



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ANALISIS DE ENERGIAS DE PARTICULAS ALFA
UTILIZANDO EL METODO DE TRAZAS
NUCLEARES EN SOLIDOS.

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE :
F I S I C O
P R E S E N T A :
CARLOS DANIEL AMERO TELLO

DIRECTOR DE TESIS: DR. GUILLERMO ESPINOSA G.



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

192082



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 esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

MAT. MARGARITA ELVIRA CHÁVEZ CANO
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis: **ANÁLISIS DE ENERGÍAS DE PARTICULAS ALFA UTILIZANDO EL MÉTODO DE TRAZAS NUCLEARES EN SÓLIDOS.**

realizado por **CARLOS DANIEL AMERO TELLO**

con número de cuenta **9550421-4** , pasante de la carrera de **FÍSICA**

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario **DR. GUILLERMO ESPINOSA GARCIA**

Propietario **DR. JOSE ISMAEL ESPINOSA ESPINOSA**

Propietario **M. EN C. FERMIN CASTILLO MEJIA**

Suplente **DR. RAMIRO GARCIA GARCIA**

Suplente **DR. ALEJANDRO FRANK HOEFLER**

Patricia Goldstein Menache

Consejo Departamental de FÍSICA
DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE



FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

AGRADECIMIENTOS.

Quiero agradecer al Instituto de Física de la UNAM y en particular al Departamento de Física Experimental por las facilidades de laboratorio y la infraestructura.

A José Ignacio Golzarri por su colaboración y todo el apoyo brindado.

Al Dr. Guillermo Espinosa por la sugerencia del tema de Tesis y la orientación para realizar este trabajo.

CONTENIDO.

Índice de Figuras	2
Introducción	4
Capítulo I. Aspectos Básicos Generales	6
1.1 – Decaimiento alfa	6
1.2 – Interacción de las partículas cargadas con la materia.	8
1.3 – Detectores Semiconductores	10
1.4 – Detectores de Trazas Nucleares en Sólidos	12
Capítulo II. Aspectos Básicos en Trazas	13
2.1 – Aspectos básicos de la formación de trazas	13
2.2 – Criterios en los mecanismos de formación.	14
2.3 – Posibles modelos de formación	17
2.4 – Grabado de Trazas	20
2.5 – Métodos de reconocimiento de energía	26
Capítulo III. Desarrollo e Instrumentación	28
3.1 – Selección del material detector	29
3.2 – Selección de parámetros de grabado químico.	30
3.3 – Descripción del experimento	32
Capítulo IV. Metodología	36
4.1 – Espectroscopía con Detectores Semiconductores.	36
4.2 – Determinación de la velocidad de grabado en TNS.	37
4.3 – Utilización del software para el análisis de imágenes	38
4.4 – Resolución	41
Capítulo V. Resultados	44
5.1 – Densidad como función del tiempo de exposición	44
5.2 – Velocidad de grabado y Velocidad de formación de Trazas	47
5.3 – Caracterización de las Trazas para la fuente triple.	56
5.4 – Espectros de energía para la fuente triple.	60
5.6 – Energía vs. Diámetro	63
Conclusiones	66
Apéndices	68
A – Parámetros de grabado químico para V_t variable	68
B – Distribución Binomial, de Poisson y Normal	70
Bibliografía	72

INDICE DE FIGURAS

1.1 Relación entre la trayectoria de las partículas y el rango.	9
1.2 Numero de partículas pesadas transmitidas por un material.	9
1.3 Esquema de bandas de conducción y de valencia.	10
1.4 Arreglo cristalino de Silicio.	11
1.5 Impureza debida al Galio.	11
1.6 Formación de una Traza grabada debido al desgaste químico.	12
2.1 Paso de una partícula cargada por un material.	14
2.2 Esquema de distintos mecanismos de formación de Trazas.	16
2.3 El mecanismo de punta de explosión iónica.	18
2.4 Representación de parámetros para la descripción de las Trazas.	20
2.5 Construcción de la geometría de una Traza grabada.	21
2.6 Construcción de la geometría para una Traza con ángulo de incidencia.	22
2.7 Construcción para el calculo del diámetro menor.	23
2.8 Evolución del perfil de una Traza.	24
2.9 Perfiles de una partícula α en CR-39.	25
2.10 Perfiles de Trazas para distintas energías.	25
2.11 Relaciones básicas en los pasos de los detectores de Trazas Nucleares en Sólidos.	27
3.1 Formula química del CR-39 ($C_{12}H_{18}O_7$).	29
3.2 Respuesta de los materiales detectores de Trazas Nucleares a las partículas alfa.	29
3.3 Fotos de los detectores CR-39 utilizados.	30
3.4 Relación entre velocidad de grabado y concentración de la solución.	31
3.5 Respuesta de la velocidad de grabado vs. la temperatura de la solución KOH.	32
3.6 Fotografía de los dispositivos.	33
3.7 Contenedor de Lucita y algunos detectores CR-39.	34
3.8 Equipo utilizado: microscopio óptico, cámara digitalizadora y computadora PC.	35
4.1 Esquema de un sistema de detección.	36
4.2 Esquema del espesor del detector después de un tiempo de grabado dado.	37
4.3 Software de Jandel Scientific, Mocha v.1.2.1	39

4.4	Trazas de una muestra radioactiva.	39
4.5	Medidas disponibles en el Software de Jandel Scientific, Mocha v.1.2.1.	40
4.6	Resolución de un detector.	42
4.7	Espectro de energías E_1 y E_2 .	43
5.1	Alcance para las distintas energías de partículas alfa.	44
5.2	Respuesta del detector al tiempo de exposición (12Hrs).	45
5.3	Respuesta del detector al tiempo de exposición (16Hrs).	45
5.4	Respuesta del detector al tiempo de exposición (20Hrs).	46
5.5	Respuesta del detector al tiempo de exposición (24Hrs).	46
5.6	Trazas con distintos valores en el factor de forma.	47
5.7	Gráfica del espesor del detector con respecto del tiempo de grabado.	48
5.8	Aproximación de una distribución normal para el Histograma del Pu (10Hrs).	49
5.9	Aproximación de una distribución normal para el Histograma del Pu (12Hrs).	50
5.10	Aproximación de una distribución normal para el Histograma del Am (10Hrs).	51
5.11	Aproximación de una distribución normal para el Histograma del Am (12Hrs).	52
5.12	Diámetro Mayor promedio como función del tiempo para el Pu.	53
5.13	Diámetro Mayor promedio como función del tiempo para el Am.	54
5.14	Comportamiento de las trazas para el Pu.	55
5.15	Distribución obtenida para la Fuente triple (10Hrs).	56
5.16	Distribución obtenida para la Fuente triple, restando la distribución del Am.	57
5.17	Aproximación de una distribución normal para el Histograma del Cm (10Hrs).	58
5.18	Aproximación de una distribución normal para el Histograma del Cm (12Hrs).	59
5.19	Espectro para una fuente triple de Pu, Am y Cm, con un detector semiconductor.	61
5.20	Distribución obtenida para el Pu, con un tiempo de grabado de 12 Hrs.	61
5.21	Distribución obtenida para el Am, con un tiempo de grabado de 12 Hrs.	62
5.22	Distribución obtenida para el Cm, con un tiempo de grabado de 12 Hrs.	62
5.23	Distribución de diámetros para cada radio-núcleo.	63
5.24	Comportamiento del diámetro como función de la energía (10Hrs)	64
5.25	Comportamiento del diámetro como función de la energía (12Hrs)	64
A1	Geometría de la Traza para V_T variable.	68

INTRODUCCIÓN.

En este trabajo se presenta un método para el análisis de energías para partículas alfa, utilizando Detectores de Trazas Nucleares en Sólidos (DTNS), el cual está basado en la relación existente entre la energía depositada en el material detector y los parámetros geométricos de las trazas formadas. Con esto se pretende exponer un método alternativo a los sistemas de espectroscopia alfa ya existentes.

Los DTNS han sido utilizados satisfactoriamente en aplicaciones que requieren tener conocimiento de la actividad radioactiva únicamente ⁽¹⁻³⁾. No obstante en ocasiones es necesario discriminar a las distintas fuentes emisoras de radiación. Con esta finalidad se han desarrollado métodos de lectura que permitan relacionar la energía de las partículas incidentes con las trazas formadas, proveyendo de una metodología para la identificación de los distintos radionúclidos.

En trabajos recientes ⁽⁴⁻¹³⁾ se ha investigado la respuesta de DTNS para distintas fuentes radioactivas conocidas (i.e. para energías determinadas); sin embargo en su mayoría se trabaja con fuentes de un solo radionúclido. De acuerdo a lo anterior, resulta interesante abordar el problema utilizando una fuente múltiple, en la cual es necesario diferenciar las distintas energías características que contiene. En el presente estudio, se analiza la relación existente entre los diámetros de las trazas y la energía de las partículas incidentes. Así mismo, se propone una metodología para diferenciar los distintos emisores de una fuente múltiple, con el uso de fuentes simples conocidas.

Los Detectores semiconductores han sido los de mayor uso en espectroscopía, debido principalmente a la gran resolución que presentan. No obstante, en algunos casos se requiere de técnicas de detección distintas. Los DTNS son una posible alternativa en la medición de radiación, de acuerdo a que ofrecen ventajas como son: su posible utilización en condiciones variadas, en distintos tamaños, no necesitan equipo tecnológico avanzado, y son insensibles a partículas beta y a rayos gama.

El Capítulo I consiste en un desarrollo teórico de las principales características del decaimiento alfa, la interacción de las partículas ionizadas con la materia, así como a una descripción de los principales métodos de detección. Esta sección tiene como finalidad ofrecer un panorama básico de la física de detección de partículas cargadas, específicamente partículas alfa.

En el Capítulo II se desarrolla el tema de los DTNS, basándose en los tres pasos fundamentales del proceso: exposición del material a radiación ionizante, revelado químico y un sistema de lectura y caracterización de las trazas, empezando con los modelos teóricos y mecanismos de formación de trazas y prosiguiendo con la descripción de los parámetros geométricos durante el proceso de revelado químico. También son mencionadas las distintas metodologías posibles en el reconocimiento de energías utilizando Trazas Nucleares. En este capítulo se presenta el marco teórico de los DTNS, lo que resulta fundamental puesto que es la base de los siguientes capítulos.

