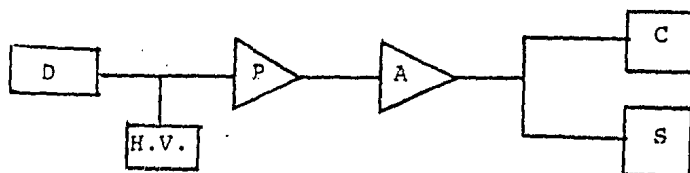


FIG. II.2. Esquema de bloques de un sistema de detección.

En este esquema al detector se le caracteriza con la letra D, la fuente de alto voltaje es H.V., el preamplificador es P, al amplificador se le puso la A, el escalador es la letra C; para algunos propósitos en el estudio de la radiación y sólo con ciertos tipos de detectores con los cuales se puede cualificar la radiación, se usa un sistema de análisis de altura de pulsos, que aquí se representa con la letra S.

Centelladores.- A fines del siglo pasado Rutherford descubrió, que al incidir la radiación sobre ciertos materiales, éstos emitían fotones luminosos o sea emitían centelleos que se podían ver con una lupa, por lo cual se les puso el nombre de centelladores. Hasta que la tecnología avanzó lo suficiente y se pudo contar con fotomultiplicadores y demás instrumentación electrónica asociada, que se usa en la detección de la radiación, fue cuando se volvió la atención a los materiales centelladores para construir un detector que se basará en el principio de centelleo.

Un detector por centelleo se basa en el principio anterior, y consta de un material centellador acoplado a un fotomultiplicador. Para procesar la información generada por este detector, también se hace uso de la instrumentación electrónica que ya se mencionó anteriormente. Por lo tanto, el proceso de detección se puede dividir en tres pasos que serían: Primero, absorción de la radiación y emisión de un fotón; segundo, absorción del fotón y conversión en señal eléctrica, y tercero, amplificación de la señal y presentación al lector.

Otro tipo de detectores que hace uso de la instrumentación electrónica externa, son los detectores semiconductores que se verán más detalladamente en el siguiente inciso, debido a que se hará una comparación del espectro obtenido con este tipo de detectores y el logrado con los detectores SSNTD.

#### II.4. DETECTORES SEMICONDUCTORES

Este tipo de detectores hace uso de algunas de las propiedades de los elementos semiconductores: En el silicato y el germanio, la banda de conducción está separada de la banda de valencia por una región prohibida bastante ancha, y la probabilidad de que un electrón pase de la banda de valencia a la de conducción mediante una pequeña excitación es mínima. Si al material aislante se le introducen impurezas, dependiendo del tipo de impurezas, se tendrán los dos siguientes casos:

Si la impureza es un elemento que tenga en su última órbita más de cuatro electrones, se forma un cristal semiconductor tipo n; y si la impureza con que se combina el material aislante, es un elemento que tiene menos de cuatro electrones en su última órbita, entonces se forma un semiconductor tipo p.

Cuando en un cristal semiconductor se tiene una parte n y otra p, y en la zona de unión se forma una pequeña región neutra de cargas a la que se conoce como zona de depleción. Y si al anterior cristal se le aplica una diferencia de potencial, se presentan dos fenómenos diferentes, según la polaridad aplicada.

Si la polaridad es directa, la zona de depleción desaparece y el cristal comienza a conducir una corriente. Pero si la polaridad es inversa, se logra con ello una zona de depleción más grande y limitada en los extremos por regiones conductoras. Al incidir la radiación en la zona de depleción, - produce ionización en la región formándose electrones de conducción y agujeros positivos; ambos tipos de iones se mueven hacia las regiones conductoras correspondientes del crystal, transportando una carga que producirá una caída de potencial (pulso) en el circuito asociado. Dicho cristal constituye un detector semiconductor, que funciona de manera similar a una cámara de ionización de pulsos. La siguiente figura presenta al anterior detector en forma esquemática.

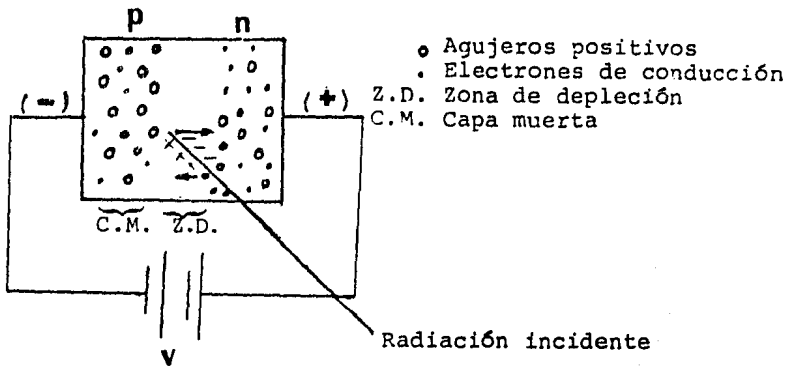


FIG. II.3. Detector semiconductor.

La forma en que funcionan estos detectores es que cuando incide la radiación en la zona de depleción cede su energía formando pares electrón-agujero, los cuales se transportan debido al campo eléctrico que existe; la corriente que transportan da lugar a un pulso cuya altura es proporcional a la energía disipada por la radiación en el cristal. El pulso así formado, es procesado por la instrumentación electrónica asociada que se ha visto en las anteriores secciones con los otros tipos de detectores o sea que el pulso pasa primeramente por un preamplificador, después por un amplificador y finalmente por el equipo adecuado para su conteo o análisis.

Una gran ventaja de tales detectores es que la energía requerida para crear un par electrón-agujero dentro de su Z.D. es mínima ( $\sim 3.6$  eV para el Si y  $\sim 2.8$  para el Ge) com-

parada con la que requiere una cámara de ionización ( $\sim 30$  eV) o la que necesita un cristal centellador ( $\sim 350$  eV), de ahí que una partícula ionizante produzca una gran cantidad de pares, de manera que una diferencia pequeña de energía entre dos partículas representa un buen número de pares; en consecuencia, la diferencia en el tamaño de pulsos es suficiente para lograr una resolución mucho mayor. Además el tiempo de subida de los pulsos es sumamente corto ( $\sim$  décimas de  $\mu$ seg.).

Hay varios tipos de detectores semiconductores que difieren por el material de construcción, y por la forma de construcción. Los principales son:

- a) De barrera superficial.
- b) Detectores de unión difundida.
- c) Detectores de litio difundido y arrastrado.
- d) Detectores de depleción total.

Dependiendo de la necesidad de detección que se tenga, se puede escoger el que más convenga.

Por último, es muy importante hacer notar que con los detectores semiconductores podemos obtener una mayor resolución espectral que la que nos daría cualesquiera de los otros detectores.

## II.5 DETECTORES DE NEUTRONES

En el caso de los neutrones, su interacción con la materia es a través de varios procesos, cada uno de los cuales puede usarse como un medio de detección; entre los principa-



les procesos tenemos:

1. Reacciones nucleares inducidas por neutrones que producen radiaciones que pueden ser detectadas con los métodos tradicionales de detección, por ejemplo  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \gamma)$  y  $(n, \text{fisión})$ .

2. Reacciones inducidas por neutrones y que producen núcleos radiactivos.

3. Dispersiones elásticas de los neutrones con otras partículas cargadas; en estas colisiones, las partículas cargadas salen rebotadas y debido a su carga pueden ser detectadas. Para tal tipo de procesos, el más importante es el choque de neutrones con protones, que pueden absorber hasta el 100% de la energía del neutrón.

Los sistemas para detección de neutrones están constituidos por un material adecuado que produzca alguno de los procesos nucleares mencionados, y consta además, de un detector que registre los productos del proceso nuclear.

Los detectores de neutrones se clasifican de acuerdo con el método que se usa para detectar el producto de la interacción; por ejemplo, los que usan detectores por ionización en gas, centelladores, semiconductores y emulsiones fotográficas.

Entre los métodos de detección de neutrones que utilizan a los detectores por ionización en gas se encuentran, principalmente, los basados en reacciones que producen partículas cargadas como la reacción  $B^{10} (n, \alpha) Li^7$ . Debido al corto alcance de las partículas alfa, el boro debe estar dentro del detector formando una película delgada o bien en for

ma gaseosa.

Otra de las reacciones nucleares que se emplea es  $\text{He}^3 - (n, p)\text{H}^3$  que tiene una sección eficaz constante para diferentes energías del neutrón, y la ventaja de que la energía del neutrón se reparte íntegramente entre las dos partículas detectables ( $p$ , y  $\text{H}^3$ ).

Los detectores basados en la reacción ( $n$ , fisión) se construyen empleando varios tubos concéntricos de aluminio recubiertos con el material fisiónable, conectados alternadamente a los electrodos. Hay la ventaja de poder usar diversos materiales fisiónables de acuerdo con la energía de los neutrones que se van a detectar.

Los detectores de neutrones basados en la dispersión con protones<sup>(10)</sup> son detectores proporcionales que emplean etileno como gas de llenado y están recubiertos en el interior con una capa de polietileno, de manera que los protones rebotados por los neutrones entran en el volumen sensible produciendo pulsos para ser detectados.

La detección por actividad inducida consiste en exponer un elemento inerte puro al flujo de neutrones durante un cierto tiempo, después se determina la actividad del radioisótopo producido y con esos datos y la sección eficaz del elemento se calcula el flujo de neutrones.

Los detectores de centelleo para neutrones pueden basarse en la dispersión con protones, en las reacciones ( $n, \gamma$ ), ( $n, f$ ), o bien en ( $n, \alpha$ ). El material con que interaccionan los neutrones puede ser parte integrante del centellador, como en el caso de los cristales de  $\text{LiI}$  donde la reacción es -

$\text{Li}^6$  ( $n, \alpha$ ), o bien agregarse al centellador, como el boro en centelladores líquidos.

Los detectores semiconductores tienen muchas ventajas - para la detección de partículas pesadas, particularmente para las producidas en las reacciones inducidas con neutrones. Generalmente el medio de interacción se coloca frente a la ventana del detector en contacto directo.

Finalmente, citamos las emulsiones fotográficas como detectores de neutrones en las que puede verse tanto la energía de la partícula como su dirección de incidencia; pero - tienen grandes desventajas, como el tiempo requerido para su análisis y la inexactitud derivada de las técnicas de procesamiento de las emulsiones fotográficas.

## II.6. DETECTORES POR TRAZAS

Este método para detectar la radiación se basa, fundamentalmente, en el hecho de que las partículas que inciden sobre un cierto material dieléctrico, interaccionan con el mismo produciendo efectos físicos y químicos a lo largo de la trayectoria que siguen las partículas en dicho material y de ese modo dejan una huella de su paso. A la región del material que fue modificada o dañada por el paso de la partícula, se le conoce como traza latente, la cual puede ser amplificada hasta hacerla visible, mediante un tratamiento adecuado (grabado de la traza); a la traza ya amplificada, se le conoce como traza revelada.

Su forma de operación es la siguiente: Primero, se debe tener un cierto material adecuado, capaz de formar trazas; - cualquier dieléctrico que tenga una alta resistividad es capaz de formar trazas; entre dichos materiales de detección - podemos nombrar: minerales, vidrios inorgánicos naturales o - artificiales y polímeros orgánicos.

Ya que se cuenta con el material de detección, por ejemplo un pedazo pequeño de mica o de vidrio, se procede a la irradiación del material con un haz de partículas cargadas. Cuando dicho material (que llamaremos detector) ha sido irradiado, se forman en el detector las trazas latentes; y para que se vuelvan visibles mediante el grabado, se mete el detector durante cierto tiempo (al cual se le llama tiempo de grabado) en una sustancia corrosiva para que de esa manera - se amplifiquen las trazas latentes, luego se debe limpiar el detector de la mejor forma posible, con bastante agua que esté circulando. Si ya se encuentra limpio el detector de toda sustancia mordiente, el siguiente paso es el análisis de las trazas reveladas o amplificadas. El análisis se puede hacer con un microscopio óptico. Más adelante se verán otros métodos de análisis, las diferentes sustancias que se usan como grabantes y algunos de los diversos métodos de grabado.

Con este método de detección podemos obtener no sólo información sobre la existencia de radiación, sino conocer la cantidad de radiación que incide en el detector, lo cual se hace irradiando varios detectores idénticos del mismo mate-

rial con distintas cantidades de radiación; después se cuenta el número de trazas por unidad de área en cada detector y se determina la relación que existe entre la cantidad de radiación y la densidad de trazas en el material detector. Con este tipo de detectores, únicamente con cristales inorgánicos y vidrios, se puede hacer análisis espectral de la radiación incidente. La razón por la que sólo con vidrios y cristales inorgánicos se puede hacer análisis espectral, se debe a que hay dos categorías diferentes de elementos detectores, con propiedades físicas y químicas diferentes como se verá en el siguiente capítulo.

Dado que con este método de detección se pueden resolver los tres problemas básicos de la detección de la radiación, podemos concluir que se trata de un método general de detección, cuyas ventajas principales son:

a) La detección por trazas es un método sencillo, que no requiere de una instrumentación electrónica complicada asociada a este tipo de detectores.

b) Es un método de detección barato; y como conserva la información de los eventos, se utiliza en experimentos con bajas densidades de radiación y largo tiempo de exposición; la forma y tamaño de los detectores puede variar según las necesidades; también son resistentes a las temperaturas relativamente altas y no los afecta la humedad.

c) Por último, se considera como la mayor de sus ventajas que para que se formen trazas en un cierto material de

tector, la radiación que incide sobre él debe tener una energía umbral mínima, que es característica de cada material. Lo anterior significa que con estos detectores es posible registrar selectivamente ciertos tipos de radiación, ya que el material discrimina la radiación electromagnética y las partículas con un bajo poder de ionización.

La principal desventaja que presentan estos detectores es su baja resolución espectral, comparada con la de los detectores semiconductores. Otra desventaja es que si se usa el microscopio óptico para la cuantificación de las trazas, el método suele ser tedioso y cansado para lo cual se han desarrollado métodos de conteo automatizados.

Este tipo de detectores se han aplicado en la física y la química nuclear, la arqueología, la geofísica, la investigación espacial, la geocronología, la dosimetría, la física de las radiaciones, etc.

## C A P I T U L O     I I I

## TEORIA DE LA FORMACION DE TRAZAS

A causa de las muchas desventajas que tienen las emul\_ siones fotográficas, se ha empleado un gran esfuerzo en la - búsqueda de otros métodos alternativos de registro de trazas nucleares en medios condensados.

El que más extensamente se ha usado es el grabado de - trazas en materiales de estado sólido. Este método permane\_ ció sin aplicación durante varios años, hasta que el estudio del registro de trazas de partículas cargadas por medio del grabado preferencial se consideró nuevamente a principio de los años sesenta.

Debido a que los materiales de detección pertenecen a - dos grupos distintos que tienen características diferentes - tanto físicas como químicas, no existe un modelo de aplica\_ ción general que explique la formación de trazas en ambos ti\_ pos de materiales, de ahí que existen varios modelos teóri\_ cos que traten de explicar la formación de trazas nucleares en medios sólidos dieléctricos. De los principales modelos - que se han desarrollado, el que más se ajusta para explicar la formación de trazas en materiales inorgánicos, tales como vidrios que son los que nos interesan en este trabajo, es el modelo desarrollado por Fleischer y colaboradores, conocido como el modelo de explosión iónica puntual.

La teoría que más se ajusta para explicar la formación de trazas en los polímeros, se basa en un mecanismo de daño radiolítico, en el cual las trazas grabadas se forman por la escisión radiolítica de las grandes cadenas de los polímeros en fragmentos más cortos, los cuales se disuelven más fácilmente por el grabante que en el volumen circundante ileso.

### III.1 MODELO DE LA FORMACION DE TRAZAS (EXPLOSION IONICA PUNTUAL).

Este modelo propone que los iones positivos que se producen al interaccionar la partícula incidente con los átomos del sólido, sufren una repulsión electrostática debida a sus cargas del mismo signo, lo cual resulta en un desplazamiento de las posiciones originales de los iones hacia posiciones intersticiales, dando lugar a una región de alta densidad de iones intersticiales y vacancias. En la fig. III.1 se puede observar el proceso anterior; en la parte a) se muestra la ionización primaria causada por la partícula incidente; en la parte b) se advierte el desplazamiento de los iones a lo largo de la trayectoria de la partícula. El modelo proporciona una descripción del proceso que conduce a la formación de una región lineal de alta reactividad química. Establece que la ionización causada por la partícula crea un cilindro delgado de material con carga neta positiva.

El modelo describe la condición de que las fuerzas repulsivas de Coulomb, dentro de la región ionizada, sean sufi



cientes para superar las fuerzas de amarre de la red, en términos de que la tensión electrostática local sea más grande que la fuerza mecánica local o fuerza de amarre. Si dos iones en un material de constante dieléctrica  $\epsilon$  y con un espaciamiento atómico promedio  $a_0$ , han sufrido una ionización primaria de  $n$  cargas unitarias  $e$ , la fuerza entre ellos está

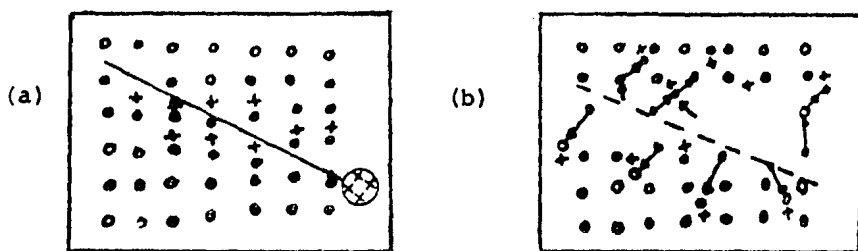


FIG. III.1. Modelo de explosión iónica puntual.

dada por  $n^2 e^2 / \epsilon a_0^2$ . Se puede expresar la fuerza local por unidad de área como,  $n^2 e^2 / \epsilon a_0^2$ , la que es esencialmente igual a la fuerza de amarre interatómico, en términos de una cantidad macroscópica medible, notando que la fuerza de tensión  $\sigma_M$  del material con módulo de Young  $Y$ , sea aproximadamente igual a  $Y/10$ . Entonces, la tensión electrostática será más grande que la fuerza mecánica si  $n^2 e^2 / \epsilon a_0^2 > Y/10$ , o bien si,

$$n^2 > R = Y \epsilon a_0^2 / 10 e^2 \quad (40)$$

donde la cantidad  $R$ , se define como la razón de tensión y será una medida de la sensibilidad relativa de varios materiales que almacenan trazas. De la anterior relación se puede -

deducir que las trazas se formarán más fácilmente en materiales con fuerzas de amarre pequeñas, espaciado interatómico cerrado y constante dieléctrica baja.

Ya que las trazas deben de ser atómicamente continuas, es necesario que exista, por lo menos, una ionización por plano atómico atravesado por la partícula cargada.

Dos condiciones que están relacionadas con la concentración y movilidad de los portadores de carga explican porqué las trazas sólo se forman en aislantes y en los semiconductores de más escasa conductividad. El primero de los requerimientos se relaciona con el suministro de electrones cerca de la región ionizada, si otros electrones fuesen capaces de reemplazar a los expulsados por la partícula incidente, antes de que los átomos ionizados adyacentes se desplacen, con lo que no se inducirán trazas. Para poder suprimir la formación de trazas será indispensable drenar electrones de una región cilíndrica alrededor de la traza ionizada en un tiempo menor que  $\sim 10^{-11}$  seg, necesarios para desplazar a los iones de sus sitios. Si la densidad de los electrones libres es  $n_n$  y el número de ionizaciones por plano atómico es  $n_a$ , el radio de la región a ser drenada está dado por  $\pi r^2 a_0 n_n = n_a$ , y el tiempo para que los electrones se difundan una distancia  $r$  es  $r^2/D$ , donde la constante de difusión está dada por la relación de Einstein  $D = \mu_n KT/e$ , donde  $K$  es la constante de Boltzman,  $T$  la temperatura absoluta y  $\mu_n$  es la movilidad del electrón. Así las trazas se pueden formar sólo si  $n_n < en_a/$

$/\pi a_0 \mu_n K T t$ .

Para un tiempo de difusión  $t \sim 10^{-13}$  seg (tiempo de vibración de la red), se encuentra que bajo condiciones típicas la relación se cumple sólo para semiconductores y aislantes. Lo que significa que las trazas no se formarían en metales, a menos que la densidad de los electrones de conducción fuese menor de  $10^{20}/\text{cm}^3$ .

El segundo requerimiento está integrado por la movilidad de los iones positivos, pues la región ionizada a lo largo de una traza es esencialmente una región con una alta concentración de iones positivos, y se les puede mover tan lejos que llegan a evitar la formación permanente de la traza. Si suponemos que para que los iones positivos se difundan, por lo menos, la mitad de un radio de la traza  $r_0$ , la movilidad del ión positivo  $\mu_p$  debe de ser mayor que  $r_0^2 e / 4 t K T$  para que la formación de la traza se evite. Esa relación requiere que a temperatura ambiente las trazas no aparezcan en materiales en los que la movilidad de los iones positivos sea mayor que  $\sim 10 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$ . Por lo cual los metales y muchos semiconductores son materiales que no almacenan trazas.

Las pruebas cuantitativas del modelo se tienen, si es posible describir la variación de la energía de la partícula incidente por medio de alguna cantidad medible que esté relacionada con la intensidad del daño a lo largo de las trazas. La rapidez del grabado químico  $V_T$  a lo largo de la traza es la mejor cantidad observable que se conoce para medir la in-

tensidad del daño. Para el modelo de explosión iónica puntual, la ionización primaria (o ionización primaria más excitación para los polímeros) es la cantidad que se postula para determinar la intensidad de daño. El éxito del modelo se cumple - si la rapidez de grabado de diferentes iones es igual para - la misma intensidad de daño y también si se predicen las - energías propias para los umbrales de detección de diferentes partículas incidentes. Se puede concluir que el modelo de explosión iónica puntual se adapta de manera semicuantitativa a la explicación de los hechos experimentales para la formación de trazas revelables en minerales y vidrios inorgánicos.

### III.2. PROPIEDADES DE LOS MATERIALES Y PARTICULAS QUE FORMAN TRAZAS

Para que las partículas cargadas puedan formar trazas - latentes en un cierto material, es necesario que los efectos producidos por las partículas sean permanentes, situación - que ocurre siempre y cuando no se presente el efecto de la - recombinación de los átomos o moléculas que fueron afectados por el paso de las partículas.

En consecuencia, en los materiales conductores no se - pueden observar trazas permanentes, ya que la gran movilidad que tienen los electrones en esos materiales permite que los átomos o moléculas afectados por el paso de las partículas - se recombinen, por lo cual las zonas dañadas del material - vuelven a su forma original, antes de que pueda formarse -

cualquier traza.

Ya que las trazas pueden formarse en cualquier material que no sea un elemento conductor, se puede establecer que aquellos materiales que tengan una resistividad mayor de 2000  $\Omega$ -cm son capaces de formar trazas, cosa que no sucede con los materiales de menor resistividad, debido al efecto de recombinación. Sin embargo, el criterio de resistividad no es el único para poder establecer los materiales que son capaces de formar trazas.

Los vidrios y cristales inorgánicos sólo pueden detectar partículas que tengan una razón de pérdida de energía mayor de 15  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$ <sup>(13)</sup>. Los polímeros orgánicos son mucho más sensibles, de ahí que puedan registrar partículas con razones de pérdida de energía de menos de 4  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$ <sup>(13)</sup>. En este tipo de materiales se han podido registrar razones de pérdida de energía de hasta 1  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$ .

El conocimiento de las partículas que pueden formar trazas en un material dado es de gran importancia para comprender el fenómeno de la formación de trazas. El criterio que más se acepta para lo anterior es el de la razón crítica de ionización. Este criterio establece que, para que se formen trazas en un material detector, es necesario que la ionización específica por unidad de longitud producida por la partícula en el material sobrepase un cierto valor umbral que es característico de cada material detector; esto implica que las partículas cuyo depósito de energía es menor que el

umbral de detección del material no formarán trazas en dicho material.

La razón crítica de ionización depende de la naturaleza del material de detección, de las características del revelado, como también de las condiciones de la partícula incidente, sobre todo de la cantidad de energía que deposita por unidad de trayectoria.

Los electrones con energías de 9 a 15 eV pueden causar ionización en polímeros, los que tienen energías ~ 6 a 10 eV causan excitación y aquellos con energías  $\leq 6$  eV causan vibración, por lo que la contribución de estos tres efectos a la energía total que se imparte al sistema dentro del período de depósito de energía ( $10^{-13}$  seg.) se ha calculado y se puede ver en la figura III.2

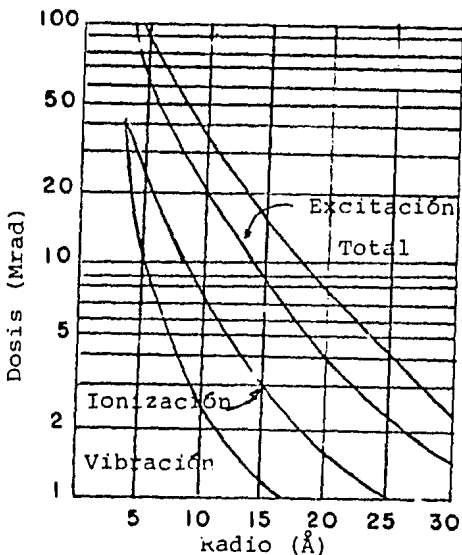


FIGURA III.2

Contribución a la energía depositada por la partícula.

Alrededor del 30% de la energía es depositada por el ion en las inmediaciones de su trayectoria. Sólo las partículas que producen una suficiente cantidad de daño en un cierto volumen del material podrán inducir trazas visibles en la superficie del material, lo cual sucede cuando la rapidez del grabado preferencial a lo largo de la traza  $V_T$ , excede su

ficientemente a la rapidez de grabado en el resto del volumen no dañado  $V_G$ , lo que da origen a una depresión en la superficie del material cuyo ángulo cónico  $\phi$  depende de la razón de  $V_T/V_G$ .

Se sabe poco acerca de la relación entre las propiedades físicas y químicas de un material y su capacidad para registrar trazas, por lo cual es difícil predecir la sensibilidad de un material nuevo. Sin embargo, los sistemas con una alta inestabilidad química, tienden a mostrar una sensibilidad mayor. La sensibilidad de un cierto material detector de trazas, es función del ángulo crítico de incidencia de la partícula, en el que un fragmento de fisión aún se puede detectar. O sea, mientras más inclinado sea el ángulo crítico de incidencia de la partícula, más alta será la eficiencia de detección y la probabilidad de que las trazas grabadas permanezcan visibles después de grabados prolongados.

Una vez que ha sido grabada la traza, su visibilidad sólo se afectará por la fundición, ablandamiento, o la descomposición química del material detector. En algunos polímeros sensitivos, un calentamiento prolongado da por resultado cambios permanentes en la sensibilidad y la rapidez de grabado, debido a que ocurren cambios en la estructura del material. Si el punto de fusión es bastante alto como lo es en muchos minerales y vidrios inorgánicos, temperaturas arriba de varios cientos de grados no pueden causar cambios en la intensidad de trazas aún en períodos de tiempo prolongados: Cuan-

do hay cambios en el número de trazas, también hay cambios - pronunciados en las dimensiones, distribución y longitud de las trazas.

### III.3 GEOMETRIA DE LAS TRAZAS

La apariencia visual de las trazas grabadas depende de muchos factores, que incluyen las características de las partículas y las del detector, el procedimiento de grabado y la técnica microscópica de exploración.

De ahí que sea importante conocer la transferencia lineal de energía LET de las partículas y los diferentes eventos de pérdida de energía para obtener la forma de la traza que inducen las partículas en el material detector.

Las partículas por su razón de pérdida de energía se pueden clasificar en tres categorías: bajo, mediano y alto LET. Las de bajo LET, son por ejemplo electrones con energías mayores de 30 KeV. El grupo de mediano LET está formado por partículas alfa, protones y deuterones con energías de más de 10 MeV. El grupo de alto LET, se constituye de núcleos pesados y fragmentos de fisión.

Las de bajo LET depositan su energía en el interior del material por medio de diferentes eventos. Cuando tienen carga pequeña y su energía es grande, sus pérdidas de energía están localizadas y las regiones de ionización y excitación que producen son pequeñas regiones de forma casi esférica - con diámetros del orden de 10 Å y se encuentran separadas en



tre sí por distancias de casi 1000 Å. Cuando disminuye la energía, forman regiones esféricas de mayores dimensiones y con distancias de separación menores.

Las partículas de mediano LET producen una región cilíndrica altamente ionizada de la que salen trazas cortas, generadas por electrones secundarios, dando la apariencia de pequeñas ramas.

Las partículas de alto LET producen regiones de ionización continua a lo largo de la trayectoria de la partícula. La forma cilíndrica se debe a la superposición de los eventos de ionización y excitación. Esta parte del material se encuentra rodeada por una región de menor daño, la cual se debe a la ionización causada por los electrones secundarios.

La forma de las trazas en un material detector, tiene que ser determinada empíricamente, aunque en algunos materiales plásticos una razón de grabado preferencial alta conduce a trazas en forma de agujeros cónicos (como se puede ver en la fig. III.3). Generalmente basados en el conocimiento de las razones de grabado  $V_T$  y  $V_G$  además de consideraciones puramente geométricas, se puede dar en muchos casos una descripción adecuada de la forma de la traza y de su cinética de crecimiento.

Proyección de  $V_T$  en la dirección normal a las paredes de la traza

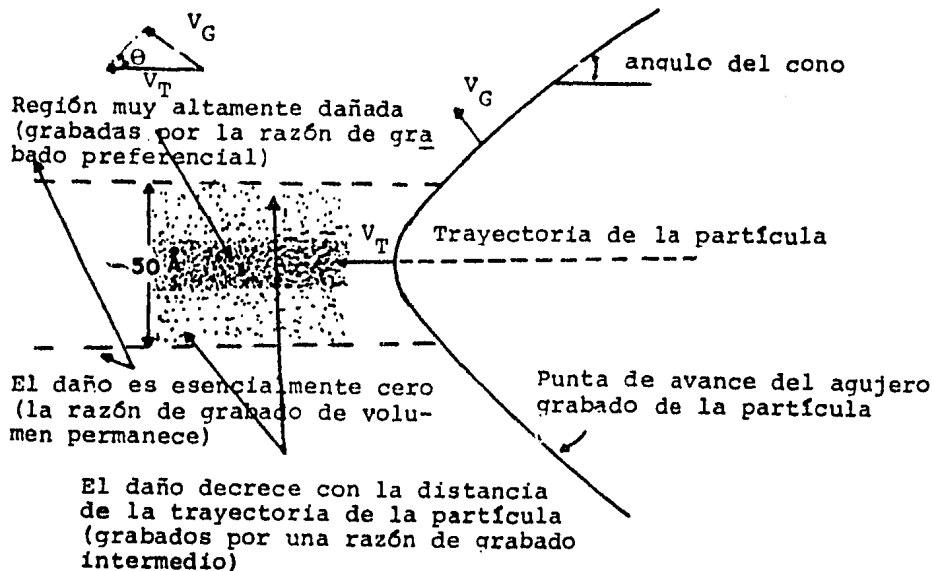


FIG. III.3. Diagrama esquemático del sendero del daño submicroscópico a lo largo de la traza de la partícula y el proceso de grabado preferencial (según Henke y Benton, 1971).

La geometría de las trazas grabadas la podemos concebir suponiendo que  $V_G$  es isotrópica y  $V_T$  es constante a lo largo de la longitud de la traza que se disuelve en un tiempo  $t$ . Esta longitud  $Y$ , está dada por  $Y = V_T \cdot t$ , simultáneamente en ese mismo tiempo, también se disuelve una capa de material no dañado cuyo espesor va a estar dado por,  $X = V_G \cdot t$ . Ya que  $V_T$  es mayor que  $V_G$ , aparecerá una depresión en forma cónica que tendrá un ángulo que será,

$$\phi = \text{ang. sen } (V_G/V_T) \quad (41)$$

y su diámetro va a estar dado por,

$$D = 2V_G \cdot t \left[ (V_T - V_G)/(V_T + V_G) \right]^{1/2} \quad (42)$$

para una traza formada por una partícula normalmente incidente a la superficie del material detector que ha sido atacado químicamente. De las dos anteriores ecuaciones, se ve que el ángulo del cono y su diámetro son función de  $V_T$ , que a la vez es función de la ionización. El caso anterior en el cual  $V_T$  es constante, se puede ver en la figura III.4a.