El Capítulo III contiene una descripción del arreglo experimental y el procedimiento llevado a cabo para obtener los datos. La metodología de TNS presenta una amplia gama de parámetros utilizables, como son el material detector, la solución química de grabado, su concentración y la temperatura. Estas propiedades deben ser optimizadas para el proceso experimental.

El Capítulo IV describe los procedimientos que se utilizan en la espectroscopía con Detectores Semiconductores y con Detectores de Trazas Nucleares en Sólidos. En el caso de DTNS se utilizó el procedimiento de digitalización de imágenes, por lo cual se presenta una descripción de los principales pasos para obtener una buena lectura en los parámetros deseados. En este capítulo se describe también la metodología utilizada para poder discriminar energías en una fuente de radiación múltiple.

Finalmente, en el Capítulo V, basándonos en la información de la geometría de las trazas, se muestran los resultados obtenidos para las fuentes de Am, Pu y la fuente triple (Pu, Am y Cm). Enfatizando la relación de los diámetros con la energía de incidencia de las partículas.

En las Conclusiones se resumen los aspectos relevantes que se presentaron a lo largo de la investigación, los resultados generales y posibles aplicaciones.

CAPÍTULO I. ASPECTOS BÁSICOS GENERALES.

En este capítulo nos ocuparemos de las principales propiedades del decaimiento alfa, así como de los principios básicos de interacción de las partículas cargadas con la materia. A partir de estos principios se desarrollan los detectores de partículas cargadas, de los cuales, en el presente capítulo se describen los Detectores Semiconductores, por ser los de mayor uso en espectroscopía y los Detectores de Trazas Nucleares en Sólidos por ser el tema central del trabajo.

1.1 DECAIMIENTO ALFA.

Las fuerzas nucleares son de corto alcance, y como resultado se tiene que los nucleones interactúan intensamente sólo con sus vecinos más próximos, en contraste con la fuerza electrostática de repulsión entre protones que es de largo alcance. Por esta razón los núcleos que tienen $Z > 83$ y $A > 209$, son energéticamente inestables y llegan a tener emisiones espontáneas de partículas alfas (núcleos de He^4)^(14,15). El decaimiento Alfa ocurre en esos núcleos como una medida para incrementar la estabilidad reduciendo el número de nucleones (2 protones y 2 neutrones). El proceso de decaimiento alfa se escribe esquemáticamente como



donde X y Y, son el núcleo inicial y el final respectivamente.

La energía de amarre de un núcleo es la diferencia entre la masa total del núcleo y la suma de las masas de sus constituyentes (Z protones y N neutrones). Con lo cual se tiene que:

$$B(A,Z) = [ZM_p + NM_n - M_N(A,Z)]c^2, \quad (1.2)$$

donde $M_N(A,Z)$ es la masa del núcleo con número masico A y número atómico Z, M_p es la masa del protón, M_n es la masa del neutrón, $B(A,Z)$ es la energía de amarre y c es la velocidad de la luz. Las masas generalmente se especifican en unidades atómicas, u ($1u = 1.661 \times 10^{-27} \text{kg}$ y $c^2 = 931.5 \text{ Mev/u}$).

Ahora bien, la energía requerida para remover una partícula del núcleo es su energía de separación, y es igual a la diferencia de las energías de amarre. Por lo tanto la energía de separación de una partícula alfa es

$$S_\alpha = B(A,Z) - B(A-4,Z-2), \quad (1.4)$$

de donde se obtiene que

$$S_\alpha = [M(A-4,Z-2) + M_{\text{He}} - M(A,Z)]c^2. \quad (1.4)$$

La energía que es liberada en la emisión de una partícula alfa es llamada energía de decaimiento, la cual se define como

$$Q_{\alpha} = S_{\alpha} = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M_{He}]c^2. \quad (1.5)$$

Q debe ser mayor que cero para que el decaimiento alfa sea posible.

Si para el proceso de decaimiento alfa, aplicamos la conservación de energía y de momento se tiene que:

$$M(A, Z) c^2 = M(A-4, Z-2) c^2 + M_{He} c^2 + T_H + T_{\alpha}, \quad (1.6)$$

$$P_{\alpha} = P_H, \quad (1.7)$$

donde T_H es la energía cinética del núcleo hijo y T_{α} es la energía cinética de la partícula alfa.

De la primera ecuación se tiene que la energía liberada en el decaimiento debe ser igual a la suma de las energías cinéticas; en caso de que el núcleo hijo resulte en un estado excitado E_i , también se debe que tomar, con lo cual se obtiene

$$Q_{\alpha} = T_H + T_{\alpha} + E_i, \quad (1.8)$$

Que junto con las ecuaciones 1.6 y 1.7, se obtiene que

$$T_{\alpha} = \frac{M(A-4, Z-2)}{M(A-4, Z-2) + M_{He}} (Q_{\alpha} - E_i), \quad (1.9)$$

Las partículas alfa aparecen en uno o más grupos de energías bien definidas. A continuación se muestran las energías básicas para los tres decaimientos alfa que se tratan en el presente trabajo.

	Plutonio 239	Americio 241	Curio 244
Símbolo.	Pu.	Am.	Cm.
Numero Atómico.	94	95	96
Vida Media. (Años)	24110	432.2	18.10
Q. (Kev.)	5244.43	5637.81	5901.65
Energía de la Partícula Alfa.	5156.59 (73.3%)	5485.56 (84.5%)	5804.82 (76.4%)
(Kev.)	5144.3 (15.1%)	5442.80 (13.0%)	5762.70 (23.6%)
	5105.50 (11.5%)		

Tabla 1.1
Principales energías del Pu^{239} , Am^{241} y Cm^{244} .

1.2 INTERACCIÓN DE LAS PARTÍCULAS CARGADAS CON LA MATERIA.

Antes de comenzar una descripción de los modelos de detección de partículas α , es necesario que consideremos los principales mecanismos por los cuales una partícula cargada pierde energía al pasar por la materia.

- La fuerza electrostática entre los iones incidentes y los electrones del medio, la cual tiene como consecuencia que los electrones sean expulsados de sus órbitas, o llevados a estados de menor ligadura. Estos procesos se conocen como ionización y excitación respectivamente ⁽¹⁵⁾.
- La interacción entre el ion en movimiento y los núcleos de la muestra. Lo cual puede dar como resultado la expulsión de los átomos de sus sitios en el arreglo o fuera de las cadenas moleculares ⁽¹⁵⁾.

De acuerdo a que el radio del núcleo es de aproximadamente 10^{-14} m. y el radio del átomo es de 10^{-10} m ⁽¹⁵⁾. Se tiene que

$$\frac{\# \text{ de interacciones con electrones}}{\# \text{ de interacciones con núcleos}} = \frac{R_{\text{átomo}}^2}{R_{\text{núcleo}}^2} = \frac{(10^{-10})^2}{(10^{-14})^2} \approx 10^8$$

Por lo que es de esperarse que las colisiones con los electrones atómicos sean más importantes que con los núcleos. La acción de esta interacción con los electrones por un periodo de tiempo, resulta en la transferencia de energía de la partícula en movimiento a los electrones ligados, los cuales tienen niveles de energía cuantizados.

La excitación se produce cuando el electrón adquiere energía para pasar a un estado desocupado de una órbita de mayor energía. El electrón sigue ligado pero pasa de un nivel con energía E_1 a otro con energía E_2 , produciendo un átomo excitado. En un periodo del orden de 10^{-8} a 10^{-10} seg. el electrón regresa a su estado original, emitiendo un fotón con energía $E_2 - E_1$ ^(14,15).

Mientras que la Ionización ocurre cuando el electrón obtiene suficiente energía para dejar el átomo y convertirse en una partícula libre con energía cinética igual a:

$$T_e = (\text{energía dada por la partícula ionizada}) - (\text{energía de ionización}).$$

El electrón liberado se comporta como una partícula cargada en movimiento, pudiendo llegar a provocar ionización e excitación, estos electrones liberados son llamados rayos delta (δ). A la ionización y excitación producida por los rayos δ se le llama segunda ionización y segunda excitación.

La partícula cargada en movimiento pierde energía continuamente; eventualmente llegará a frenarse y se combinará con electrones del material hasta transformarse en neutral. La

distancia total que recorre la partícula es S , mientras que el ancho de un material necesario para detener a una partícula de energía cinética T , masa M y carga Z se llama Rango, L .

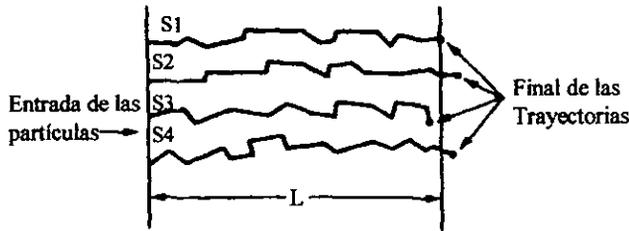


Figura 1.1

Relación entre la trayectoria de las partículas, S y el rango L .
Siempre se tiene que $S \geq L$. El rango es un promedio. ⁽¹⁵⁾

Para partículas alfa en aire a temperatura ambiente y a una presión de 1 atm. el rango está dado experimentalmente en mm por ⁽¹⁵⁾:

$$\begin{aligned} L &= e^{(1.61\sqrt{T})} & 1 < T \leq 4 \text{Mev.} \\ L &= (0.05T + 2.85)T^{\frac{3}{2}} & 4 \leq T \leq 15 \text{Mev.} \end{aligned} \quad (1.10)$$

El conocimiento de estas funciones es de gran utilidad puesto que a partir de éste es posible calcular el rango para cualquier otro material utilizando la regla de Bragg-Kleeman:

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{A_1}{A_2}}, \quad (1.11)$$

donde ρ es la densidad del medio y A es el peso atómico.

A continuación se muestra el comportamiento de la transmisión de partículas en un material.

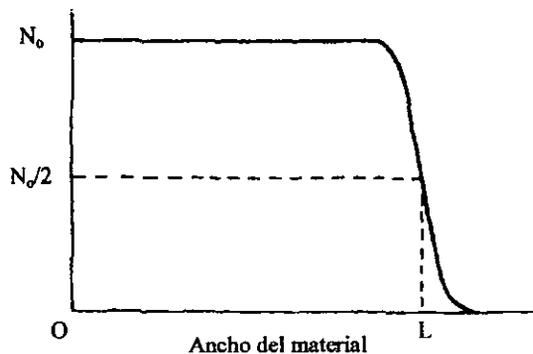


Figura 1.2

Numero de partículas pesadas transmitidas por un material ⁽¹⁵⁾.