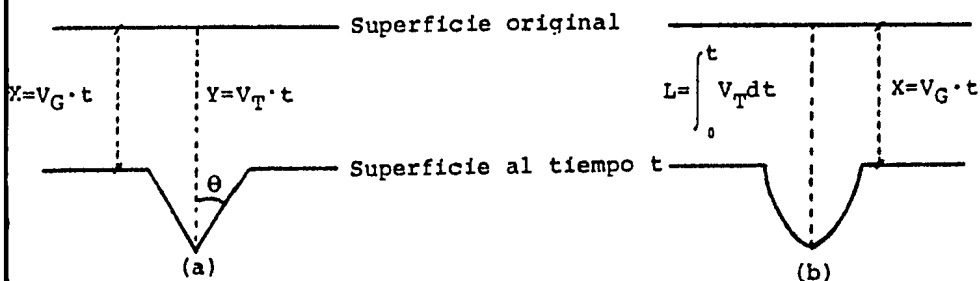
Ahora, consideremos el caso en el cual  $V_T$  no es constante a lo largo de la trayectoria de la partícula de longitud  $Y$ , sino que disminuye durante el tiempo de grabado, la forma de la traza revelada será más complicada, como se ve en la figura III.4b. La longitud que tiene la traza grabada, está dada por la siguiente relación,

$$L = \int_0^t V_T dt \quad (43)$$

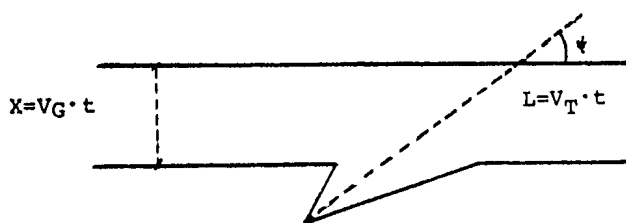
Cuando la partícula incide sobre el material, con un ángulo de inclinación  $\psi$ , es posible obtener el ángulo crítico del registro de trazas. Ya que en el tiempo  $t$ , se disuelve una capa de material de espesor  $X$ , y a lo largo de la traza el mordiente recorre la longitud  $L$  (ver figura III.5), se formará una traza grabada siempre y cuando la componente ver

tical de  $L$ , sea mayor que el espesor  $X$ ; si la componente vertical de  $L$ , no es mayor que el espesor  $X$ , la región donde debería de formarse la traza se disolverá y no se formará la traza. De aquí se concluye que para que haya formación de trazas grabadas, el ángulo de incidencia de la partícula tendrá que ser,

$$\text{sen } \psi \geq V_G/V_T \quad (44)$$



IG. III.4. Geometría de las trazas reveladas. (a) Para  $V_T$  cte, (b) Para  $V_T$  decreciente.



G. III.5. Geometría de las trazas para partículas con un ángulo de incidencia  $\psi$ .

y el ángulo crítico por debajo del cual no se formarán trazas grabadas está dado por,

$$\text{sen } \psi_c = V_G/V_T \quad (45)$$

De las ecuaciones (44) y (45) se ve que el ángulo del cono, para una traza formada por una partícula normalmente incidente, es igual al ángulo crítico, bajo el que no existirán trazas grabadas. La eficiencia de detección de las trazas grabadas de un material detector irradiado con una fuente puntual está dada por,

$$f = 1 - \text{sen } \psi_c \quad (46)$$

Cada material detector tiene una velocidad de grabado  $V_G$  característica y cada partícula incidente genera una velocidad  $V_T$  que está relacionada con la ionización que produce la partícula a lo largo de su trayectoria. Las anteriores relaciones se dedujeron considerando condiciones ideales, que raramente se cumplen en la práctica, ya que dependen de un gran número de parámetros.

#### III.4 GRABADO QUIMICO

Para el análisis de las trazas formadas por las partículas cargadas que pasan a través del material detector existen diferentes métodos que tienen como objetivo principal agrandar y exhibir dichas trazas. Estos métodos comúnmente se llaman métodos de grabado de trazas. La utilidad de estos métodos

todos reside en su simplicidad, ya que sólo se usan sustancias químicas comunes, y en la amplificación efectiva que producen en las trazas grabadas hasta tamaños donde pueden verse con un microscopio óptico ordinario. El procedimiento ha permitido que las trazas se puedan observar en bastantes materiales de detección.

De las técnicas de grabado, la más simple y comúnmente usada es emplear grabantes y condiciones de grabado que previamente han sido establecidos. Las condiciones óptimas de grabado se han determinado empíricamente para cada material detector, ya que, en principio, cualquier producto químico que ataque con la rapidez necesaria se puede usar como grabante. Entonces, más bien por conveniencia que por razones técnicas, algunos grabantes simples, tales como KOH, NaOH y HF, han sido usados durante muchos años.

La traza se forma debido a que, en la región dañada por el paso de la partícula, la estructura del material presenta alteraciones y una reactividad distinta a la del resto del volumen de la muestra. Por lo que, cuando se ataca el material con una solución corrosiva, la parte dañada se disuelve con mayor rapidez que el resto del material, formándose un agujero en forma de cono y su diámetro aumenta a ir prolongando el tiempo de grabado. A los cristales y vidrios inorgánicos se les graba con ácidos comunes a temperatura ambiente, mientras que el grabado de trazas en los polímeros y materiales orgánicos se hace con soluciones alcalinas a tem-

peraturas entre 20° y 60°C.

El tamaño de las trazas grabadas dependerá directamente de la temperatura con que se graben y de la concentración de la sustancia corrosiva, y también dependerá del tiempo que duran las muestras dentro de la sustancia corrosiva (tiempo de grabado). La dimensión de las trazas grabadas está relacionada con las velocidades de grabado de las trazas en la sustancia químicamente corrosiva.

Algunos procedimientos de grabado que se han sugerido para la detección de fragmentos de fisión en varios materiales se muestran en la tabla III.1. Los datos de la tabla, son un poco arbitrarios, y las condiciones óptimas de grabado más recientes pueden diferir de las que se indican.

Es una desventaja básica del grabado de trazas el hecho de que sólo las trazas de la superficie que son accesibles al grabante se pueden hacer visibles. Un método bastante complicado para el desarrollo de las trazas en el volumen, ha sido elaborado actualmente. La hoja detectora se bombardea normalmente a su superficie con iones pesados. El grabado resulta en grandes canales paralelos a través de los cuales el grabante puede penetrar y atacar las trazas más pequeñas en el interior del polímero.

### III.5 METODOS DE CONTEO

La mayoría de las aplicaciones dosimétricas de los detectores de trazas en estado sólido requieren la determina-

ción del número de trazas grabadas por unidad de área, en la superficie del detector. El conteo de trazas visual con un microscopio es la forma más simple de hacerlo, pero usualmente es lento, tedioso y es un proceso no muy certero, que puede estar sujeto a errores sistemáticos. Esto es claro, en particular, cuando las densidades de trazas son muy bajas (por lo que requieren de la exploración de grandes áreas), cuando la densidad de trazas es muy alta (existe superposición de trazas) o hay escasa visibilidad de las trazas pequeñas, ha-

TABLA III.1

Condiciones de grabado recomendadas para el grabado de trazas de fragmentos de fisión en algunos dieléctricos<sup>(13)</sup>.

Material	Composición grabante, tiempo - de grabado y temperatura (°C).
<b>A. INORGANICOS</b>	
Mica (lepidolita)	15% de HF, 20 seg, 50°C
	48% de HF, 3-7 seg, 23°C
Mica (moscovita)	20% de HF, 2 hrs, 23°C
	20% de HF, 12 min, 52°C
	15% de HF, 20 min, 50°C
	48% de HF, 10-40 min, 23°C
Mica (flogotipa)	20% de HF, 5 min, 23°C
	15% de HF, 1 min, 50°C
	48% de HF, 1-5 min, 23°C
Cuarzo (SiO <sub>2</sub> )	48% de HF, 24 hrs, 23°C
Vidrio de Borato	H <sub>2</sub> O, 1 min, 23°C



Obsidiana (vidrio volcánico)	48% de HF, 30 seg, 23°C
Vidrio de fosfato	48% de HF, 5-20 min, 23°C
Vidrio de silicio (cuarzo fundido)	48% de HF, 1 min, 23°C
Vidrio de sodio calcio - (platina de microscopio, vidrio de ventana)	48% de HF, 5 seg, 23°C 5% de HF, 2 min, 23°C

## B. ORGANICOS

Acetato de celulosa (Kodacel, Triafol T)	28% de KOH, 30 min, 60°C NaCO <sub>3</sub> , 30 min, 100°C
Buritato de acetato de celulosa (Triafol B)	6.25 N, NaOH, 12 min, 70°C (KMnO <sub>4</sub> , NaClO)
Nitrato de celulosa (Dai Cell, Nixon-Balwin)	6.25 N NaOH, 2 min, 70°C 6.25 N NaOH, 4 min, 55°C 6.25 N NaOH, 2-4 hrs, 23°C 28% de KOH, 30 min, 23°C (KMnO <sub>4</sub> , NaClO, K <sub>2</sub> Cr <sub>2</sub> O <sub>7</sub> )
Propionato de celulosa (Cellidor)	28% de KOH, 100 min, 60°C
Triacetato de celulosa (Kodacel TA401, Triafol TN)	6.25 N NaOH, 15% NaClO (2:1 a 1:3), 40°C 28% KOH, 60 min, 60°C
Cornofenol (Ambrolite, Fenoplasto)	NaOH, 1 hr, 40°C
Polietileno ionomérico (Surlín)	10 gr K <sub>2</sub> Cr <sub>2</sub> O <sub>7</sub> + 35 cm <sup>3</sup> al 30% H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> , 1 hr, 50°C
Poliemido (Película-H)	KMnO <sub>4</sub> (25% aq.), 1.5 hrs, 100°C
Policarbonato (Lexano, Macrofol, Kimfol, Merlon).	6.25 N NaOH, 20 min, 50°C 33 cm <sup>3</sup> 30% H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> + K <sub>2</sub> Cr <sub>2</sub> O <sub>7</sub> (10 gr), 2 hrs, 85°C (6.25 N NaOH), 2 hrs, 23°C 2.5 N NaOH + 4% de Benax, 20 min, 70°C
Polietileno	10 gr K <sub>2</sub> Cr <sub>2</sub> O <sub>7</sub> + 35 cm <sup>3</sup> 30% H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> , 30 min, 85°C

	10 gr $K_2Cr_2O_7$ + 5 cm <sup>3</sup> 30% $H_2SO_4$ + 29 gr $H_2O$ , 90°C
Tereftalato de polietileno (Milar, Cronar, - Melinex)	6.25 N NaOH, 10 min, 70°C $KMnO_4$ (25%), 1 hr, 55°C
Polimetilmetacrilate - (Plexiglas, Lucita)	$KMnO_4$ (Sat), 50 min, 85°C
Polioximetileno (Debrin)	5% $KMnO_4$ , 10 hrs, 60°C
Polifenoxida	$KMnO_4$ (25% aq.), 4 min, 100°C
Poliestireno	$KMnO_4$ (Sat), 2.5 hrs, 85°C 10 gr $K_2Cr_2O_7$ + 35 cm <sup>3</sup> 30% $H_2SO_4$ , 3 hrs, 85°C
Polivinilacetoclorido	$KMnO_4$ (25% aq.), 30 min, 100°C $KMnO_4$ (Sat), 2.5 hrs, 85°C $KMnO_4$ (25% aq.), 2 hrs, 55°C
Poliviniltolueno	$KMnO_4$ (Sat, aq.), 30 min, 100°C
Copolímero de policarbonato de silicón	6.25 N NaOH, 20 min, 50°C
Copolímero de celulosa de Siloxan	8 N NaOH + Benax, 3 hrs, 85°C

(Según Fleischer y Hart, 1970, y Blane, 1970).

ciéndose difícil discriminarlas entre artefactos, tales como, partículas de polvo y la bruma en la superficie del detector.

El conteo de trazas visibles se puede simplificar por medio de algunas ayudas que incluyen la proyección, el ajuste del tiempo de grabado con la densidad de trazas para permitir el uso de una óptima amplificación óptica o técnicas especiales de amplificación del contraste. No obstante, otros usuarios recomiendan la exploración por medio de la microscopía electrónica o el conteo de las trazas de los fragmentos de fisión, basándose en la reflexión de la luz después de un revestimiento de plata en la superficie grabada del detector. A pesar de dichas mejoras, el conteo visual continúa siendo menos que el método ideal, particularmente cuando se requieren: velocidad, alta precisión, y/o la evaluación de un gran número de detectores, o grandes áreas. Por lo tanto, los procedimientos de conteo automático son bastante más convenientes, además de que se han desarrollado una gran cantidad de dichos métodos. En la tabla III.2 se compilan algunos de los más usados.

Distintos tipos de aparatos de exploración, tales como el Quantimet, se han diseñado y usado en el estudio de las trazas. En su mayoría esos aparatos electro-ópticos son bastante complejos y además se consideran obsoletos, ya que se han podido aprovechar métodos más simples.

Bajo un campo de iluminación oscuro, las trazas grabadas aparecen brillantes en contraste con el fondo.

La cantidad íntegra de luz que se dispersa dentro del objetivo del microscopio debida a las trazas individuales, -

se puede fácilmente medir con un fotomultiplicador que se pone en la posición del ocular.

Un gran número de métodos no requiere del uso de un microscopio. Para bajas densidades de trazas, se han desarrollado varias técnicas basadas en el uso de hojas delgadas de polímeros, ya que las trazas se vuelven pequeños agujeros en la hoja después del grabado. A través de ellos es posible impulsar soluciones tintes para que aparezcan como puntos ensanchados en un papel filtro blanco. Si un detector se ha grabado prolongadamente, la proyección a través de un lector de microfilms, un amplificador fotográfico o un proyector de diapositivas permiten la exploración de grandes áreas.

Si las densidades de trazas son altas, el cambio en la apariencia de los vidrios grabados o en las superficies de los plásticos se puede ver directamente. La proporcionalidad entre la densidad de trazas y la cantidad de luz dispersada en dichas superficies se ha usado como indicador de la densidad de trazas. El método más conveniente para medir la luz dispersada es el densitómetro. Por supuesto, que como en todas las otras técnicas basadas en la medida de efectos microscópicos, en vez del reconocimiento individual de la traza, la densidad óptica depende no sólo de la densidad de trazas, sino también del tiempo de grabado.

Otros parámetros físicos diferentes, como la constante dieléctrica de una hoja que se encuentra entre un par de electrodos, dependerá del número de trazas grabadas en la ho

ja. El potencial entre los dos electrodos separados por una hoja perforada, también está relacionado con el grado de perforación. La penetración de partículas alfa de corto alcance a través de las hojas perforadas es medible fácilmente con un detector de estado sólido de barrera superficial puesto al lado opuesto de la fuente de alfas, esto puede ser un indicador apropiado del área total de agujeros. Un procedimiento similar usa la penetración de electrones de bajas energías.

El conteo por chisporroteo es el método más elegante para el conteo automático de las trazas en los polímeros, y consiste en el conteo de las descargas eléctricas que ocurren a través de las perforaciones grabadas en las hojas detectoras. Es probablemente el método menos complicado, el más rápido y la forma más precisa para determinar densidades de trazas bajas y medianas en un área relativamente grande (para densidades de trazas más altas, la dispersión óptica y los métodos de absorción son aún los métodos de preferencia).

#### TABLA III.2

Algunos de los métodos para el conteo automático de trazas grabadas en sólidos.

TABLA III.2

TECNICAS MICROSCOPICAS	TECNICAS MACROSCOPICAS	
	Para bajas densidades de trazas	Para altas densidades
<p>1. Aparatos de exploración electro-ópticos.</p> <p>2. Microdensitómetro.</p> <p>3. La medición de la luz dispersada de las trazas en un campo oscuro con un microscopio.</p> <p>a.- tipo conteo de pulso, b.- Intensidad integral.</p>	<p>1. Teñir o penetración de reactivos químicos a través de las perforaciones en las películas.</p> <p>2. Penetración de la luz a través de una cara grabada hasta la otra cara aluminizada de la hoja delgada.</p> <p>3. Descargas eléctricas (chispas) a través de las perforaciones. a. Electrodo móvil. b. Electrodo fijo.</p> <p>4. Penetración de las partículas o electrones a través de las hojas perforadas.</p>	<p>1. Difracción de la luz en superficies grabadas.</p> <p>2. Penetración de los rayos UV a través de las hojas perforadas.</p> <p>3. Absorción de la luz en hojas delgadas y teñidas.</p> <p>4. Constante dieléctrica o la resistencia a través de las hojas perforadas.</p> <p>5. Difracción de Fraunhofer con luz de laser.</p>

### III.6 DEPENDENCIA DE LA ENERGIA Y RESOLUCION ESPECTRAL

La energía de una partícula de carga conocida se puede determinar midiendo la longitud de la traza hecha por ella - en un material adecuado de detección, por ejemplo, vidrios, micas, plásticos, etc. La información que nos puede ser - útil, sobre el daño grabado producido por una partícula - cuando pasa a través del medio de detección, se puede obtener estudiando su razón de pérdida de energía como función de la distancia recorrida por la partícula dentro del medio. Como ya se sabe, los fragmentos de fisión se dividen en dos grupos; los ligeros, a los que se les simboliza con L, y los pesados, con H. Cuando esos fragmentos viajan en un medio - cuyos componentes poseen un número atómico Z bajo, como por ejemplo en un silicato, su pérdida de energía es muy similar a la que presentan los fragmentos de fisión del  $^{235}\text{U}$  en un medio de argón a condiciones estándar. La anterior razón de pérdida de energía como función de la distancia recorrida por los fragmentos de fisión del  $^{235}\text{U}$  se ven en la siguiente figura.

La razón lineal de pérdida de energía de los dos grupos de fragmentos del  $^{235}\text{U}$  se muestran como función de la distancia recorrida. En las dos curvas la principal razón de pérdida de energía se debe a la ionización de los átomos del medio de interacción, excepto las prominencias finales, las - cuales se deben a impactos nucleares. La cantidad de daño -

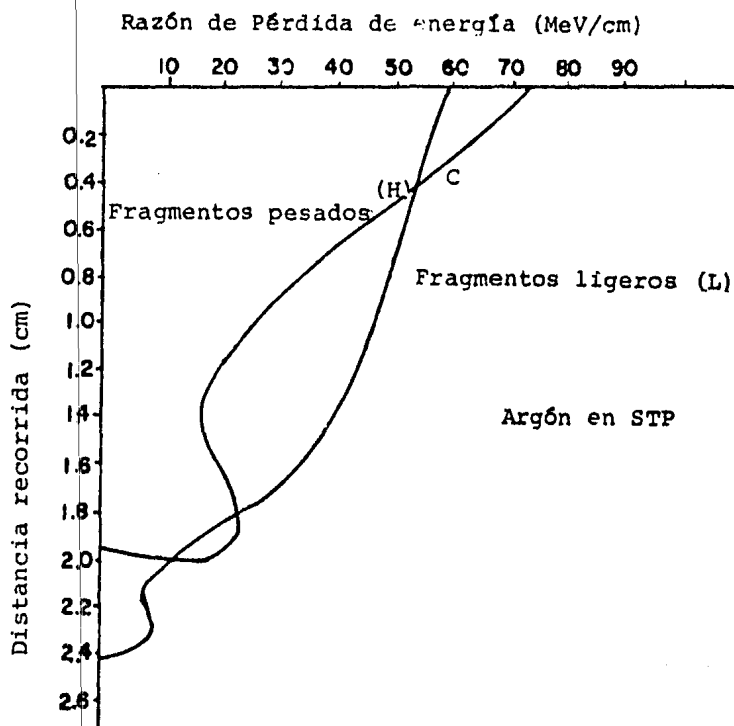


FIG. III.6. Razón de pérdida de energía en función de distancia recorrida por los dos grupos de fragmentos de fisión.

grabado que causan los dos grupos de fragmentos en su recorrido en el material SSNTD siguen la misma tendencia general en las razones de pérdida de energía por ionización anteriormente mostrada.

Podemos deducir que el diámetro de una traza grabada en un material SSNTD, tal como sería el caso de un vidrio, es una buena medida de la energía disipada por un fragmento de fisión en el medio. De esta forma se puede esperar que el diámetro de las trazas, producidas por los fragmentos de fi-



sión, sean funciones de los tiempos totales de grabado. Ya que las dos curvas de  $dE/dx$  de la figura III.6, presentan una intersección en el punto C, al principio de las curvas, es provechoso eliminar del proceso esta parte de las curvas, lo que se puede hacer removiendo las primeras micras de la superficie del vidrio expuesto o bien cubriendo dicha superficie con una capa delgada absorbadora como sería una hoja delgada de aluminio. Con ello se ha mejorado la resolución entre los dos grupos de fragmentos de fisión.

Un análisis de los parámetros  $L$ ,  $H$ ,  $V$ , que son respectivamente, el número de trazas grabadas que tienen el diámetro que corresponde a los picos de los grupos de fragmentos de fisión ligeros y pesados y al mínimo que hay en el valle entre los picos, nos dará la resolución espectral de los dos grupos de fragmentos de fisión. Las tres razones  $L/V$ ,  $H/V$ ,  $L/H$ , serán las que nos caracterizarán las resoluciones que fueron obtenidas con un detector espectrométrico dado (según Schmitt y Pleasonton<sup>(16)</sup>).

Si se grafican las tres anteriores razones espectrales como función del tiempo de grabado, se esperará que simultáneamente las resoluciones se incrementarán lentamente con el tiempo de grabado, hasta que alcancen un máximo de ese tiempo, después del cual las resoluciones no aumentan y comienzan a declinar.

Dicha tendencia es válida, ya que el procedimiento de grabado a lo largo de las trazas continúa desde que las deja

grabadas sobre la superficie, hasta que llega al final del volumen de grabado, que muestra en el fondo señales de los hoyos cónicos iniciales para un tiempo de grabado total  $\tau = R/V_t + R/V_g$ ; donde  $R$  es la longitud de la traza,  $V_g$  y  $V_t$  son las velocidades de grabado a lo largo de la traza y en otra parte del medio, respectivamente. Por motivos de simplicidad se supone que  $V_t$  es constante para todo el tratamiento.

Después del tiempo  $\tau$  los fondos de las trazas grabadas se vuelven completamente circulares y más allá el grabado puede producir cualquier desarrollo preferencial de las trazas grabadas por fragmentos de fisión con diferentes energías. Por lo tanto, después de un tiempo  $\tau$  los dos grupos comienzan a superponerse debido a la extensión estadística de la distribución de los diámetros de las trazas grabadas, deteriorando así las resoluciones alcanzadas.

## C A P I T U L O    I V

PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL PARA LA OBTENCION DEL ESPECTRO  
DE ENERGÍAS DEL  $^{252}\text{Cf}$ .

Con objeto de obtener el espectro de energías de los fragmentos de fisión del  $^{252}\text{Cf}$ , con detectores de trazas nucleares en estado sólido, se irradiaron varias muestras de diferentes materiales detectores con una fuente de  $^{252}\text{Cf}$ . Posteriormente fueron grabados químicamente y mediante el conteo visual, se hizo el recuento de las trazas formadas por los fragmentos de fisión, midiendo además, el diámetro de dichas trazas.

Con el fin de obtener las condiciones óptimas del espectro fué necesario grabar las muestras detectoras a diferentes tiempos, haciéndose en cada caso la respectiva medición de los diámetros de las trazas, con lo que se obtienen las distribuciones de los diámetros para cada tiempo de grabado.

En cada uno de los siguientes incisos de este capítulo, se describen las diferentes etapas del experimento que se efectuaron para la obtención y optimización del espectro de energías de los fragmentos de fisión.

## IV.1 MATERIALES Y EQUIPO USADOS

Los tres diferentes tipos de vidrios que se utilizaron como materiales detectores fueron los que a continuación se

citan:

1. Vidrio de silicio fundido
2. Vidrio de sodio-calcio
3. Vidrio cubierta de hemacitómetro

La fuente de  $^{252}\text{Cf}$  que se usó para irradiar las muestras detectoras tenía una actividad de  $744948 \pm 5\%$  fisiones por - segundo, y una vida media de 2.65 años.

Para colimar el haz de fragmentos de fisión se emplea - ron un par de placas sobrepuestas, una de ellas, de plástico, con un espesor de  $6.1 \pm 0.05$  mm, y la otra de aluminio con - un espesor de  $3.3 \pm 0.05$  mm; ambas tenían un pequeño orifi - cio de  $2.9 \pm 0.05$  mm de diámetro, con lo cual se obtuvo un - haz de fragmentos de fisión normales a la superficie del de - tector.

Se utilizó una laminilla de papel aluminio con espesor de  $4.0 \pm 0.2$   $\mu\text{m}$  ó  $1.3$   $\text{mg}/\text{cm}^2$  para degradar el haz de fragmen - tos de fisión.

El grabante químico se preparó con HF (ácido fluorhídri - co) marca J. T. Backer al 48-51%. La disolución del ácido se hizo en vasos de precipitado de plástico de 100 ml.

La inmersión y removido de las muestras en el grabante se hicieron con unas pinzas de plástico. Se usó un cronóme - tro para medir el tiempo de grabado.

Con un marcador de punta de diamante, se enumeraron las diferentes muestras de los materiales detectores.

Las muestras se secaron con una mufla, cuya temperatura

no era mayor de 40°C.

El conteo se efectuó con un microscopio óptico marca - REICHERT, mod 353 922 que tenía acoplada una cámara fotográfica. La película que se utilizó para las fotografías fue - del tipo Plus X de 125 ASA, marca Kodak.

#### IV.2 IRRADIACION DE LOS VIDRIOS DETECTORES

Las muestras detectoras de silicio fundido se obtuvieron de dos placas de aproximadamente 12 x 12 cm<sup>2</sup>, que se cortaron en pedazos de casi 3 x 3 cm<sup>2</sup>. Los vidrios de sodio-calcio se cortaron formando muestras de 2 x 6 cm<sup>2</sup>. Y los vidrios cubierta de hemacitómetro eran muestras de 2 x 1 cm<sup>2</sup>.

Todas las muestras de los materiales detectores se enumeraron, con el fin de que pudieran ser identificadas en cada etapa del experimento.

La irradiación se realizó colocando sobre la fuente las placas colimadoras, primero la de plástico y luego la de aluminio; después sobre el orificio de los colimadores se colocaban los detectores cubiertos con la lámina degradadora de papel aluminio, obteniéndose así una irradiación con los - fragmentos de fisión normalmente incidentes a la superficie de las muestras detectoras.

El tiempo de irradiación fue diferente en cada muestra, obteniéndose así las siguientes tablas para cada material de tector:

Las muestras del cristal silicio fundido fueron irradiá

das de la manera siguiente:

TABLA IV.1

MUESTRA	TIEMPO DE IRRAD.	MUESTRA	TIEMPO DE IRRADIACION
2 al 8	5 min	17 al 20	10 min.
9 al 12	7 min	21 al 24	20 min.
13 al 16	12 min	25 al 28	30 min.
- - -	- - -	29 al 32	no se irradiaron

Los vidrios de sodio-calcio fueron irradiados en un intervalo de 2 a 6 minutos, los tiempos de irradiación se muestran a continuación:

TABLA IV.2

MUESTRA	TIEMPO DE IRRAD.	MUESTRA	TIEMPO DE IRRADIACION
1 al 6	3 min.	11 y 12	5 min.
7 y 8	2 min.	13 y 14	6 min.
9 y 10	4 min.	0	no se irradió

En el vidrio cubierta de hemacitómetro los tiempos de irradiación fueron:

TABLA IV.3

MUESTRA	TIEMPO DE IRRAD.	MUESTRA	TIEMPO DE IRRADIACION
1	5 min	4	7 min.
2	10 min.	5	no se irradió
3	12 min.	6	no se irradió

Las muestras que no se irradiaron se grabaron en las mismas condiciones que las otras que sí fueron irradiadas; - ésto se hizo con el fin de poder abstraer el conteo de fondo a la información obtenida de las muestras irradiadas.

#### IV.3 GRABADO QUIMICO DE LOS DETECTORES

Una vez que los detectores han sido irradiados, no presentan a simple vista la información que guardan. Para obtener los resultados, hay que amplificar las trazas formadas por los fragmentos de fisión en los materiales detectores; - ésto se logra al atacarlos con alguna sustancia química. En el caso de vidrios inorgánicos, el grabante es una solución de ácido fluorhídrico HF diluído, a una concentración constante para cada material.

Las concentraciones del grabante para los diferentes materiales fueron HF al 10% para los vidrios de silicio fundido, y HF al 24% para los vidrios de sodio-calcio y cubierta de hemacitómetro.

El grabado se lleva a cabo sumergiendo las muestras detectoras en el grabante durante un cierto tiempo (tiempo de grabado); luego se extraen las muestras, e inmediatamente se enjuagan con agua destilada. El secado de las muestras se hace introduciéndolas en la mufla, a una temperatura constante y únicamente duante el tiempo necesario para secarse.

Los detectores se grabaron en soluciones de concentración constante durante diferentes períodos, manteniendó sien

pre la temperatura de grabado en un valor aproximado a los  $-21 \pm 0.5$  °C.

#### IV.4 CONTEO Y MEDICION DE LOS DIAMETROS DE LAS TRAZAS

El análisis, tanto del número como del diámetro de las trazas se llevó a cabo por medio del método de conteo visual con un microscopio óptico. El primer caso consistió en localizar las trazas en la superficie de los detectores irradiados para determinar la amplificación del microscopio con la cual se realizarían las mediciones. La amplificación resultó ser de 504 veces. Después, con la ayuda de una escala conocida, se calibró a la escala que tiene el ocular del microscopio.

En cada tiempo de grabado, se contaron y midieron los diámetros de las trazas, agrupando los diferentes tamaños de trazas, para con ello obtener las distribuciones de las frecuencias de los diámetros de las trazas en cada tiempo de grabado. En cada una de las distribuciones obtenidas en los diferentes tiempos de grabado, se determinaron sus respectivos parámetros de resolución L, H y V. También, con los resultados logrados, se calcularon tanto la densidad de trazas como su diámetro promedio, en cada tiempo de grabado.



## C A P I T U L O    V

## RESULTADOS Y GRAFICAS

En este capítulo se presentan las distribuciones del tamaño de los diámetros de las trazas que se obtuvieron al llevar a cabo el experimento descrito en el capítulo anterior, variando el tiempo de grabado, para obtener la variación de los parámetros de resolución  $L$ ,  $V$ ,  $H$  y así poder optimizar las condiciones de grabado para el espectro de energías de los fragmentos de fisión.

En la primera parte se muestran las distribuciones de los diámetros de las trazas que se obtuvieron con los tres materiales detectores utilizados, cada uno de ellos con sus respectivos parámetros de resolución. También se determinó la relación del tamaño del diámetro promedio de las trazas con el tiempo de grabado, la densidad de trazas en función del tiempo de irradiación y la densidad de trazas con respecto al tiempo de grabado.

En la última parte se presentan las razones de los parámetros de resolución  $L/V$ ,  $H/V$  y  $L/H$  que se obtuvieron en cada uno de los tiempos de grabado; además se determina el tiempo óptimo de grabado, donde los parámetros de resolución tienen un valor máximo.

## V.1 DISTRIBUCIONES DEL TAMAÑO DE LOS DIAMETROS EN LOS DIVER

## SOS TIEMPOS DE GRABADO

Las distribuciones que se presentan a continuación se eligieron como las más representativas para exhibir la evolución de las trazas reveladas en los diferentes tiempos de grabado.

Ya que el detector de silicio fundido desarrolló las mejores características de detección, se elige la secuencia de cuatro gráficas (Figuras V.1, V.2, V.3 y V.6) para mostrar el comportamiento de estos detectores con respecto al tiempo de grabado. También se presentan las distribuciones que se obtuvieron en los otros dos materiales de detección (Figuras V.4 y V.5) para los tiempos de grabado óptimo en los que se obtuvieron los parámetros de resolución máximos. En cada figura se especifica el tiempo de grabado, el diámetro promedio de las trazas, la densidad de trazas, los parámetros de resolución obtenidos y la concentración de la solución que se utilizó como grabante.

En la primera gráfica (Figura V.1), correspondiente al detector de silicio fundido para un tiempo de grabado de 2.0 hrs., se observa que únicamente presenta una distribución normal con solamente un pico. Ese comportamiento se debe, según se puede ver en la figura (III.6), a que los dos grupos de fragmentos de fisión en las primeras capas del material (cerca del punto de intersección C) tienen un comportamiento semejante al depositar su energía en esta parte del

material. Por tal razón, las trazas que forman los dos grupos de fragmentos son semejantes en las primeras capas del material detector superponiéndose las dos distribuciones normales que forman cada grupo de fragmentos en una sola distribución normal.

Conforme aumenta la distancia recorrida por los fragmentos de fisión dentro del material detector, comienzan a presentarse diferencias en la pérdida de energía que muestra cada grupo de fragmentos. Por dicha razón, al aumentar el tiempo de grabado se hacen evidentes estas diferencias en la pérdida de energía de los dos grupos, lo que implica diferencias en el tamaño de las trazas formadas en los materiales detectores por los dos grupos de fragmentos de fisión.