1.3 DETECTORES SEMICONDUCTORES ^(14,15,45).

La conducción eléctrica en los arreglos cristalinos se puede visualizar en función de dos bandas de energía. La banda de valencia que corresponde a los electrones ligados al arreglo del cristal y la banda de conducción que representa a los electrones que son libres de migrar a través del cristal. Las bandas están separadas por una barrera de energía prohibida, el tamaño de esta determina si se trata de un material conductor, aislante, o semiconductor.

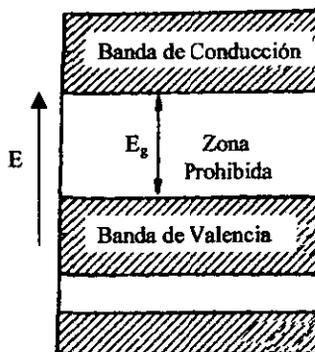


Figura 1.3
Esquema donde se muestra la banda de conducción,
la banda de valencia y la separación entre ellas. ⁽¹³⁾

En los aislantes la banda de valencia está totalmente ocupada y la banda de conducción está vacía, la separación entre capas es muy ancha, por lo cual un campo eléctrico o el incremento en la temperatura no proporciona suficiente energía a los electrones para que puedan pasar de una banda a otra.

Para los conductores, la banda de conducción está parcialmente ocupada y un electrón en la banda de valencia es capaz de moverse hacia la banda de conducción bajo la influencia de casi cualquier campo eléctrico; esto es debido a la poca separación entre las dos bandas.

Para los semiconductores la banda de valencia está llena y la de conducción está vacía, pero la separación entre las dos es pequeña. Al incrementar la temperatura algunos electrones obtienen suficiente energía para pasar de una banda a la otra. En esta banda los electrones son libres de moverse y responderán a la influencia de cualquier campo eléctrico.

Cuando un electrón se mueve de la banda de valencia a la de conducción, deja una vacancia en la banda de valencia, la cual se denomina hueco. Los huecos se comportan como cargas positivas efectivas, los electrones de la banda de valencia pueden ocupar los huecos, dejando otro a su vez, con lo que se produce una migración de vacancias. Este movimiento de electrones en la banda de valencia puede considerarse como movimiento migratorio de los huecos.

Con el objetivo de incrementar la conducción del material semiconductor, se busca tener electrones u huecos extras, lo cual se consigue a base de insertar impurezas. Consideremos un semiconductor de Silicio (Si), el cual tiene 4 electrones de valencia; cada uno crea un enlace covalente con los átomos vecinos. Si se reemplaza un átomo de Si por uno de Arsénico (As), que tiene 5 electrones de valencia, cuatro de estos producen los enlaces covalentes, pero el quinto electrón no tiene ninguna ligadura química, por lo que se necesita muy poca energía para liberarlo. Los semiconductores con átomos donadores tienen un mayor número de electrones con respecto a los huecos y se llaman semiconductores de tipo n.

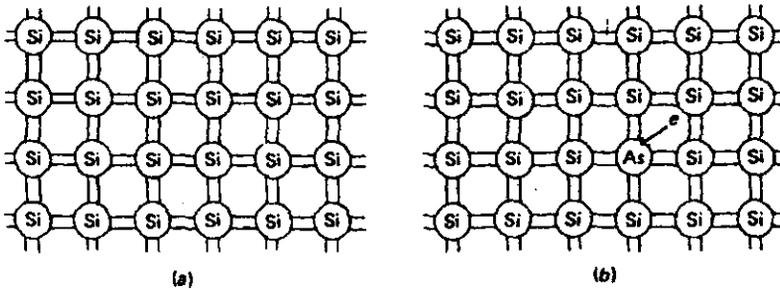


Figura 1.4

a) Arreglo cristalino de Silicio. b) Impureza de Arsénico, un electrón no hace ningún enlace químico. ⁽¹⁵⁾

Ahora bien, si átomos de Galio se introducen en el cristal, debido a que éste solo tiene tres electrones de valencia, solo se formaran tres enlaces covalentes con los átomos de Si. Por lo cual los electrones de otro átomo de Si pueden quedar ligados al Galio, produciendo, huecos. Los semiconductores con átomos aceptores se llaman de tipo p.

Consideremos dos semiconductores uno de tipo p y otro de tipo n, puestos en contacto, los electrones y huecos se moverán de áreas de alta concentración a áreas de baja concentración. Esta difusión producirá un equilibrio de las concentraciones, pero de acuerdo a que los materiales son neutros, se producirá una diferencia de potencial V_0 entre las dos regiones, puesto que ahora se tiene en el tipo p una región negativa y en el tipo n una región positiva. Para la operación de un detector se aplica un voltaje externo V_b , con el polo positivo conectado al lado n, con lo cual el potencial total se convierte en $V_0 + V_b$, este potencial tiende a dificultar la movilidad de los electrones y los huecos.

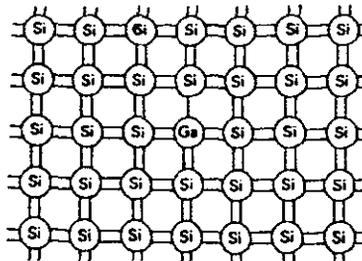


Figura 1.5

Impureza debida al Galio. Uno de los enlaces covalentes no se produce. ⁽¹⁵⁾

La radiación incidente debida a partículas cargadas al pasar por la unión produce pares electron-hueco, los cuales son llevados por la influencia del potencial en sentido contrario. Los pulsos son colectados y archivados. En los semiconductores la región sensitiva solo es de unos cuantos milímetros y la velocidad de los electrones y hueco es tal que se colecta las cargas en tiempos de 10^{-7} seg.

Utilizando este principio se construyen detectores de diodos semiconductores, principalmente de silicio y/o germanio. Estos detectores tienen la mejor resolución para energías, pero el área de detección es pequeña y su manejo es complicado y costoso, debido a lo cual en ocasiones es conveniente la utilización de otros métodos de medición.

1.4 DETECTORES DE TRAZAS NUCLEARES EN SÓLIDOS.

Básicamente las trazas nucleares en sólidos se forman debido al paso de una partícula cargada en materiales de baja conductividad eléctrica, produciendo regiones de intenso daño a escala atómica (traza latente). Cuando el material es sometido a un desgaste químico superficial, se presenta un revelado preferencial en las zonas de daño, llevando las trazas a dimensiones ópticas (traza grabada).

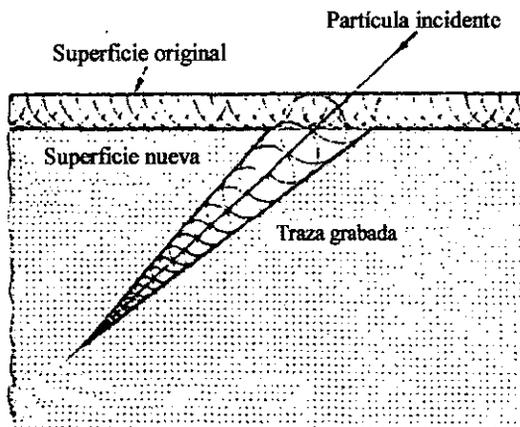


Figura 1.6
Formación de una Traza grabada debido al desgaste químico preferencial. ⁽¹⁷⁾

Cada partícula produce una sola traza; debido a lo cuál se puede obtener información acerca del ion incidente y es posible caracterizar la carga Z , la masa M y la energía E , de la partícula. Para poder determinar estos factores es necesario conocer el comportamiento de los detectores, así como hacer un análisis de la geometría de las trazas grabadas, el cual se realizará en el siguiente capítulo.

CAPÍTULO II. ASPECTOS BÁSICOS EN TRAZAS.

A continuación se abordan los modelos teóricos y los mecanismos de formación de trazas, prosiguiendo con la descripción de los parámetros geométricos de las trazas grabadas formadas por el revelado químico. Estos factores geométricos son la base de las distintas metodologías de reconocimiento de partículas por Trazas Nucleares.

2.1 ASPECTOS BÁSICOS DE LA FORMACIÓN DE TRAZAS.

Cualquier teoría que pretenda explicar la formación de trazas debe ajustarse a los hechos observados experimentalmente, de los cuales los siguientes son los más relevantes ⁽¹⁶⁻²⁰⁾:

- Las trazas latentes tienen un radio entre (30Å - 80Å) y son estables.
- Las trazas generalmente se forman de iones con energías para las cuales las interacciones eléctricas son el modo dominante de pérdida de energía. No se produce daño usualmente cerca del final de la trayectoria de la partícula que es donde las interacciones nucleares son importantes.
- Las trazas se forman en materiales de baja conductividad eléctrica y térmica; no se han observado trazas en metales o buenos semiconductores. Experimentalmente se ha encontrado que para aquellos materiales que tengan un valor de resistividad encima de 2000Ω/cm se forman trazas ⁽²⁰⁾.
- Cada detector tiene un nivel de energía mínimo y máximo de la partícula incidente para el cual se registran trazas grabadas y fuera de estos límites no se forman trazas.

De igual manera se observan diferencias considerables en la formación de trazas, entre las distintas clases de sólidos. Los detectores de trazas nucleares se dividen en dos grupos ⁽¹⁹⁾: los cristales inorgánicos (cristales y vidrios) y los polímeros orgánicos (plásticos).

Cristales y Vidrios.

Los sólidos inorgánicos son el caso más simple debido a su insensibilidad a los electrones, de donde se deduce que los rayos delta no son importantes en la formación de trazas, por lo cual la ionización primaria es la mayor fuente de daño en estos materiales ^(16,19,20).

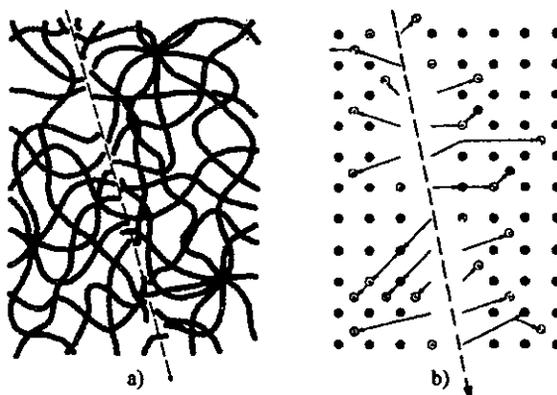


Figura 2.1
Paso de una partícula a) en un cristal y b) en un polímero. ⁽¹⁸⁾

Polímeros.