En la figura V.2 se manifiestan ya las diferencias de los dos grupos de fragmentos, formándose una distribución que muestra la superposición de las dos distribuciones normales obteniéndose una distribución que cuenta con dos máximos y un valle a los cuales les corresponde un parámetro de resolución, respectivamente. Al seguir aumentando el tiempo de grabado, la diferencia entre los dos grupos continúa aumentando, con lo cual se va haciendo cada vez más clara la distribución correspondiente a cada uno de los dos grupos; por lo tanto, en forma paralela, van creciendo los parámetros de resolución hasta que se logra un máximo (tiempo óptimo de grabado), que se puede ver en la figura V.3 para el detector de silicio fundido y en las figuras V.4 y V.5 para los detec

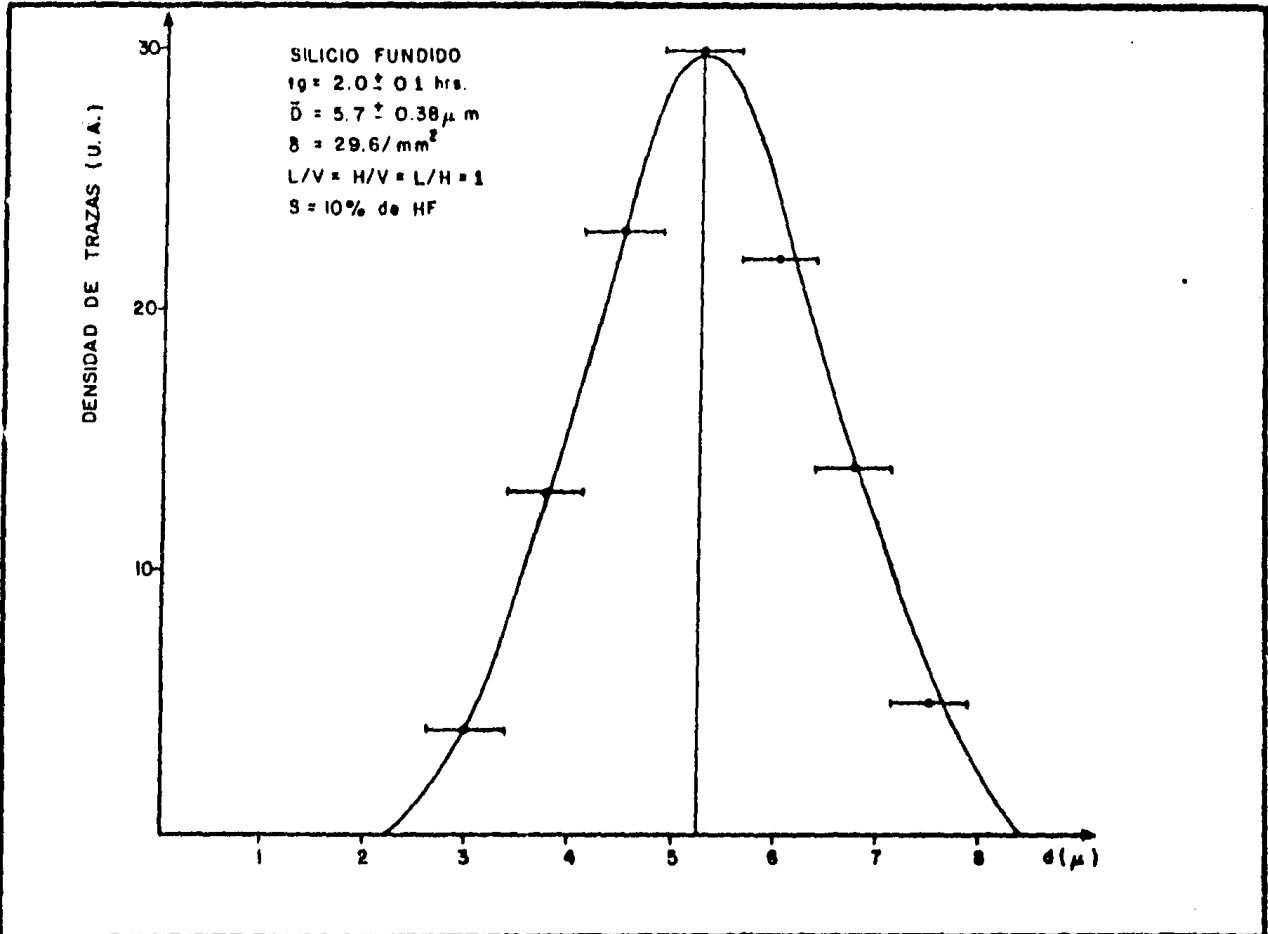


FIG. V.1.

DENSIDAD DE TRAZAS vs. DIAMETRO DE LAS TRAZAS.

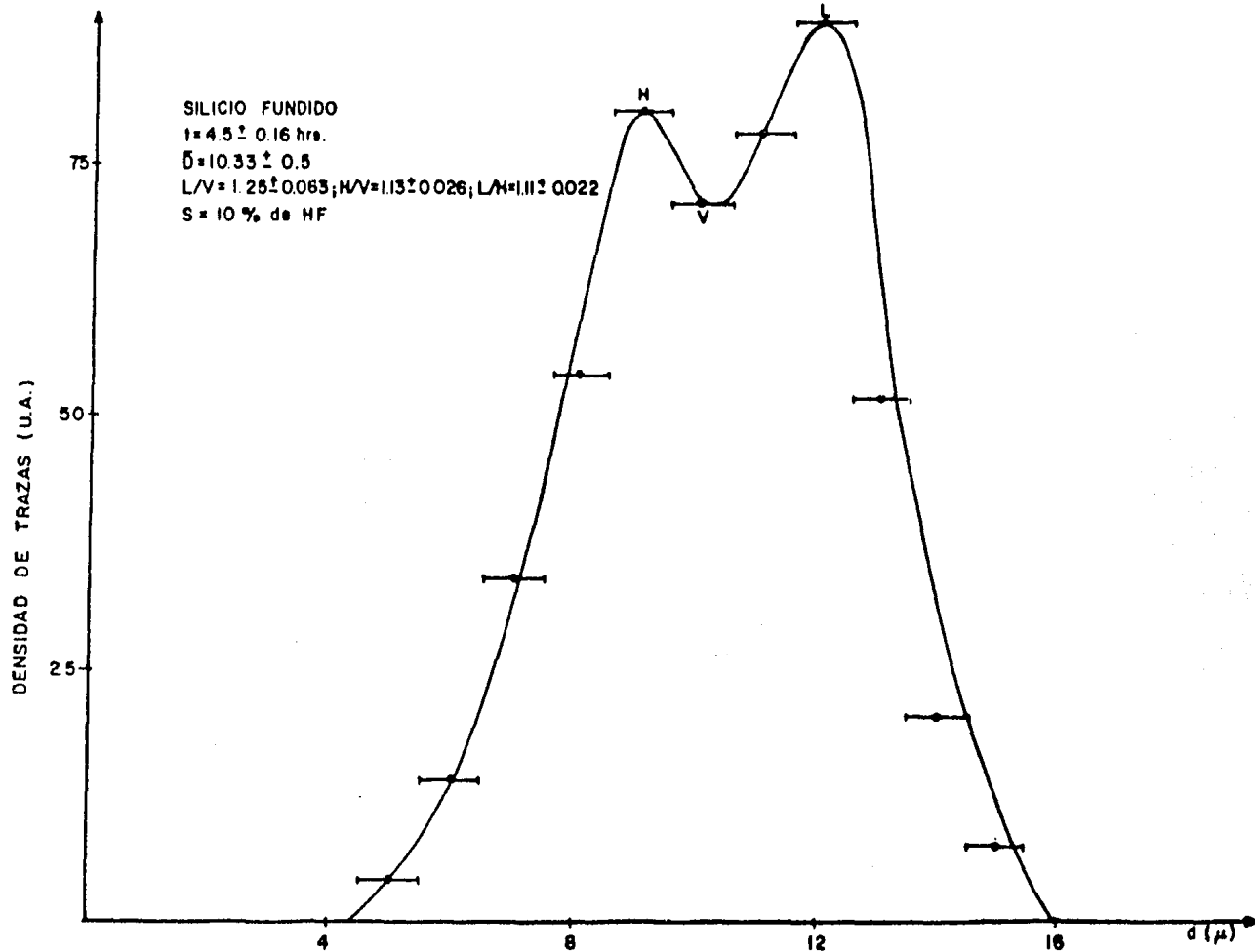


FIG. V. 2. DENSIDAD DE TRAZAS v.s. DIAMETRO DE LAS TRAZAS

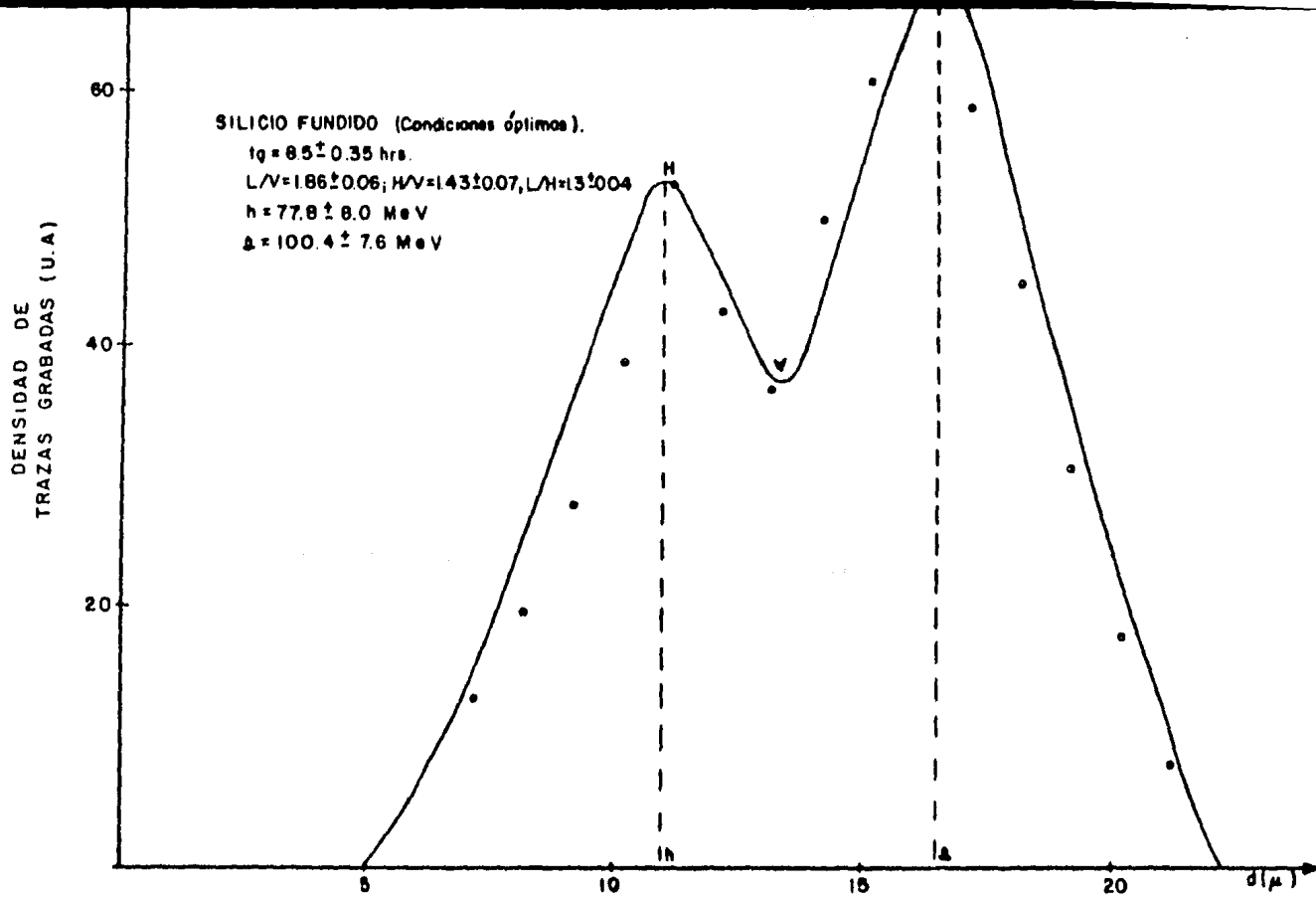


FIG. V.3. DENSIDAD DE TRAZAS vs. DIAMETRO DE LAS TRAZAS, EN EL TIEMPO OPTIMO DE GRABADO.

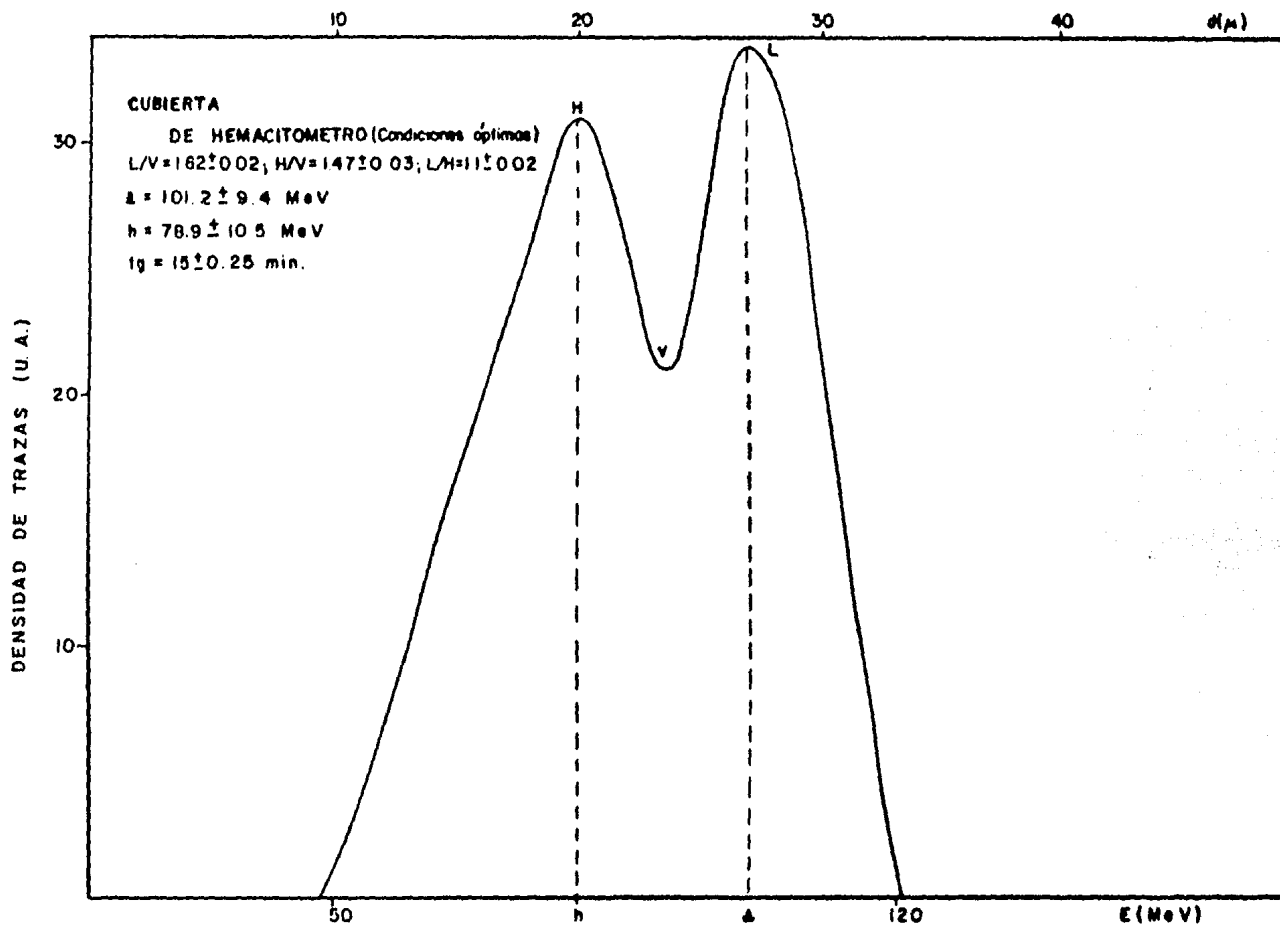
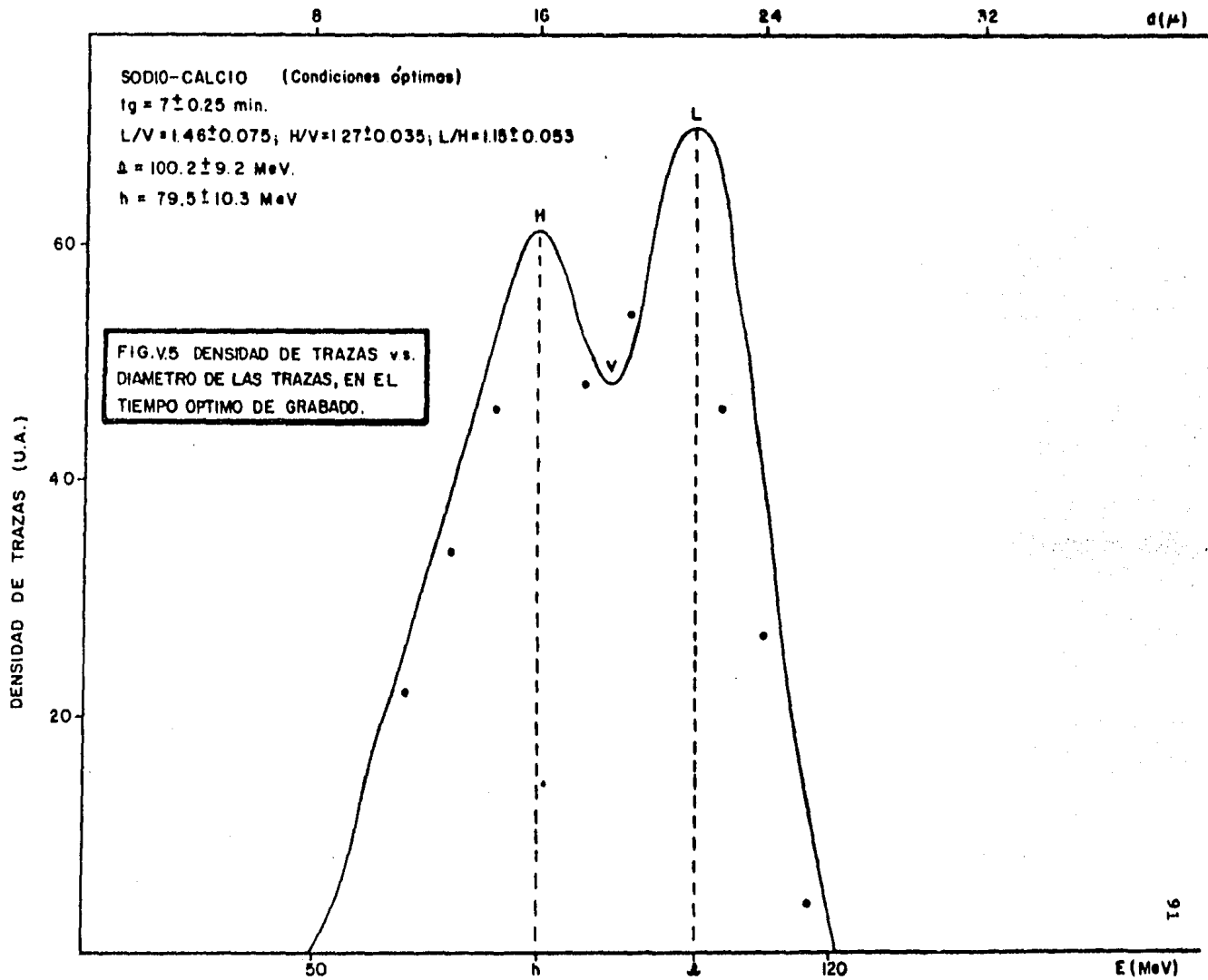


FIG. V. 4 DENSIDAD DE TRAZAS v.s. DIAMETRO DE LAS TRAZAS, EN EL TIEMPO OPTIMO DE GRABADO.





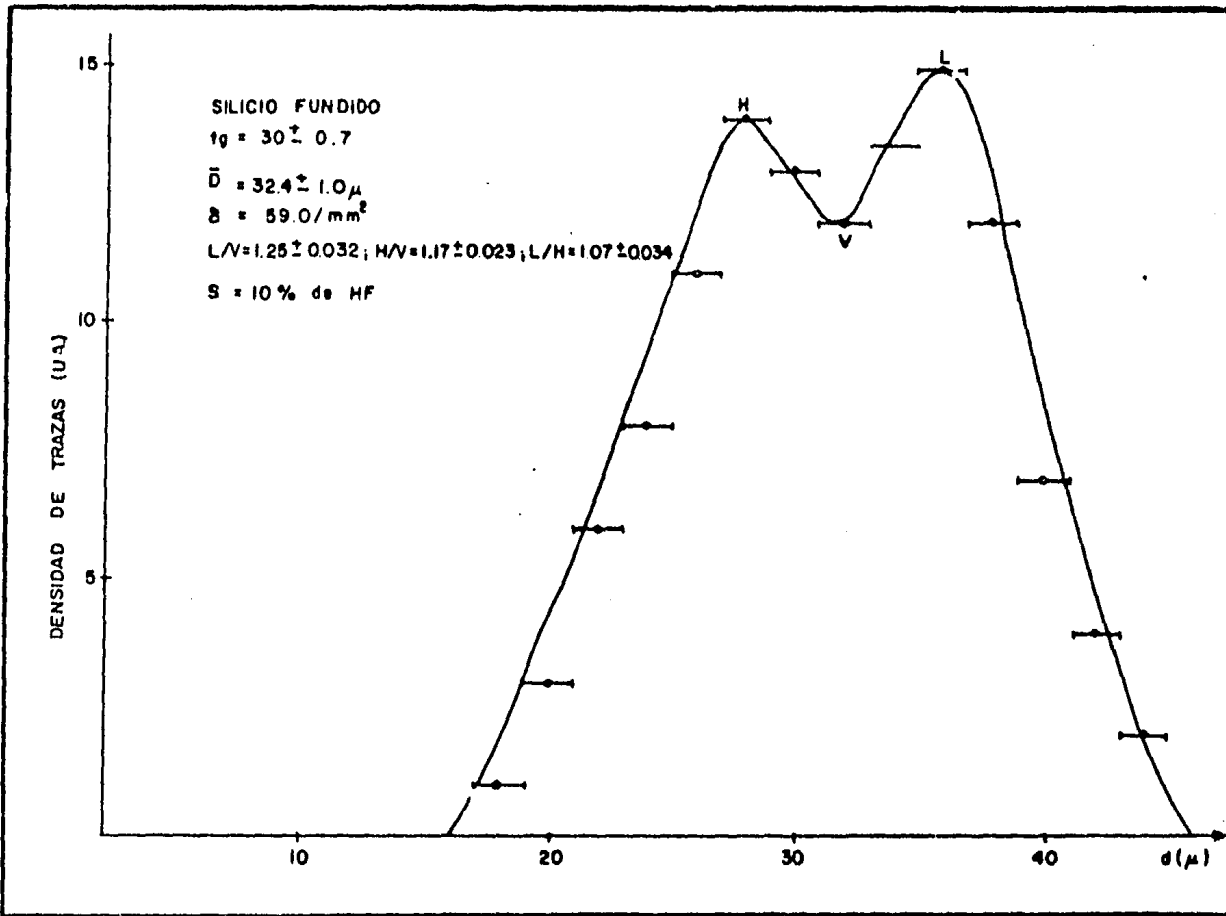


FIG. V. 6.

DENSIDAD DE TRAZAS v.s. DIAMETRO DE LAS TRAZAS.

tores cubierta de hemacitómetro y sodio-calcio respectivamente. Si se continúa aumentando el tiempo de grabado después de que se ha alcanzado el máximo en los parámetros de resolución (Figura V.6), se observa que la resolución disminuye - conforme aumenta el tiempo de grabado; ésto se debe a que - una vez que se alcanzó la diferencia máxima en el comporta\_miento de los dos grupos de fragmentos de fisión, esta diferencia se conserva; y, al aumentar el tiempo de grabado, el tamaño de los diámetros de las trazas aumenta conservando las diferencias iguales entre los diámetros de los dos grupos de fragmentos de fisión; por lo tanto, las distribuciones de - diámetros de los dos grupos de fragmentos comienzan a superponerse, debido a la extensión estadística de cada grupo, de\_teriorando de esta manera la resolución espectral.

También se presenta el espectro de los fragmentos de fi\_sión de una muestra de  $^{252}\text{Cf}$  que se obtuvo con un detector - semiconductor de silicio de barrera superficial (Figura V.7) reportado por Schmitt<sup>(16)</sup> y colaboradores, en el que se muestran los parámetros de resolución logrados por medio de esta técnica, con el fin de que se puedan comparar con los que se obtienen con el método descrito en este trabajo.

En las figuras V.3, V.4 y V.5 se observan dos escalas - diferentes en el eje horizontal; en una se dan las dimensiones de los diámetros de las trazas en  $\mu\text{m}$ , y la otra está graduada en unidades de energía (MeV). La escala se obtuvo al - normalizar el espectro obtenido de la distribución de diáme-

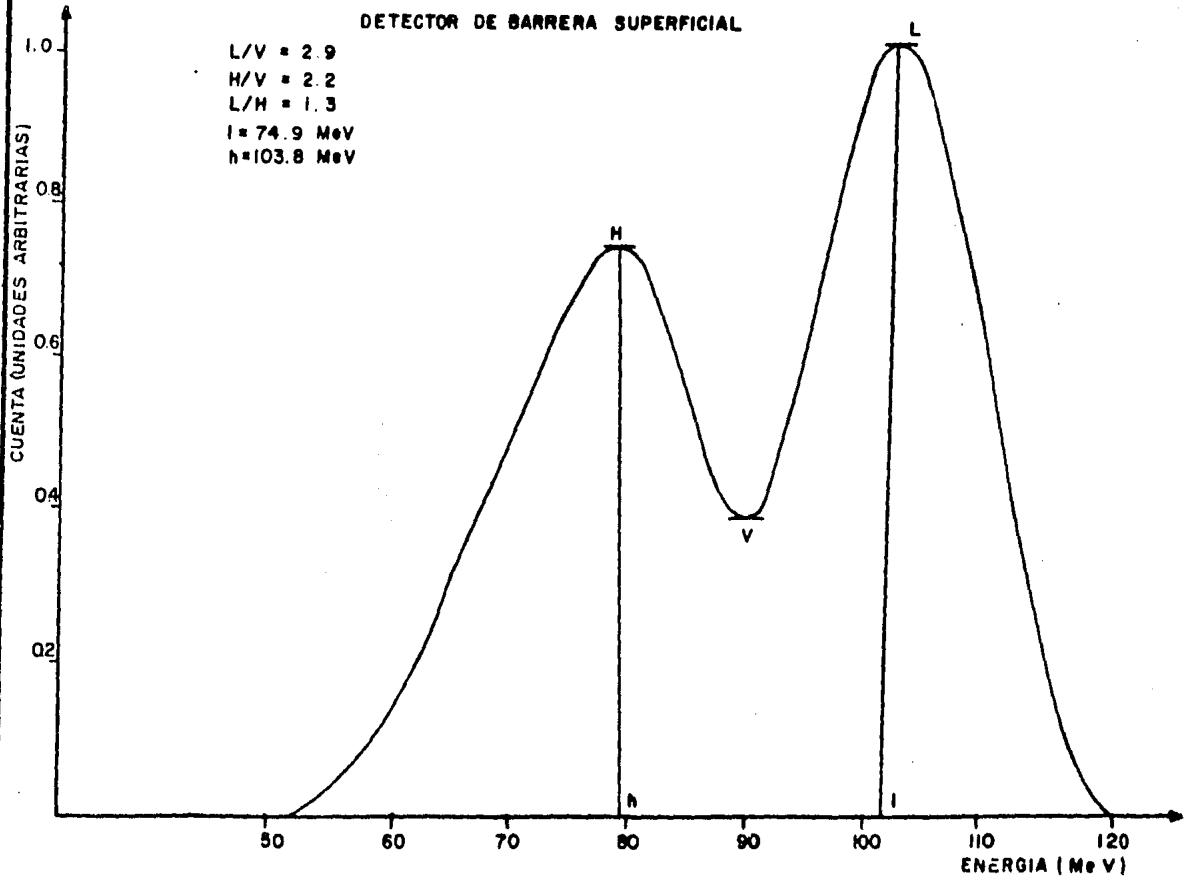


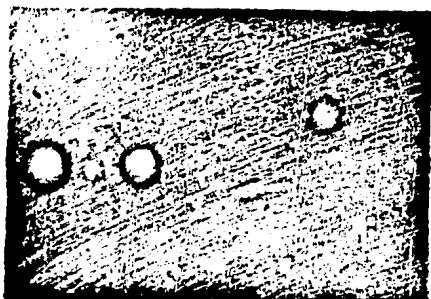
FIG. V.7. ESPECTRO DE ENERGIAS DE LOS FRAGMENTOS DE FISION DEL  $Cs^{137}$  OBTENIDO CON UN DETECTOR SEMICONDUCTOR DE SILICIO DE BARRERA SUPERFICIAL.

tros, haciendo coincidir los extremos con los valores reportados con el espectro del detector semiconductor de silicio. De la escala de energías se obtuvieron los valores correspondientes a los picos de cada grupo de fragmentos de fisión, - que se reportan en las gráficas como  $h$  y  $l$ ; estos valores son bastante semejantes a los reportados con el detector semiconductor.

La secuencia de fotografías (Figura V.8) de las trazas grabadas, formadas por los fragmentos de fisión del  $^{252}\text{Cf}$  en el detector de silicio fundido corresponden a: fotografía 1 para un tiempo de grabado  $t_g$  2.0 hrs; fotografía 2 para el tiempo  $t_g$  4.5 hrs; fotografía 3 para el tiempo  $t_g$  8.5 hrs y la fotografía 4 para el tiempo  $t_g$  15.0 hrs. Las fotografías se tomaron con una cámara acoplada al microscopio óptico, cada vez que se realizaron los conteos de los vidrios detectores referidos. En la secuencia de fotografías se puede notar como van cambiando en su apariencia visual los diámetros de las trazas con respecto al tiempo de grabado.

## V.2 OTRAS PROPIEDADES DE LAS TRAZAS GRABADAS

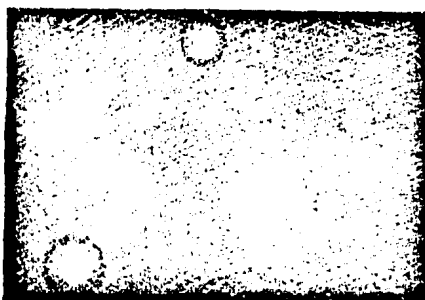
Primero se determinó el comportamiento de las trazas - formadas por los productos de fisión al aumentar el tiempo - de grabado, estableciéndose la relación que existe entre el aumento del tamaño de los diámetros de las trazas y el incremento del tiempo de grabado de los materiales detectores. - También se midió la variación de la densidad de trazas en el material detector con respecto al tiempo de irradiación a que



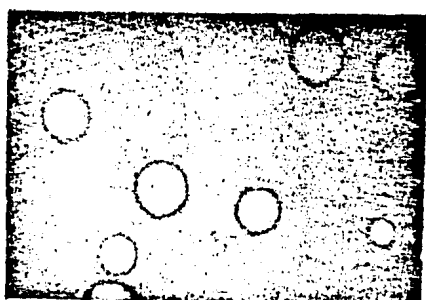
( 1 )



( 2 )



( 3 )



( 4 )

Fig. V.8 Secuencia fotográfica de la apariencia visual que presentan las trazas al ir aumentando el tiempo de grabado.

estuvieron sujetos los materiales, manteniendo fijo el tiempo de grabado. Finalmente, se estableció el comportamiento de la densidad de trazas en función del tiempo de grabado, conservando constante el tiempo de irradiación. Las propiedades se determinaron únicamente para el detector de silicio fundido, ya que para este detector contábamos con un amplio intervalo en los tiempos de irradiación y de grabado proporcionándonos una información bastante abundante, caso contrario de los otros dos tipos de materiales detectores, en los cuales la información resultaba poco abundante. Además, el detector de silicio fundido presentó el mejor comportamiento en sus características de grabado.

En la figura V.9 se observa que existen dos regiones diferentes en la dependencia del tamaño del diámetro promedio de las trazas respecto al tiempo de grabado. En las dos regiones se tiene una dependencia lineal diferenciándose únicamente en su constante de proporcionalidad (pendiente). La primera región corresponde a la vecindad de la trayectoria de los fragmentos dentro del material; como se dijo en los capítulos anteriores, esta región se encuentra altamente dañada por el paso de los fragmentos, por lo cual la velocidad de grabado  $V_t$  es mayor que en el resto del volumen (condición necesaria para que se formen trazas), de ahí que el diámetro de las trazas crezca más rápidamente, hasta que el tiempo de grabado sea tal que todo el volumen del material dañado haya sido ya disuelto por el grabante. Si el grabado se lleva más

allá de este punto donde ya no existe material dañado, la velocidad de grabado en la traza corresponderá a la que se tiene en el resto del volumen del material detector  $V_g$  la cual es menor que la primera velocidad de grabado. Esto corresponde a la segunda región que se menciona. Es importante notar que la segunda región comienza aproximadamente cuando se logra el tiempo óptimo de grabado, confirmando lo que se dijo en la sección anterior; con respecto a este tiempo óptimo de grabado, a partir del cual las diferencias en el tamaño del diámetro de las trazas se mantenía constante al aumentar el tiempo de grabado, ya que todas las trazas crecerían con la misma velocidad.

Al graficar la densidad de trazas en función del tiempo de irradiación (Figura V.10), se pudo determinar que existe, en el intervalo de tiempos estudiado, una relación lineal directamente proporcional entre los dos parámetros. Con ello se corrobora que el material detector posee una de las principales propiedades indispensables en un método de detección, que es una respuesta medible con respecto a la cantidad de radiación incidente en el material de detección, y tal respuesta es la densidad de trazas formadas en el material detector, después de ser atacado químicamente durante un tiempo de grabado previamente establecido.