En los plásticos no se puede despreciar los efectos de los rayos delta. Es probable que contribuyan tanto la primera ionización como la segunda en la formación de trazas. La radiación directa produce ionización y excitación en moléculas y electrones; algunas de las cuales pueden desexcitarse mediante la emisión de radiación, o por medio de transferencia de energía de una molécula a otro. Los electrones por su parte se pueden combinar con moléculas para formar iones negativos o recombinarse con iones positivos formando moléculas excitadas. Los iones y las moléculas excitadas pueden adquirir energía de vibración y sufrir roturas de ligaduras formando complejos arreglos de moléculas estables o radicales libres. El efecto neto es el rompimiento en las cadenas poliméricas, lo cual reduce el peso molecular de la sustancia, y la razón de grabado químico en estas zonas de los plásticos aumenta ^(16,18,19).

2.2 CRITERIOS EN LOS MECANISMOS DE FORMACIÓN ^(16,19,20).

El problema de la formación de trazas consiste en determinar para cada proceso la importancia relativa al daño primario causado por el ion y la parte de daño secundario causada por los rayos delta. Se han propuesto distintos mecanismos que intentan explicar la formación de trazas.

Desplazamiento directo atómico ⁽⁴⁷⁾

Seitz F. en 1949 propone que las trazas se forman por colisiones atómicas directas que producen átomos interestelares y sitios de vacancia. La irradiación de electrones también puede producir desplazamientos atómicos; sin embargo el número de desplazamientos por electrones excede los niveles esperados por colisiones directas entre los electrones y los núcleos atómicos.

Sin embargo esto no es la causa usual en la formación de trazas, puesto que se debería de observar trazas en materiales conductores tanto como en aislantes, las trazas deberían de prevalecer cerca del final del rango de la partícula cargada y con mayor eficiencia si el ion incidente tiene energías menores a 1Mev, lo cual no se observa experimentalmente. Las colisiones atómicas no son en general el proceso relevante en la formación de trazas.

Pérdida de Energía Total ⁽⁴⁸⁾.

La formación de trazas depende de la cantidad de energía depositada por unidad de longitud por la partícula incidente, se propone que las trazas se forman solamente cuando exceden un valor crítico de dE/dx .

La razón física para su fracaso es que para energías altas, una fracción de la energía perdida total se utiliza para la creación de rayos delta, que depositan casi toda su energía a distancias entre 30Å a 50Å de la traza, por lo cual no son considerados. Este criterio fue propuesto por Fleisher R.L. en 1967, para después desecharlo y proponer el mismo año la ionización primaria.

Ionización primaria, J ⁽⁴⁹⁾.

En este modelo la formación de trazas está relacionada con el número de ionización primaria cerca de la trayectoria de la partícula. La relación que describe este modelo basada en el trabajo de Bethe H. A. ⁽⁵⁰⁾ es:

$$J = C' \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 - \delta + K \right], \quad (2.1)$$

donde Z y β son respectivamente la carga y la velocidad del ion relativa a la velocidad de la luz, los términos K y C' son constantes para cada medio y δ es la corrección relativista que esta relacionado con la polarización del medio. K es usualmente usado como un factor de ajuste y J se calcula en unidades arbitrarias. La ionización primaria dá un buen ajuste para los resultados de irradiación con iones pesados, sin embargo no toma en cuenta la ionización producida por los rayos delta, lo cual en cristales parece razonable, pero para plásticos en general resulta incorrecto.

Pérdida de Energía Restringida ⁽⁵¹⁾.

Este criterio propuesto por Benton E.V. en 1968 impone un valor de energía máxima W_0 en la energía transportada por los rayos delta, para el cual la energía perdida es relevante en la formación de trazas si se tiene una energía menor a este valor. La pérdida de energía restringida puede calcularse de la siguiente expresión:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{W < W_0} = C'' \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{W_{Max} W_0}{I^2} \right) - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (2.2)$$

donde Z y β son respectivamente la carga y la velocidad del ion relativa a la velocidad de la luz, los términos C'' y U son constantes para cada medio, δ es la corrección relativista

que esta relacionado con la polarización del medio y I es el potencial de ionización del detector.

Este modelo da una buena aproximación en los datos experimentales. Sin embargo el valor de W es arbitrario y no se entiende claramente las bases físicas para este parámetro. Conceptualmente esto tiene dificultades, puesto que la energía depositada afuera de la región de grabado preferencial está incluida, mientras que la fracción de la energía depositada dentro de la traza latente por rayos delta de alta energía es ignorado.

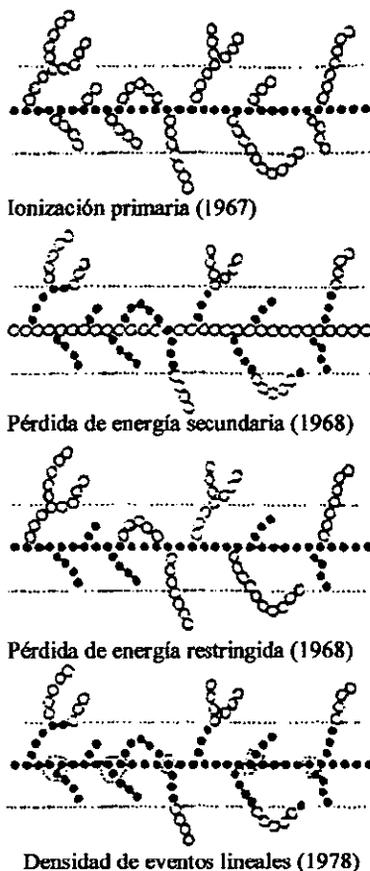


Figura 2.2

Esquema de algunos de los distintos mecanismos. Los puntos negros se refieren a los eventos relevantes mientras que los círculos a eventos irrelevantes. Se presenta el nombre del modelo así como su autor y el año en que fue propuesto. ⁽¹⁷⁾

Paretzke H. ⁽⁵²⁾ introdujo el concepto de radio en la pérdida de energía restringida; difiere del modelo original en que toma en cuenta la energía depositada dentro de un radio con

respecto a la trayectoria de la partícula. El modelo original desprecia la ionización por electrones de energía mayor a W aunque se encuentren cerca de la traza, y toma en cuenta la energía depositada a distancias mayores si los electrones tienen energías adecuadas. El nuevo criterio da importancia central a la región cerca de la traza.

Pérdida de Energía Secundaria.

Un mecanismo propuesto por Kobetich E.J. ⁽⁵³⁾ en 1968 asume que la energía perdida por electrones secundarios a una distancia radial específica cerca de la senda del ion fuente es la cantidad crítica para la formación de trazas. Físicamente parece poco realista despreciar completamente la ionización primaria y también surgen dificultades conceptuales en la selección arbitraria de diferentes radios críticos para diferentes materiales.

Densidad de eventos lineales ⁽⁵²⁾

Paretzke H. en 1976 describió el parámetro que llamó densidad de eventos lineales, donde solo se toma en cuenta la ionización primaria y secundaria (así como la excitación) cuando sucede a una distancia r de la traza. Esta cantidad es difícil de calcular pero deja una mayor representación en la formación de trazas.

Distribución de energía.

Monnin M. et al. ⁽⁵⁴⁾ hicieron cálculos cuidadosos y prometedores para elaborar una teoría más completa acerca de la distribución de energía alrededor de una traza. Ellos calcularon de manera separada la energía fraccionada en cada distancia radial en el proceso primario de ionización y en el secundario de ionización, excitación y vibración. Aparentemente, la energía de excitación termina como energía térmica o vibratoria. Encontraron que la proporción de energía perdida en los procesos primarios es cerca del 40% del total a 1 MeV/amu y disminuye monótonamente cuando la energía se incrementa a 30%, 25% y 20% a 10 MeV/amu, 100 MeV/amu y 1000 MeV/amu respectivamente

Sus resultados apuntan a que en la región de incidencia del ión, una fracción mayor de energía se transfiere por procesos primarios.

2.3 POSIBLES MODELOS DE FORMACIÓN.

Punta térmica ^(16,19)

La región de ionización y excitación intensa a lo largo del recorrido de la partícula cargada debe ser como un cilindro estrecho del material, el cual es llevado a altas temperaturas, desde las cuales se enfría por la conducción térmica de los alrededores, posiblemente desordenando el material o forzando la matriz debido a diferentes expansiones térmicas.

Esto explica la no-formación de trazas en metales, en virtud de que la punta térmica se ensancha y se difunde rápidamente, mientras que en un aislante se forma una intensa punta dejando radiación suficientemente localizada capaz de producir las trazas. Los rayos delta de altas energías no contribuyen, ni los lejanos. El modelo predice que los semiconductores son los mejores detectores, en contradicción con lo encontrado experimentalmente (los

aislantes son los mejores). La sensibilidad debería de depender de la temperatura de fusión y de la temperatura de descomposición de los materiales; estas correlaciones no existen.

Punta de Explosión Iónica. ⁽²⁰⁾

Las trazas en los sólidos inorgánicos consisten principalmente en desplazamientos atómicos. La ionización producida a lo largo del recorrido de la partícula cargada crea un arreglo electrostático inestable de iones adyacentes que se expulsan unos a otros de sus sitios internucleares normales.

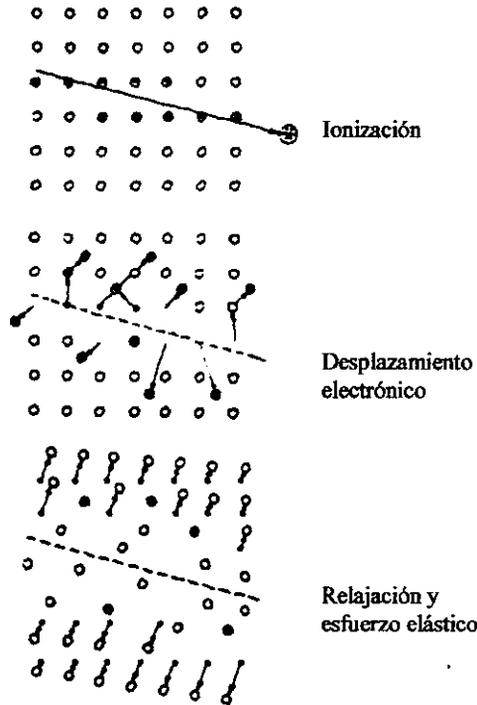


Figura 2.3

El mecanismo de punta de explosión iónica para la formación de trazas. ⁽¹⁸⁾

La ionización producida por el paso de una partícula cargada es inestable, y provoca la expulsión de iones dentro del sólido, creando vacancias en la red, producto de las fuerzas coulombianas, disminuyendo el relajamiento elástico y expandiendo el esfuerzo en el material hacia los lados de la trayectoria de la partícula nuclear.

El modelo describe las condiciones en las cuales las fuerzas repulsivas de Coulomb dentro de la región ionizada son suficientes para superar las fuerzas de amarre de los átomos, en términos de la tensión electrostática local que se vuelve mayor que las fuerzas mecánicas o de amarre. Si dos iones de un material con constante dieléctrica ϵ y separación atómica a_0 ,

han recibido una ionización de n cargas del electrón e , la fuerza entre ellos es $n^2e^2/\epsilon a_0^2$ o la fuerza local por unidad de área que no es otra cosa que la tensión electrostática es de $n^2e^2/\epsilon a_0^4$. Si la fuerza de amarre interatómico es aproximadamente $Y/10$, donde Y es el modulo de Young del material, entonces el estrés electrostático debe ser mayor que la fuerza mecánica:

$$n^2e^2/\epsilon a_0^2 > Y/10 \quad \text{o} \quad n^2 > R = Y\epsilon a_0^4/10e^2, \quad (2.3)$$

donde R se define como el radio de estrés y es una medida de la sensibilidad relativa del material para la formación de trazas. Esta relación indica que las trazas deben formarse más fácilmente en materiales de poca fuerza mecánica de amarre, constante dieléctrica pequeña y espacios interatómicos chicos. Este resultado es consistente con el ordenamiento de los materiales de acuerdo con su sensibilidad medida experimentalmente.

Dos condiciones que tienen que ver con la concentración y movilidad de acarreadores de corriente explican porqué las trazas sólo se forman en aislantes y en los semiconductores de menor conductividad.

La primera se relaciona con el suplemento de electrones cercanos a las trazas ionizadas. Si otros electrones fueran capaces de remplazar aquellos liberados por la partícula energéticamente cargada antes de que los átomos ionizados fueran expulsados dentro del material adyacente, no resultaría ninguna traza. Por lo tanto, para suprimir la formación de trazas sería necesario llevar electrones de una región cilíndrica alrededor de las trazas ionizadas en un tiempo menor a 10^{-13} (tiempo necesario para que los iones sean desplazados de su sitio). 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 es $\pi r^2 a_0 n_n = n_a$. El tiempo para que los electrones se muevan una distancia r , es r^2/D , donde $D = \mu_n kT/e$, D es la constante de difusión y μ_n es la movilidad del electrón. Entonces las trazas se forman solamente si:

$$n_n < n_a / \pi a_0 \mu_n kTt \quad (2.4)$$

Para un tiempo de difusión t de 10^{-13} segundos esta relación es obedecida por aislantes y semiconductores.

La segunda condición está dada por la movilidad de los huecos. Ya que la región ionizada en una traza es en esencia una alta concentración de vacancias, estas deben moverse y por lo tanto suprimir la formación permanente de trazas. Si suponemos que estos huecos difunden por lo menos la mitad del radio de la traza r_0 , entonces la movilidad μ_p , debe ser mayor a $r_0^2 e / 4tkT$ para prevenir la formación de trazas. Esta relación requiere que no aparezcan trazas en materiales cuya movilidad de agujeros sea mayor a $10 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$. Por esto los metales y muchos semiconductores incluyendo al silicio y al germanio, normalmente no son materiales que almacenen trazas.

Para sólidos inorgánicos el modelo parece contener la física adecuada, con ciertas restricciones; sin embargo para los plásticos los procesos primarios así como los secundarios son significativos y el modelo omite los procesos secundarios. La primera

ionización y excitación pueden producir un camino continuo de daño, lo cual es adecuado para una primera explicación de la formación de trazas en polímeros.

2.4 GRABADO DE TRAZAS.

La geometría de las trazas esta determinada por la acción de dos procesos de grabado, la disolución química a lo largo de la traza a velocidad V_t y el ataque general del químico en la superficie del detector a una velocidad V_b . La diferencia entre el valor de estas velocidades es lo que permite la formación de la traza grabada y produce el característico cono, el desgaste es mayor cerca de la trayectoria de la partícula incidente, por lo cual se tiene que $V_t > V_b$.

La partícula incidente en el detector se debe caracterizar por su carga Z , su masa M y su energía E ; las diferencias en estos parámetros se manifiestan en la longitud del camino dañado del detector R y en la velocidad de grabado de la traza V_t . Los parámetros más sencillos de medir son el largo del cono L_c y el diámetro D . El propósito del estudio de la geometría de la traza es el de relacionar estos parámetros con la velocidad de grabado V_t y la longitud R .

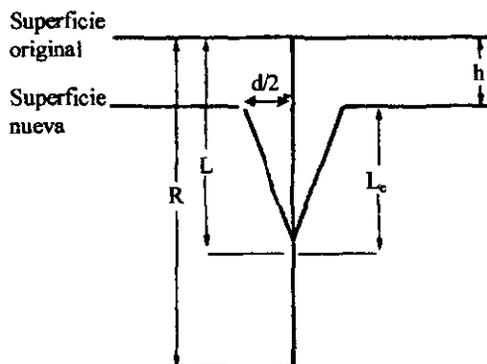


Figura 2.4

Representación de algunos parámetros para la descripción de las Trazas. ⁽¹⁹⁾

El caso más sencillo es cuando V_t es constante y corresponde a una partícula que incide normalmente con respecto a la superficie del detector (Figura 2.4). En un tiempo t de grabado, el cono se extiende una longitud $L=V_t t$ (rango). Debido a que la superficie también fue removida a una velocidad V_b , entonces la longitud de la traza es $L_c=V_t t - V_b t$

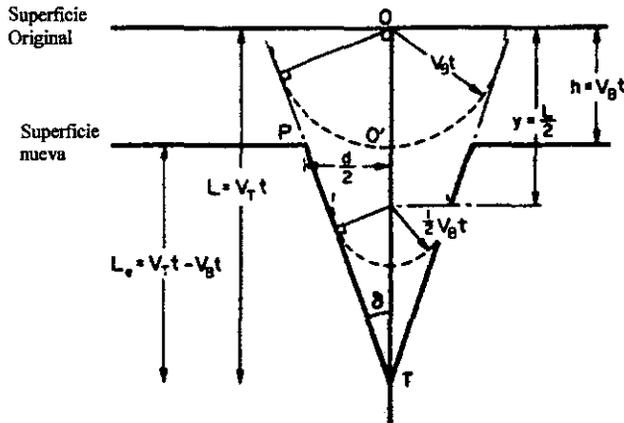


Figura 2.5

Construcción de la geometría de una traza grabada con V_T constante y una incidencia de la partícula normal a la superficie. ⁽¹⁹⁾

Observando la Figura 2.5, se puede considerar la geometría del semi-cono con ángulo δ , obteniendo las siguientes relaciones.

$$\text{sen } \delta = \frac{V_B t}{L} = \frac{V_B t}{V_T t} = \frac{V_B}{V_T}, \quad (2.5)$$

de la cual se sigue que

$$\tan \delta = \frac{V_B}{\sqrt{V_T^2 - V_B^2}}. \quad (2.6)$$

Del triángulo $O'PT$ se deduce que

$$\frac{d/2}{L_e} = \tan \delta. \quad (2.7)$$

Finalmente se obtiene de (2.6) y (2.7) que

$$d = \frac{2V_B L_e}{\sqrt{V_T^2 - V_B^2}} = 2V_B t \sqrt{\frac{V_T - V_B}{V_T + V_B}}. \quad (2.8)$$

De esta última expresión se observa que el diámetro de la traza se incrementa cuanto V_T aumenta, llegando a un máximo de $d=2V_B t$ cuando $V_T \gg V_B$.

El caso en el cual se tiene V_T constante se aplica cuando la tasa de ionización no cambia rápidamente; este modelo permite comprender el proceso por el cual se presenta el grabado preferencial y así determinar los factores relevantes para este fenómeno.

Ahora calculemos los diámetros menor y mayor y L_e para una traza que incide con un ángulo θ con respecto a la superficie del detector. De la figura se observa que la superficie hace un ángulo θ con el eje del cono. La longitud del cono L_e es ahora $V_t t - (V_B t / \text{sen } \theta)$.

Consideremos los extremos de la traza grabada como P y P' , los cuales tiene una distancia x_1 y x_2 con respecto al eje. Los puntos de intersección de estas perpendiculares con la traza se encuentran a una distancia Δy_1 y Δy_2 de O' , el punto de intersección, con lo cual de la figura 2.6 se deduce que

$$\begin{aligned} r_1 &= x_1 / \text{sen } \theta, & \Delta y_1 &= r_1 \cos \theta, \\ r_2 &= x_2 / \text{sen } \theta, & \Delta y_2 &= r_2 \cos \theta, \end{aligned} \quad (2.9)$$

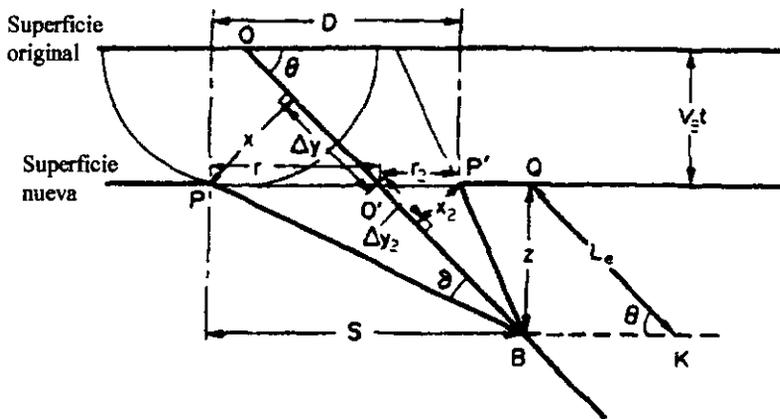


Figura 2.6
Construcción de la geometría para una partícula que tiene un ángulo de incidencia. ⁽¹⁹⁾

También se puede obtener la siguiente relación:

$$\text{tang } \delta = \frac{x_2}{V_T t - (V_B t / \text{sen } \theta) - \Delta y_2} = \frac{x_1}{V_T t - (V_B t / \text{sen } \theta) - \Delta y_1} \quad (2.10)$$

Tras de un poco de álgebra se obtiene:

$$r_1 = \frac{\text{tan } \delta [V_T - (V_B / \text{sen } \theta)]}{\text{sen } \theta - \cos \theta \text{tan } \delta} \quad (2.11)$$

y

$$r_2 = \frac{\tan \delta [V_T - (V_B / \sin \theta)]}{\sin \theta + \cos \theta \tan \delta} \quad (2.12)$$

Utilizando que $D=r_1+r_2$ se obtiene que

$$D = \frac{2V_B t \sqrt{(V_T^2 - V_B^2)}}{V_T \sin \theta + V_B} \quad (2.13)$$

Para obtener el diámetro menor d consideramos una sección circular del cono centrada en A (Figura 2.7), con el plano de este disco pasando por el centro de la elipse C y por los extremos de la misma X y X'. La distancia de A al final del cono B es $L + \Delta r \cos \theta$; la distancia L' es

$$L' = \frac{(V^2 - 1) \sin \theta}{V \sin \theta + 1}, \quad (2.14)$$

con $V = V_T / V_B$.