Se puede deducir de las figuras V.11 y V.12 que la densidad de trazas conserva un comportamiento constante en los tiempos de grabado estudiados. Las dos gráficas que se presentan corresponden a los valores extremos del intervalo de

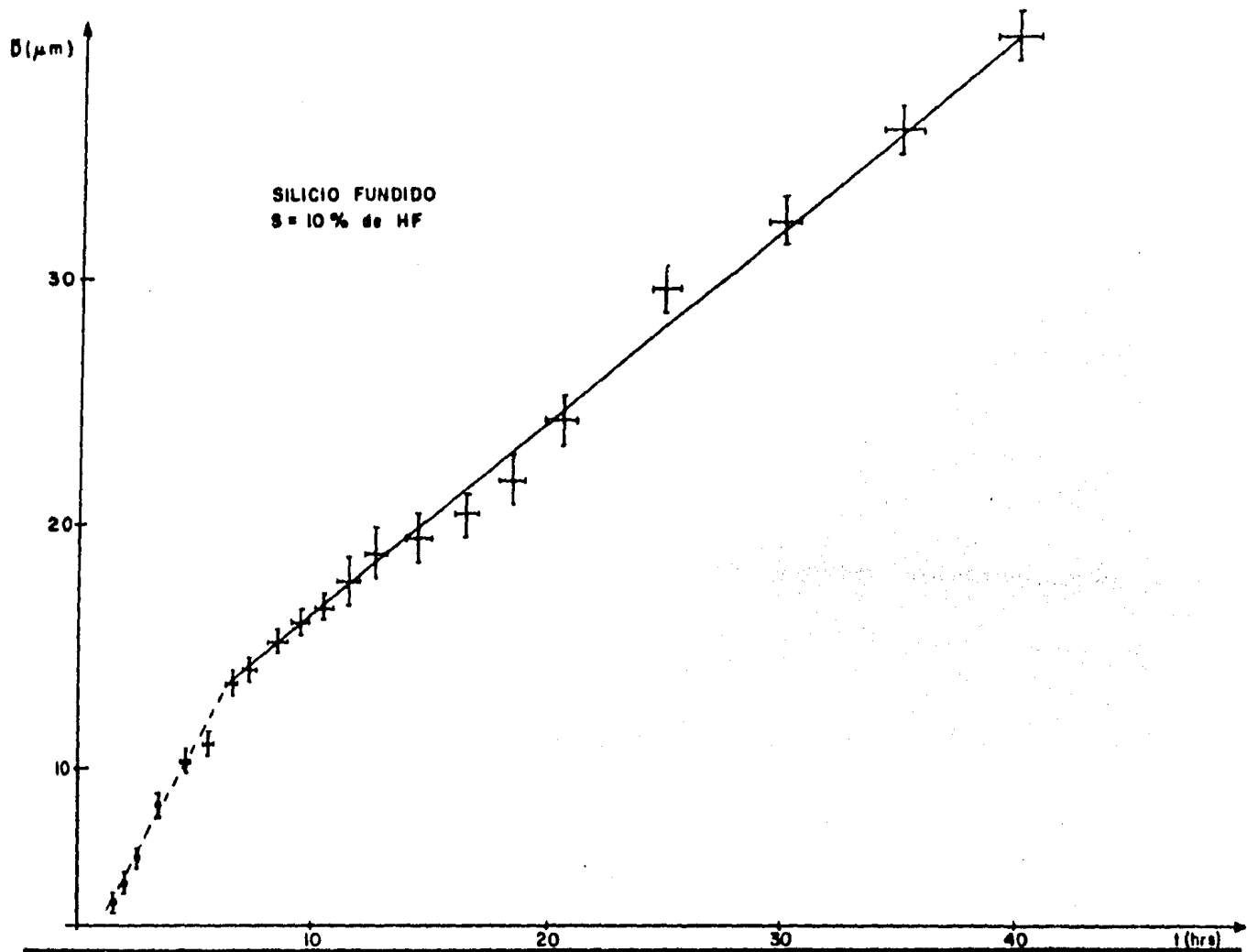


FIG. V. 9 DIAMETRO PROMEDIO v.s. TIEMPO DE GRABADO.



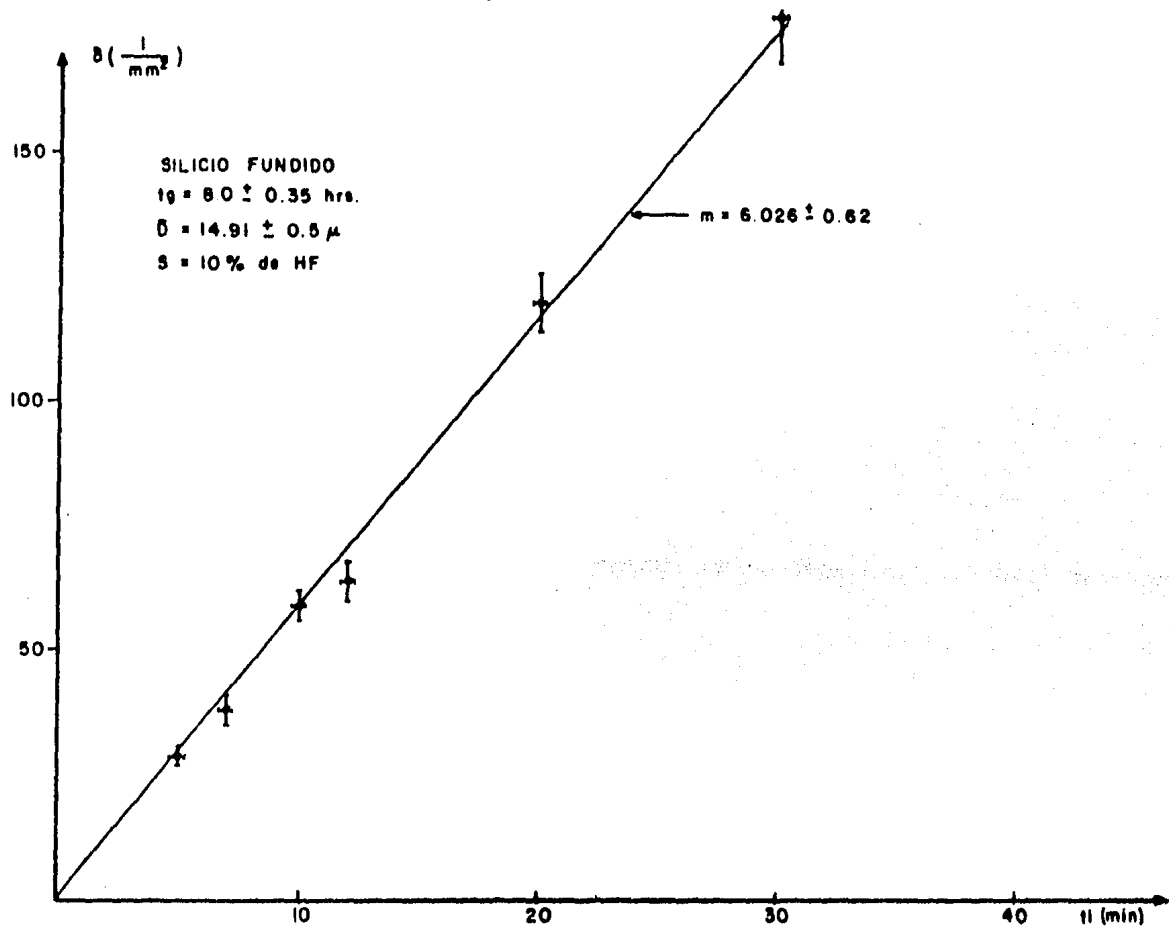


FIG. V.10.

DENSIDAD DE TRAZAS v.s. TIEMPO DE IRRADIACION.

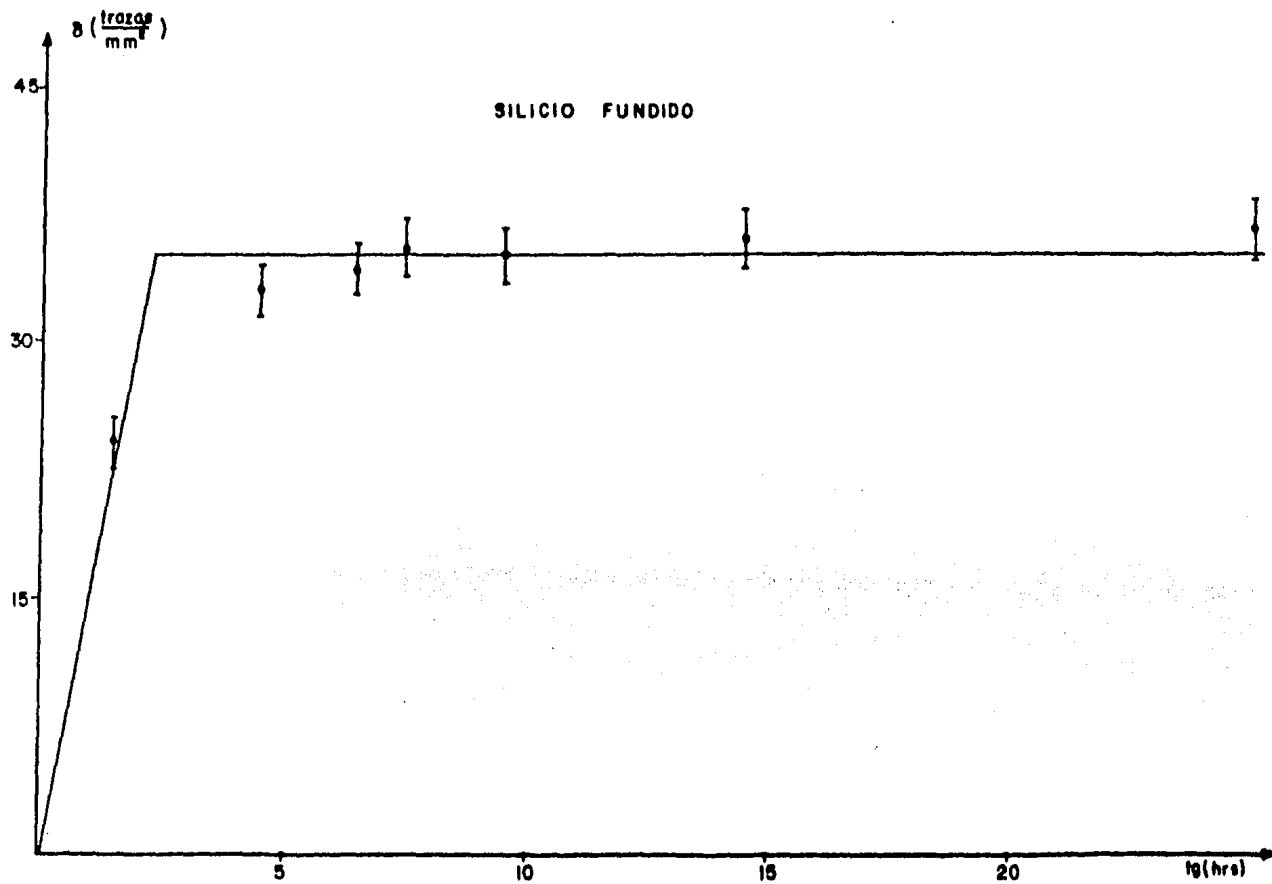


FIG. V.II. DENSIDAD DE TRAZAS v.s. TIEMPO DE GRABADO, PARA UN TIEMPO DE IRRADIACION;  $t_i = 7$  min.

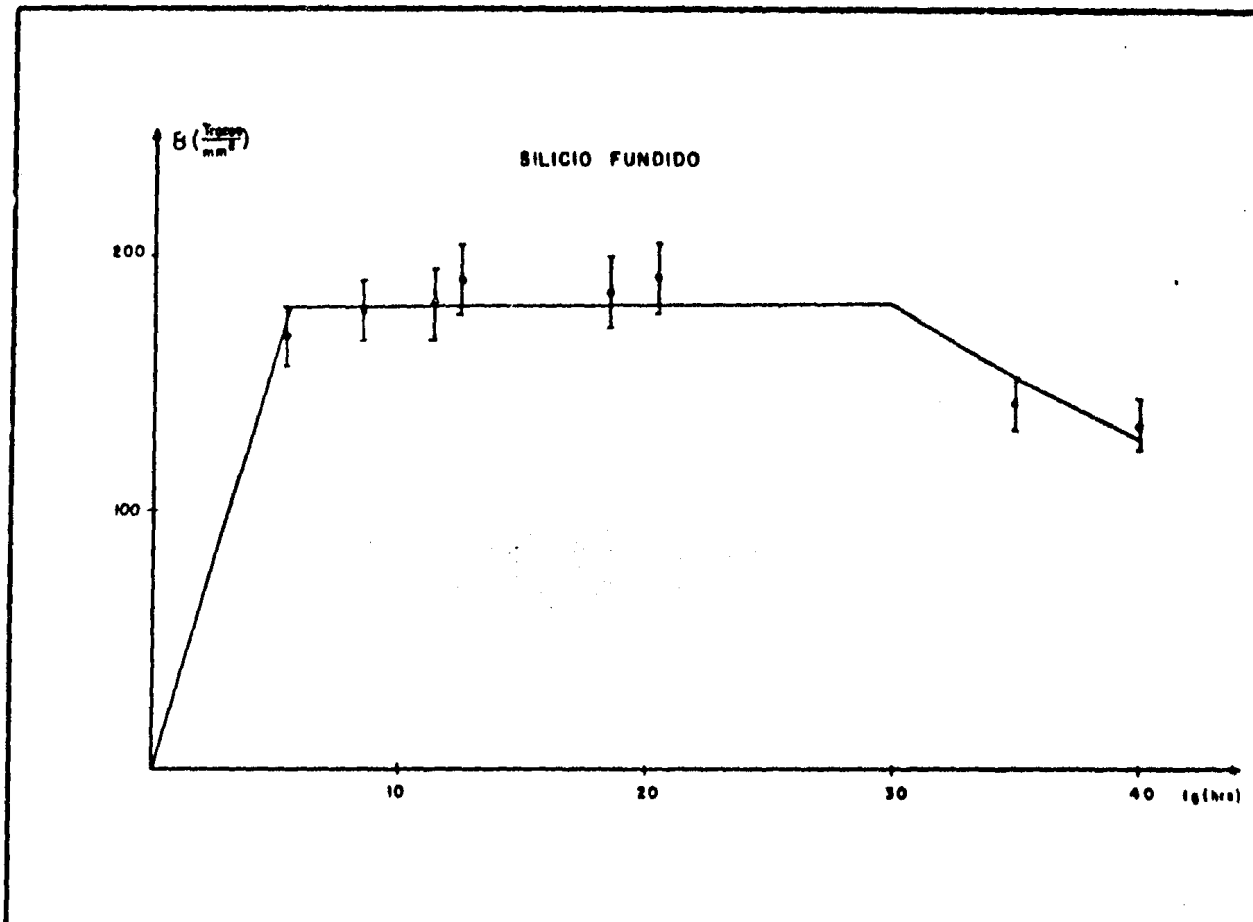


FIG. V.12

DENSIDAD DE TRAZAS vs. TIEMPO DE GRABADO,  
 PARA UN TIEMPO DE IRRADIACION,  $t_i = 30$  min.

tiempos de irradiación ejecutados.

En la primera gráfica (figura V.11) se observa que todos los puntos, excepto el primero, pueden ser representados por un valor constante promedio; la variación del primer punto con respecto al resto fue debida al hecho de que en este tiempo de grabado, las trazas comenzaban a distinguirse con diámetros muy pequeños, por lo cual las trazas eran difíciles de distinguir y fácilmente se podían confundir con pequeñas manchas existentes en la superficie del vidrio, de ahí que algunas trazas no hayan sido medidas por el observador, por lo cual al aumentar el tiempo de grabado el diámetro de las trazas aumentó, implicando que las trazas pequeñas se volvieran más apreciables aumentando así la densidad de trazas que después permanece constante durante el tiempo de grabado a que estuvo sujeto el vidrio con esta densidad de trazas.

En la segunda gráfica (figura V.12) no se observa el primer punto que presenta la gráfica anterior, ya que en este caso el intervalo de tiempos de grabado comienza en un valor mayor, en el que las trazas ya son fácilmente distinguibles y su densidad permanece constante hasta tiempos de grabado muy grandes, donde el grabado comienza a disolver las trazas más superficiales volviéndolas cada vez más difusas, hasta que ya no se pueden apreciar, implicando la disminución de la densidad de trazas que se puede observar en los dos últimos puntos de la gráfica.

### V.3 CURVA DE LOS PARAMETROS DE RESOLUCION L/V, H/V, L/H EN FUNCION DEL TIEMPO DE GRABADO.

Las razones de los parámetros L/V, H/V, y L/H que caracterizan la resolución lograda con un detector espectrométrico, se graficaron en función de los diferentes tiempos de grabado para cada uno de los tres materiales detectores que se utilizaron en la realización del trabajo.

Se puede observar en las tres gráficas, figuras V.13, V.14 y V.15 correspondientes a cada uno de los tres materiales detectores, que el comportamiento de las resoluciones espectrométricas con respecto al tiempo de grabado, siguen una misma tendencia en los tres materiales de detección.

Las gráficas muestran que las resoluciones se incrementan simultáneamente con el tiempo de grabado, hasta que alcanzan un valor máximo eventual (tiempo óptimo de grabado), después del cual las resoluciones comienzan a disminuir gradualmente. La discusión con respecto a ese comportamiento, se dio en la primera parte del capítulo, donde se presentaron las diferentes distribuciones del tamaño de los diámetros de las trazas.

El motivo de que la razón L/V sea siempre mayor que las otras dos razones H/V y L/H se debe a que, como se puede ver en las figuras donde aparecen las distribuciones de los diámetros de las trazas y en la figura V.7, donde se representa el espectro de los fragmentos de fisión del  $^{252}\text{Cf}$  obtenido con un detector semiconductor de barrera superficial de silicio.