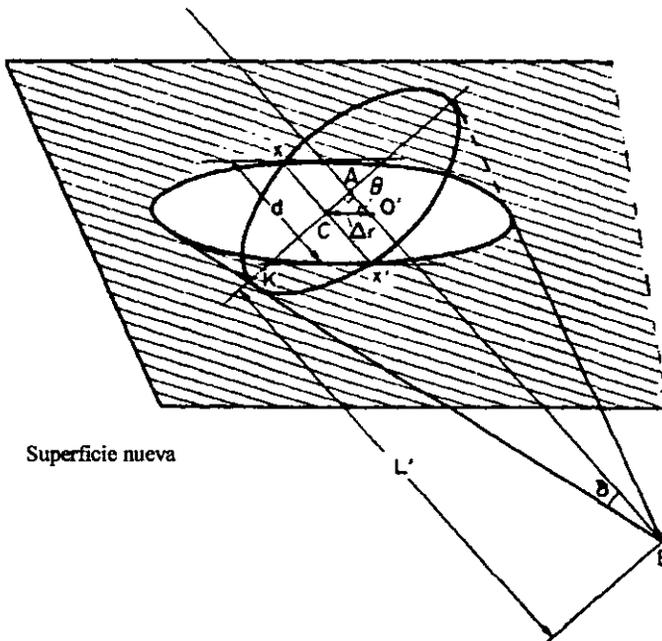


Figura 2.7
Construcción para el cálculo del diámetro menor. ⁽¹⁹⁾

El radio del círculo es $AK=L'\tan\delta$. En el triángulo ACO' se obtiene que $AC=\Delta r\text{sen}\theta$, mientras que del triángulo ACX se tiene que

$$(CX)^2 = (d/2)^2 = L'^2 \tan^2 \delta - (\Delta r)^2 \text{sen} 2\theta, \quad (2.15)$$

con lo que se obtiene que

$$d = 2V_B t \sqrt{\frac{V \text{sen} \theta - 1}{V \text{sen} \theta + 1}}, \quad (2.16)$$

de donde se deduce que cuando $V \text{sen} \theta = 1$ se tiene que $d=0$. Esto sucede puesto que la componente de V_T normal a la superficie (en este caso) es igual a V_B , por lo cual el cono nunca se puede formar.

Cuando el grabado químico alcanza el final del daño latente, la traza grabada deja de ser un cono. El tiempo para el cual el grabado alcanza el punto P (Figura 2.9) es $t_0=R/V_T$.

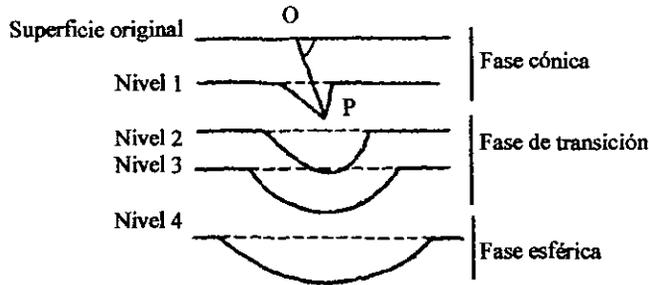


Figura 2.8

Evolución del perfil de una traza sometida a un prolongado grabado químico.

La traza pasa por tres fases: cónica, transición y esférica, conforme el grabado aumenta. ⁽¹⁹⁾

En la fase de transición el final del cono comienza a redondearse, puesto que la velocidad de grabado ahora es V_B en todas direcciones. El perfil de la traza se vuelve progresivamente más redondo, pero en la superficie se tiene una elipse. Finalmente todos los perfiles de la traza se vuelven esféricos. Para tiempos mayores a t_0 las ecuaciones (2.13)-(2.16) se vuelven inválidas.

Durrani S.A. ^{a)} calculó la evolución de la traza para una partícula α de 6.1Mev en CR-39, como se muestra en la siguiente figura. Se puede apreciar la fase cónica de la formación de trazas para distintos valores de superficie removida.

^{a)} Utilizando las ecuaciones para V_T variable, descritas en el apéndice A.

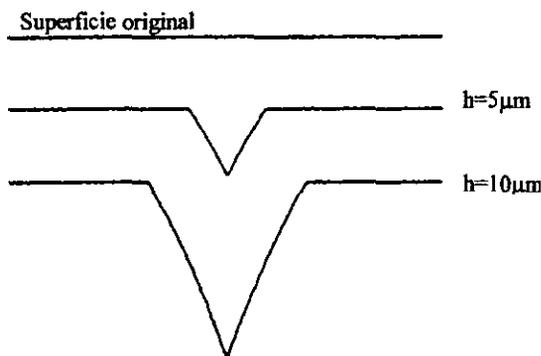


Figura 2.9
Perfiles de una partícula α de 6.1 MeV en CR-39 para superficies removidas h de 5 y $10\ \mu\text{m}$, grabado en 6M NaOH a $70\ ^\circ\text{C}$.⁽¹⁹⁾

En la siguiente figura se muestran los perfiles calculados para energías de partículas α diferentes.

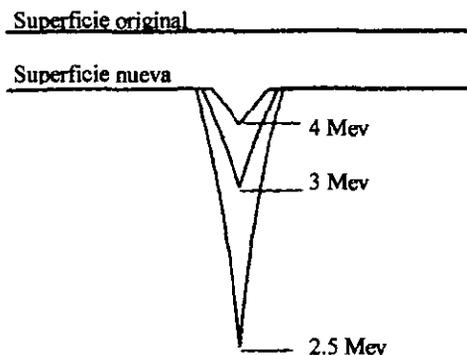


Figura 2.10
Perfiles de trazas calculados para partículas alfa incidentes en LR115 de energías 2.5, 3 y 4 MeV y superficie removida de $h=1\ \mu\text{m}$ (grabadas en 6M NaOH a $60\ ^\circ\text{C}$).⁽¹⁹⁾

Es claro de la Figura 2.10 que para una partícula incidente en un detector específico, la forma de la traza grabada depende de la energía de la partícula incidente.

Tomando en cuenta la relación existente entre la energía cinética del ion y los parámetros geométricos de la traza (diámetro y profundidad), es posible diferenciar energías de partículas α por medio de caracterizar las trazas grabadas. Con este propósito es necesario tener un control absoluto sobre los parámetros que influyen en la formación de las trazas, en el siguiente capítulo, se estudian los factores que influyen en el desarrollo del experimento.

2.5 METODOS DE RECONOCIMIENTO DE ENERGÍA.

Actualmente los detectores de trazas nucleares son utilizados en diversos campos de investigación como son: análisis radio-químico en muestras biológicas^(11,25), exposiciones largas de radón^(1-3,24), dosimetría de neutrones^(26-28,41), detección de protones^(29,30) y exploraciones geológicas⁽³⁾, entre otras aplicaciones.

Sin embargo, la utilización de estos detectores en el área de espectroscopía es novedoso; actualmente existen distintos grupos trabajando en este problema, en distintos puntos del planeta y con distinta metodología.

Como se ha expuesto, la identificación de partículas α en detectores de Trazas Nucleares se basa en los cambios de estructura geométrica con respecto a la energía depositada en el material. Es posible estudiar estas relaciones en la formación de trazas de maneras distintas, algunas de las cuales se listan a continuación, junto con los países en los cuales se ha utilizado este método.

- Método del Rango Residual. Se utiliza la relación entre la velocidad de grabado y el rango residual. En este método el rango residual (ver Capítulo II) no se observa directamente; sin embargo se calcula el rango total como $L=L_c+h$ para cada traza. El objetivo es calcular una sola relación de $V_T=F(L)$ de la cual se puede deducir Z y A .
[Inglaterra^(23,26), India⁽²²⁾].

- Método del contorno. La forma de la traza grabada contiene información acerca de la variación de V_T con L . El perfil de la traza puede transformarse en una curva de V_T vs L y usar el método para identificar las trazas. En este método, al romper perpendicularmente el detector a su superficie se determina $V_T(L)$ directamente, con lo que las secciones longitudinales pueden ser evaluadas.
[Alemania⁽²¹⁾, India⁽³⁴⁾]

- Método de mediciones del diámetro. Este método fue sugerido por Somogyi G. en 1966. En la Figura 2.11 se observa que el diámetro de las trazas grabada depende de la energía de incidencia de la partícula, lo cual hace posible la determinación de la energía de la partícula incidente, por medio de caracterizar el diámetro. El objetivo principal es encontrar el diámetro de las trazas como función de la energía para condiciones de grabado específicas. Este método no requiere el uso de dispositivos complejos y es extremadamente simple, por lo que es una alternativa importante.

El ángulo de incidencia de la radiación es muy importante puesto que para ciertos ángulos el detector es ciego (ángulo crítico), mientras que para otros se presentan zonas donde el revelado de la traza no se inicia en la superficie original del material, sino a algunas micras en las capas inferiores, debido fundamentalmente a que la energía necesaria para producir una traza latente se produce más allá de la superficie del material.

En principio el método funciona con partículas de incidencia arbitraria en el detector sin embargo es recomendable utilizarlo solo con partículas de incidencia normal, para una mayor simplicidad. [Brasil ^(5,6), México ⁽⁷⁻¹⁰⁾, Ucrania ⁽¹¹⁾, Eslovenia ⁽³¹⁾, Egipto ⁽³²⁾]

Se han reportado resultados utilizando el método del perfil y el método del diámetro para determinar L (directamente e indirectamente) y los resultados obtenidos tienen menos de 5% de discrepancia ⁽⁴⁾. Este hecho muestra la confiabilidad que se puede obtener de este método.

Como se aprecia, el método de mayor utilización es el del diámetro, debido a su gran simplicidad y a los buenos resultados que se han obtenido con él. Sin embargo no existe una rutina preestablecida y cada investigación presenta nuevos elementos y desarrollos distintos en la metodología seguida.

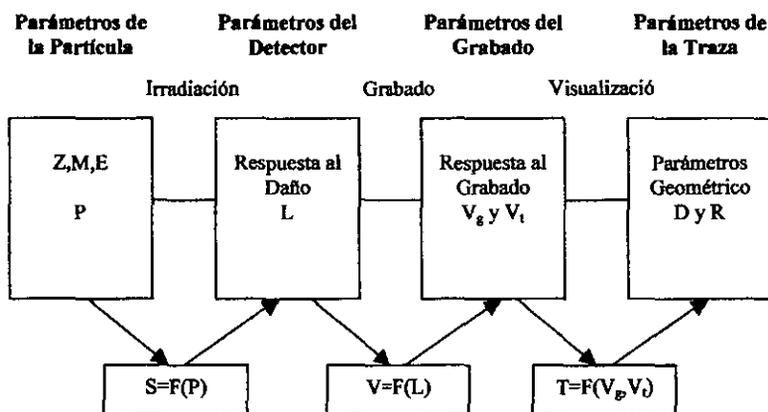


Figura 2.11
Relaciones básicas en los pasos de los detectores de Trazas Nucleares en Sólidos. ⁽¹⁸⁾

En resumen, los detectores de Trazas Nucleares en Sólidos tienen que cumplir con el proceso descrito a en la figura 2.11, en la cual se muestra la interdependencia de los pasos en el método de detección por trazas y sus posibilidades.

CAPÍTULO III. DESARROLLO E INSTRUMENTACIÓN.

Al exponer el material a la radiación se crea la traza latente y esta permanecerá hasta que sea revelada mediante un ataque químico preferencial, el cual forma la traza grabada. Los parámetros básicos que intervienen en este proceso de revelado son: el material detector, la solución química, su concentración, su temperatura y el tiempo de grabado. La formación de la traza depende fuertemente de éstos.

De acuerdo al tipo de radiación que se desee medir y a las condiciones que se tengan, se debe seleccionar el material detector y dependiendo de esta elección buscar un revelado óptimo específico.

Las variaciones en los parámetros de grabado pueden producir cambios en la velocidad de grabado, provocando una pérdida en la información causada por un desgaste químico mayor que el de la máxima profundidad de la traza.

Con la finalidad de reducir este problema, las condiciones experimentales fueron mantenidas bajo control durante todo el proceso, asegurando que todos los detectores tuvieran una misma respuesta al experimento.

3.1 SELECCIÓN DEL MATERIAL DETECTOR.

Cuando en los años 60's se descubre la formación de trazas, los primeros esfuerzos para encontrar nuevos materiales detectores fueron orientados hacia los minerales. Posteriormente se encontró una excelente respuesta en los polímeros. Actualmente los policarbonatos ⁴⁾ son los detectores mas utilizados, debido a su alta sensibilidad, en energías menores a 10 Mev., mientras que los detectores orgánicos responden a partículas muy energéticas como son los fragmentos de fisión (mas de 60 Mev.), pero son muy poco sensibles a bajas energías como es el caso de los vidrios y minerales.

Detectores Inorgánicos	Detectores orgánicos
Vidrio de silicio	Acetato de Celulosa
Apatita	Lexano
Obsidiana	Makrofol
Sílice	Nitrato de Celulosa
Fosfato	LR-115
Mica	CR-39

Tabla 3.1.
Principales Materiales Detectores Inorgánicos e Orgánicos ^(16,18).

⁴⁾ La sensibilidad en los polímeros se ve afectada por factores como la pureza, la estructura polimérica, las condiciones de polimerización, la adición de antioxidos y las condiciones ambientales durante el grabado ^(16,18,19,35).

En 1981 se descubre el CR-39 (policarbonato, Figura 3.1 ⁽¹⁹⁾), el cual tiene una amplia respuesta, con lo que se convierte en uno de los detectores de mayor prestigio.

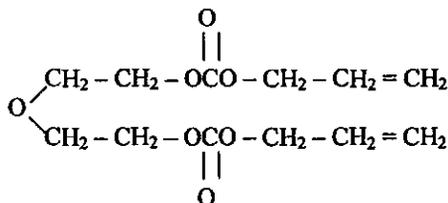


Figura 3.1
Formula química del CR-39 (C₁₂H₁₈O₇) ⁽¹⁸⁾.

En particular, en la respuesta a partículas alfa los detectores presentan un rango de energía en el cual la formación de trazas es observada. En una primera aproximación cada material tiene un umbral dentro de la energía perdida por partícula $(dE/dx)_{\text{Umb}}$. Como consecuencia de este comportamiento se observa la existencia de un mínimo y un máximo en la detección (ver Figura 3.2). El valor de estas energías depende del material detector, así como del proceso de revelado del mismo ⁽¹⁹⁾.

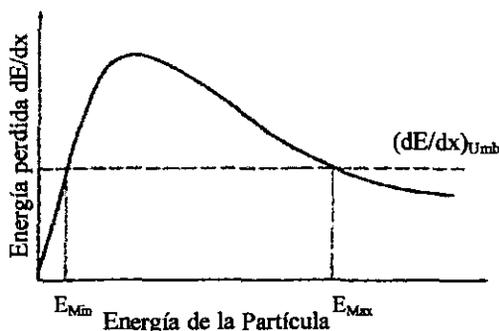


Figura 3.2
Respuesta de los materiales detectores de Trazas Nucleares a las partículas alfa.
Se presenta la existencia de una Energía mínima y una Energía máxima en la detección ⁽¹⁹⁾.

Los experimentos muestran que el CR-39 tiene una respuesta excelente al grabado y magníficas propiedades ópticas, como son la formación de trazas regulares y un alto contraste ideal para los procesos de digitalización de imágenes automáticos ^(5, 35). Para el presente trabajo el CR-39 Radtrak fue escogido como material detector debido a las características antes mencionadas y a su buena respuesta en el intervalo de energías utilizado.

Para que un material específico pueda ser considerado como un detector de trazas nucleares debe cumplir con ciertas características. Actualmente existen compañías que producen materiales detectores con fines de investigación. Aunque esta producción tiene un control de calidad, se debe tener en cuenta que aún para el mismo material detector producido por compañías distintas, se obtienen diferentes respuestas a la misma fuente radioactiva ⁽¹⁸⁾. Por lo cual los parámetros de grabado, así como la calibración deben de ser fijados para cada experimento.

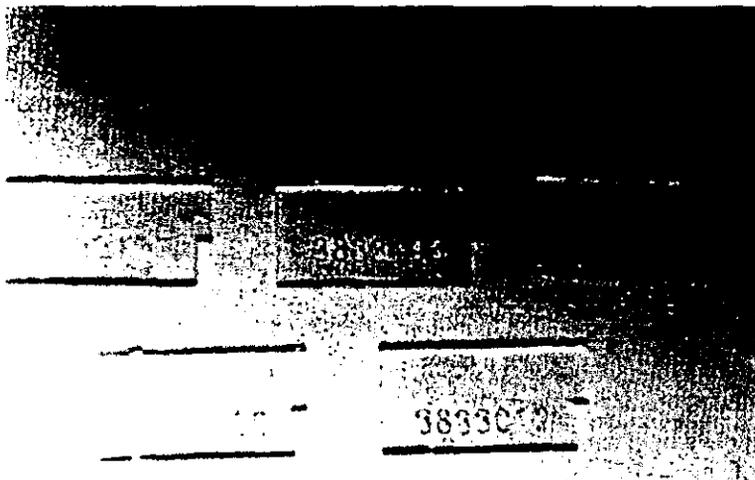


Figura 3.3
Fotos de los detectores CR-39 utilizados.
El número de serie sirve para su identificación.

3.2 SELECCIÓN DE PARÁMETROS DE GRABADO QUÍMICO.

Los valores utilizados como óptimos fueron obtenidos de los experimentos y datos que a continuación se presentan ⁹⁾.

Al aumentar la concentración de la solución química se aumenta la velocidad de desgaste del material, lo cual se aprecia en la Figura 3.4. Debe encontrarse la concentración para la cual las trazas se forman en un tiempo adecuado y no desaparecen debido a un desgaste incontrolado.

⁹⁾ En lo posterior nos referiremos solamente al tipo detector CR-39.

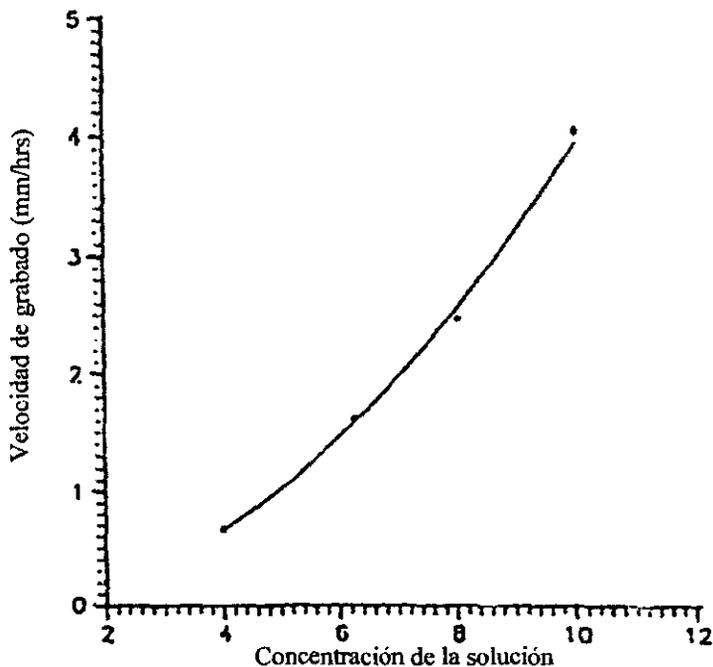


Figura 3.4
Algunos parámetros químicos y sus respuestas con CR-39.
a) Respuesta de la velocidad de grabado vs. concentración.