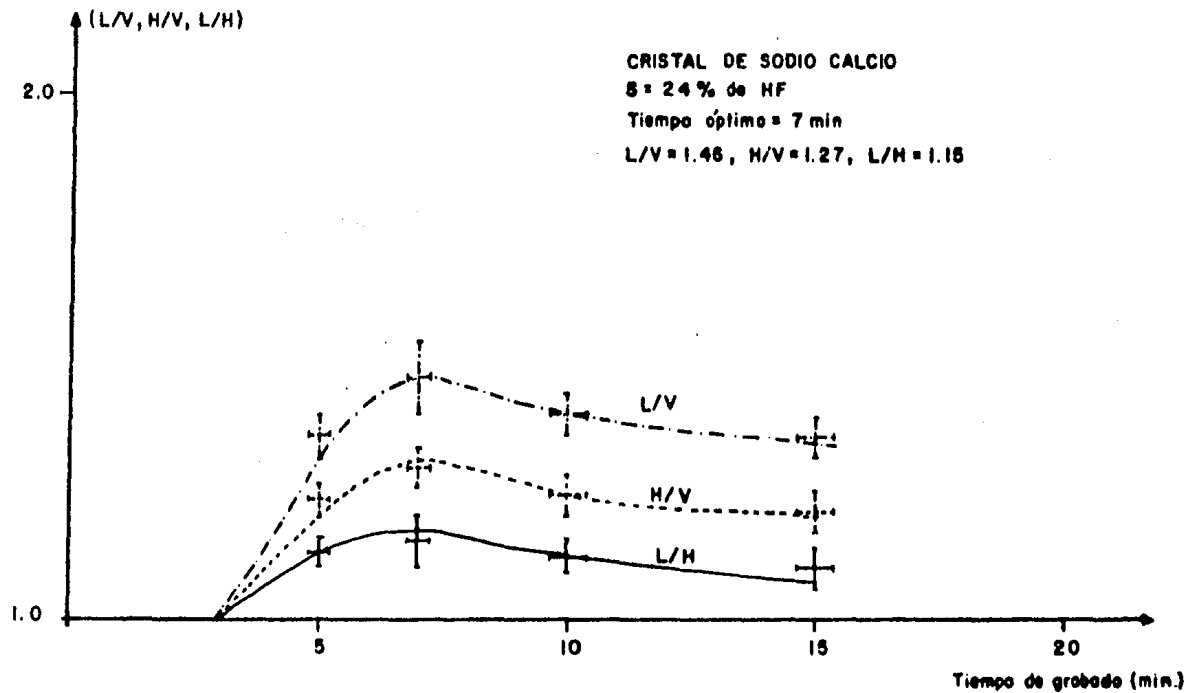


Fig. V.13.

RESOLUCIONES LOGRADAS v.s. TIEMPO DE GRABADO. TAMBIEN SE MUESTRAN LOS VALORES MAXIMOS DE LOS PARAMETROS DE RESOLUCION.

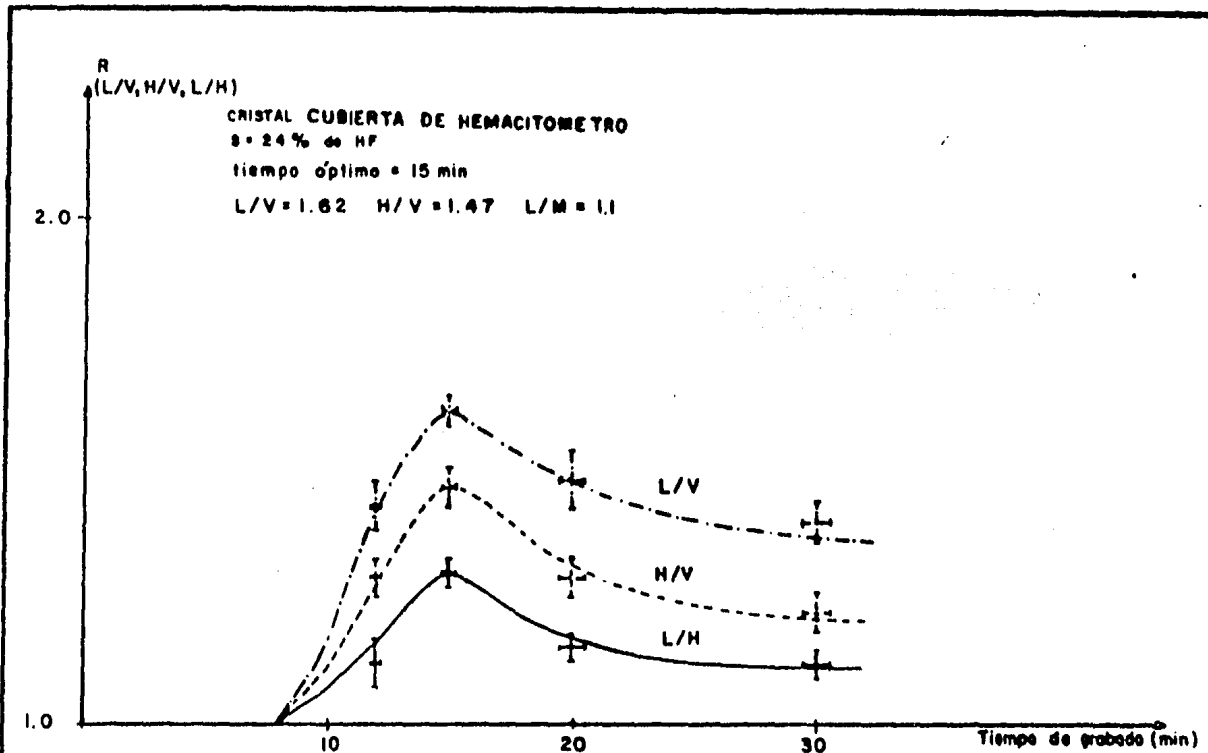


Fig. V.14

RESOLUCIONES LOGRADAS v.s. TIEMPO DE GRABADO. TAMBIEN SE MUESTRAN  
 LOS VALORES MAXIMOS DE LOS PARAMETROS DE RESOLUCION.

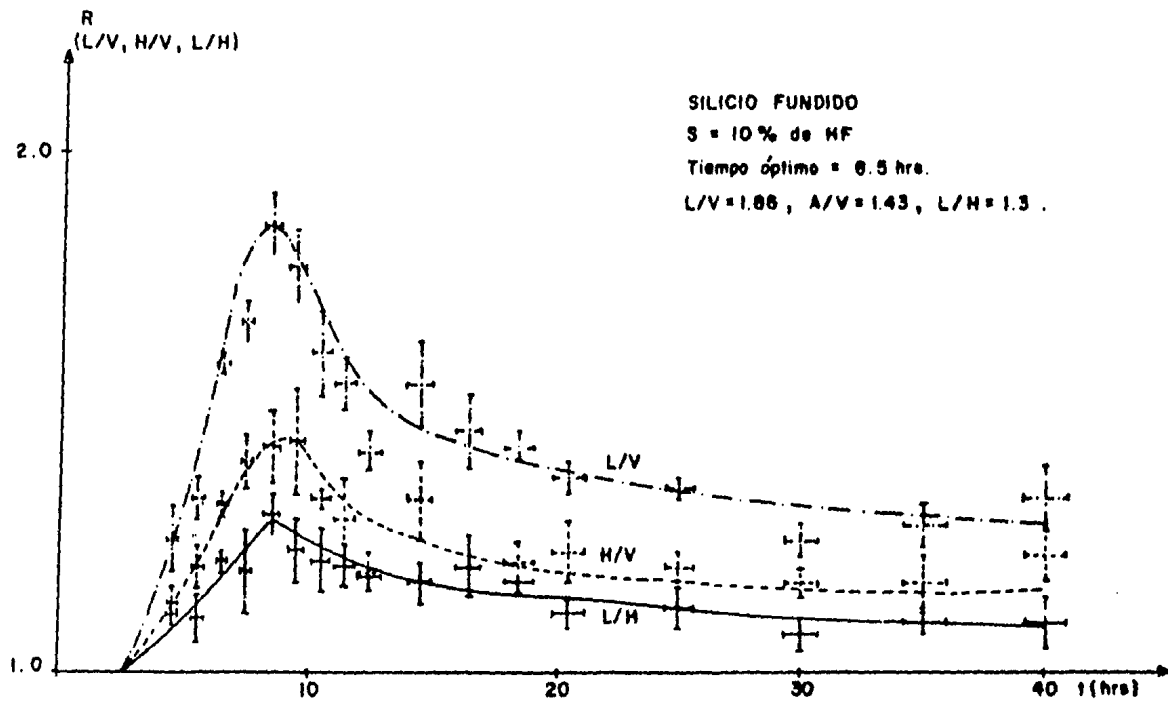


FIG. V. 15

RESOLUCIONES LOGRADAS v.s. TIEMPO DE GRABADO. TAMBIEN SE MUESTRAN  
 LOS VALORES MAXIMOS DE LOS PARAMETROS DE RESOLUCION.



cio, se nota claramente que el grupo de fragmentos pesados - es emitido con un rango más amplio de energías, lo que implica un deterioro en la resolución de este grupo de fragmentos, ya que la distribución estadística correspondiente se vuelve más ancha y menos alta dando lugar a una resolución más pobre que la del pico producido por los fragmentos ligeros, el cual es menos ancho y más alto.

De las tres últimas gráficas, donde se representan los valores de la resolución alcanzada con los tres diferentes - materiales de detección estudiados, claramente se puede notar que el detector de silicio fundido o vitrosil resultó - ser el que reporta los valores más altos en sus resoluciones espectrales para un tiempo de grabado de 8.5 hrs. (tiempo óptimo de grabado), siendo, por lo tanto, el material estudiado en este trabajo con mejores propiedades espectrométricas. El detector cubierta de hemacitómetro obtuvo su tiempo óptimo de grabado a los 15 min, resultando ser el segundo en cuanto a sus propiedades de resolución. A los 7 min. de grabado el detector de sodio-calcio alcanzó sus condiciones óptimas en el tiempo de grabado, habiendo resultado ser el que presentara los valores más bajos en sus parámetros de resolución, por lo tanto fue el material con más pobre resolución espectral en la elaboración del trabajo.

## CONCLUSIONES

De los resultados que se obtuvieron al realizar este trabajo, se pudo comprobar que los tres materiales utilizados como detectores cumplían con las propiedades fundamentales que caracterizan a un buen método de detección:

a) Presentan una respuesta medible (trazas grabadas en el vidrio) cuando son expuestos a un haz de fragmentos de fisión.

b) A partir de la densidad de trazas se puede lograr una estimación de la exposición a la que estuvo sujeto el detector.

c) Además, de que con este tipo de detectores se puede hacer un análisis referente a la energía de los fragmentos de fisión.

Al comparar las distribuciones que se obtuvieron al graficar el número de trazas en función del tamaño de su diámetro con el espectro de energías determinado con un detector semiconductor de barrera superficial de silicio, se puede concluir que la distribución del tamaño de los diámetros de las trazas es una buena estimación del espectro de energías de los fragmentos de fisión.

Una vez que han sido logradas las condiciones óptimas (tiempo de grabado donde  $L/V$ ,  $H/V$  y  $L/H$  son máximas), se puede establecer que las resoluciones alcanzadas con los materiales estudiados y en especial con el detector de silicio fun-

dido o vitrosil, tienen valores no muy inferiores a los obtenidos con detectores semiconductores.

Por lo tanto, la determinación del espectro de energías de los fragmentos de fisión con detectores SSNTD resultó ser una buena técnica para la espectroscopía de partículas cargadas pesadas. Ya que a cambio de poseer una resolución un poco menor, tienen las ventajas que presentan este tipo de detectores sobre los métodos electrónicos tradicionales: son bastante más económicos; su tamaño, forma y espesor se pueden elegir acordes a la aplicación; su insensibilidad a otros tipos de partículas de menor poder de ionización como son las partículas  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$ ; no se afectan con la humedad, etc. Esto ha hecho que la técnica que se ha desarrollado para optimizar la resolución del espectro de energías de los fragmentos de fisión en vidrios, sea un método más conveniente en ciertas circunstancias, donde los detectores electrónicos presentan desventajas con respecto a los materiales SSNTD.

## APENDICE

La Comisión Internacional de Unidades de Radiación y Medidas (ICRU) encargada de definir las cantidades y unidades relacionadas con la radiación y la radiactividad, elaboró en el período comprendido entre 1953 y 1962 sus definiciones para las cantidades de dosis absorbida, exposición, actividad y dosis equivalente, y se establecieron como unidades correspondientes a estas cantidades: el rad, el roentgen (R), el curie (Ci) y el rem.

Con el fin de poder expresar las unidades radiológicas en términos de las unidades del sistema internacional SI, la ICRU en 1975 consideró conveniente reemplazar las unidades especiales de radiación por nuevas unidades derivadas del sistema internacional. Se propusieron como nuevas unidades: el segundo recíproco con el nombre especial de Becquerel (Bq) - para la actividad, el joule por kilogramo con el nombre especial de Gray (Gy) para la dosis absorbida, el coulomb por kilogramo para la exposición (no se propuso ningún nombre especial para esta unidad) y el joule por kilogramo con el nombre especial de Sievert (Sv) para la dosis equivalente.

A partir del establecimiento de las nuevas unidades - (1975), la ICRU recomienda el abandono gradual de las unidades especiales de radiación, cambiándolas por las unidades internacionales. Para lo cual propone un período no mayor de diez años.

A continuación, se presenta una tabla en la que se proporcionan las unidades especiales de radiación y su equivalencia con las unidades derivadas del SI.

TABLA A1

CANTIDAD	UNIDAD ER	DEFINICION	UNIDAD SI	EQUIVALENCIA
Actividad	Curie (Ci)	$3.7 \times 10^{10}$ des/seg	Becquerel (Bq)	$2.703 \times 10^{-11}$ Ci
Exposición	Roentgen (R)	$2.58 \times 10^{-4}$ C/Kg	C/Kg	3876 R
Dosis absorbida	rad	100 erg/gr	Gray (Gy)	100 rad
Dosis equivalente	rem	100 erg/gr	Sievert (Sv)	100 rem

## REFERENCIAS

1. R.D. Evans. The atomic nucleus. (1955).  
Mc. Graw-Hill Book Company.
2. A. Beiser. Conceptos de física moderna. (1970).  
1ra. Ed. rev. Mc. Graw-Hill.
3. M. Alonso y E. Finn. Fundamentos cuánticos y estadísticos.  
Vol. III (1971).  
Fondo Educativo Interamericano.
4. I. Kaplan. Nuclear physics. (1964).  
2a. Ed. Adison-Wesley.
5. A. P. Arya. Fundamentals of nuclear physics. (1966).  
Allyn and Bacon.
6. J. R. Lamarsh. Introduction to nuclear reactor theory.  
(1972). Addison-Wesley Publishing Company.
7. Radiological Health Handbook. (1970).  
U. S. Department of Health, Education and Welfare.
8. W. J. Price. Nuclear radiation detection. (1964).  
Mc. Graw-Hill.
9. G. D. Chase, y J. L. Rabinowitz. Principles of radioiso-  
tope Methodology. (1970).  
3a. Ed. Burquess Publishing Company.
10. G. F. Knoll. Radiation detection and measurement. (1979).  
Wiley and Sons Inc.
11. BIPM. Bureau International des Poids et Mesures. Le -  
Système International d'Unités (SI) OFFILIB, Paris -  
(1973).
12. ICRU. Report 19. Radiation, Quantities and Units. (1971).  
International Commission on Radiation Units and Measu-  
rements, Washington.
13. K. Becker. Solid state dosimetry. (1973).  
Head, Applied and Solid State dosimetry Research  
Oak Ridge National Laboratory, CRC Press.
14. R. L. Fleischer, P. B. Price y R. M. Walker, Nuclear --  
tracks in solids; principles and applications. (1975).  
University of California Press.

15. H. A. Khan, y S.A. Durrani. Nuclear Instruments and methods. 109 (1973) 341.
16. H. W. Schmitt, y F. Pleasonton. Nuclear instruments and methods. 40 (1966) 204.
17. N. O. Lassen. Kgl. Danske Videnskab. Mat.-Fys. Medd. 25 (1949) 11.
18. R. L. Fleischer. H. R. Hart, y W. R. Geard. Science 170 (1970) 1189.
19. V. Hoppner, E. Konecny, y G. Fiedder. Nuclear instruments and methods. 74 (1969) 285
20. P. B. Price, y R. L. Fleischer. Annual review nuclear - science. 21 (1971) 295.
21. H. W. Schmitt, W. E. Kiker, y C. W. Williams. Physical review. 137B (1965) 837.
22. N. Segovía. Trazas nucleares en vidrio. (1978) Tesis de Maestría. UNAM.
23. V. Ley Koo. Cálculo de espectros degradados de fragmentos de fisión. (1972) Tesis de Maestría. IPN.
24. J. Morales R. Conteo electrónico de trazas grabadas en detectores en estado sólido. (1976). Tesis Profesional. UNAM.