Como se aprecia en la Figura 3.4, para no obtener una velocidad de grabado incontrolada y desgastar el material detector con poco tiempo de grabado, se seleccionó una concentración de KOH de 6N. Esta concentración ha sido tomada por varios investigadores como óptima para el CR-39^(5-10,15,25,29).

Otro parámetro que se debe seleccionar, es el tiempo de grabado; el diámetro de la traza aumenta con un tiempo mayor. Sin embargo, debido a que se busca encontrar el tiempo de grabado óptimo en la utilización del CR-39 para espectrometría, es necesario encontrar este parámetro experimentalmente.

De las variables mencionadas anteriormente, la más importante es la temperatura de la solución química, debido a que un cambio de unos cuantos grados modifica substancialmente la formación de la traza^(18,28,30) (Figura 3.5).

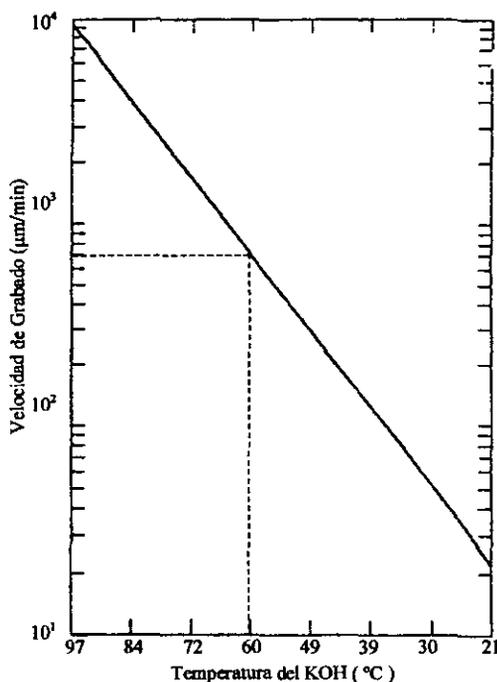


Figura 3.5

Se muestra la respuesta de la velocidad de grabado vs. la temperatura de la solución KOH, 6N ⁽¹⁸⁾.

Se escogió una temperatura de 60°C, que como se aprecia corresponde a un punto medio de la gráfica anterior. Una vez seleccionada la temperatura es importante que ésta no tenga grandes fluctuaciones durante el proceso de revelado.

Resumiendo, en la presente investigación se seleccionaron los parámetros que han sido utilizados en trabajos que utilizan como material detector CR-39.

- Detector: CR-39, Radtrak[®].
- Tiempo de exposición a la fuente: 20seg. -- 60seg.
- Solución para el grabado químico: KOH a 6M.
- Concentración: 6N.
- Temperatura: 60±1°C.
- Tiempo de grabado variable: de 2Hrs. a 24 Hrs.

3.3 DESCRIPCIÓN DEL EXPERIMENTO.

Los detectores CR-39 utilizados tienen un tamaño de "20mm X 10mm X 600µm" y están empacados en bolsas de papel aluminio al vacío, para evitar la interacción con el aire que puede contener radón. Así mismo, cada detector está cubierto por un plástico adherido a la superficie; estas protecciones eliminan por completo el fondo que pueda registrarse en las muestras.

Una vez establecidos los parámetros del experimento los detectores fueron irradiados con partículas alfa de una fuente triple de ^{239}Pu , ^{241}Am y ^{244}Cm y dos fuentes simples de ^{239}Pu y ^{241}Am , a una distancia de la fuente de 1.8 mm en aire en condiciones normales de presión y temperatura.

Con la finalidad de conocer los intervalos de radiación adecuados fueron irradiados con tiempos de hasta 10 minutos en la fuente triple en intervalos de segundos. Se seleccionaron tiempos de irradiación de 20seg, 30seg, 40seg, 50seg y 60seg.

Posteriormente a la irradiación, para evitar cualquier cambio en las condiciones del experimento, todos los detectores fueron grabados conjuntamente al igual que algunos detectores sin irradiación, que servirían para la medición de las trazas de fondo y como testigos.

Para el proceso de grabado químico se requiere un baño de agua a temperatura controlada con mas - menos un grado de desviación. Para mantener la temperatura de la solución, se utiliza un vaso de precipitado de vidrio dentro de la tina del baño, el cual es cubierto con papel aluminizado. La temperatura se monitoréa en un vaso de precipitado que contiene agua destilada, con lo cual se tiene la seguridad de que la solución química está a la temperatura indicada.



Figura 3.6

Se muestra un matraz que contiene la solución KOH, junto con el dispositivo para mantener la temperatura de la misma constante, durante el proceso de revelado.

El dispositivo en el cual los detectores son colocados consta de una base hecha de lucita, la cual se muestra en la Figura 3.7, que permite el grabado para un máximo de 50 detectores a la vez.

Los detectores fueron grabados químicamente en KOH 6N a $60^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$. El tiempo de grabado fue variado de 2 a 24 horas para todas las muestras; cada dos horas fueron retirados de la solución química, se lavaban con agua destilada por 20 minutos y fueron secados con papel absorbente. A continuación fueron fotografiados mediante el sistema de digitalización de imágenes para su posterior análisis. Los detectores siempre fueron manejados en el contenedor de lucita para evitar cualquier contacto con las manos y con impurezas durante el periodo de grabado y lavado.

Las condiciones de grabado fueron mantenidas bajo control durante todo el proceso, asegurando que todos los detectores tuvieran el mismo desgaste en cada periodo.

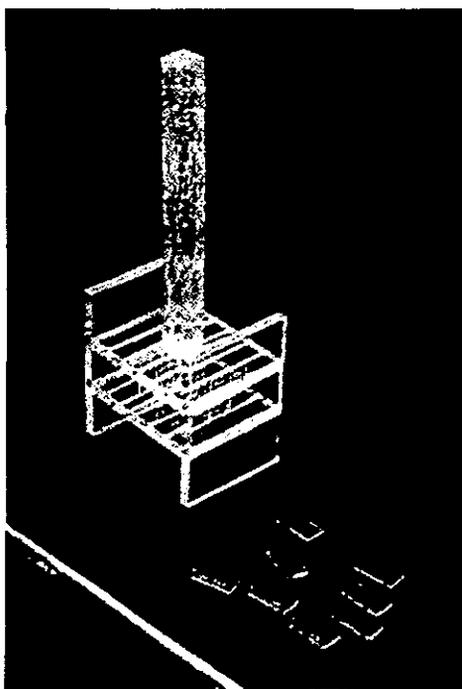


Figura 3.7
Contenedor de Lucita y algunos detectores CR-39.

El uso manual de un microscopio óptico para la evaluación de trazas es el procedimiento más simple; sin embargo, es bastante tedioso y puede ocasionar una baja precisión, especialmente para determinar el diámetro mínimo y máximo o la distribución de áreas de

las trazas. Sin embargo, a través de los años y con las nuevas tecnologías, el uso de un sistema de imágenes digital acelera y simplifica la adquisición de datos, dando lugar a una mayor precisión ⁽³⁶⁻³⁹⁾. Automatizar el proceso evita errores sistemáticos debido a diferencias personales de evaluación y hace posible la utilización de software de análisis estadístico o matemático.

El sistema de digitalización de imágenes consiste (Figura 3.8) en un microscopio óptico que se utiliza para la magnificación de las trazas, una cámara digital CCD, Kyowa® KMC-1002, que convierte la luz en señal eléctrica. La información analógica es enviada a una tarjeta electrónica Vision EZ® que digitaliza la señal en una computadora personal. Una computadora 486 con 4MB de RAM y 200MB de disco duro es suficiente para procesar la información.

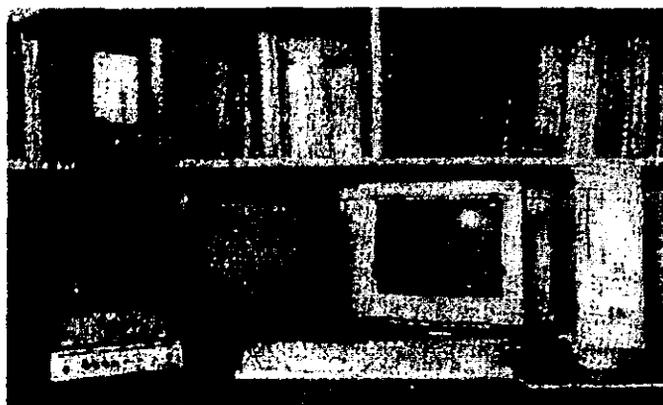


Figura 3.8

Equipo utilizado. Microscopio óptico, cámara digitalizadora y computadora personal.
(Proyecto de aplicaciones a la Dosimetría, IFUNAM)

Como ya se ha mencionado, una de las ventajas de utilizar a los DTNS, es la gran sencillez que presenta el método que como ya se ha observado, no necesita de equipo sofisticado. Simplemente se debe mantener un estricto control de los procedimientos. De esta manera se eliminan resultados erróneos, debidos a manejos descuidados. La simplicidad del método lo hace accesible a cualquier laboratorio de universidad, así como de investigación.

CAPÍTULO IV. METODOLOGÍA.

En este capítulo se describe la metodología empleada en la determinación del espectro de distribución de energías de las partículas alfa utilizando Detectores Semiconductores y Detectores de Trazas Nucleares. El procedimiento para los primeros es estándar, por lo cual simplemente se describe los componentes que son necesarios para su funcionamiento y sus principales características, mientras que para los DTNS existen distintas metodologías aplicadas en espectroscopia, las cuales deben ser tratadas.

4.1 ESPECTROSCOPÍA CON DETECTORES SEMICONDUCTORES ⁽¹⁵⁾.

En el uso de un detector de barrera superficial es necesario contar con los elementos electrónicos representados en la figura 4.1, los cuales son descritos a continuación.

La primera componente es la fuente de voltaje, que provee de una diferencia de potencial necesaria para la operación del detector. Además funciona como un regulador, para evitar las fluctuaciones que son comunes en la corriente directa. Generalmente presenta dos perillas para controlar el voltaje; una controla los cambios en intervalos de 50 V y la otra en intervalos de 1 V.

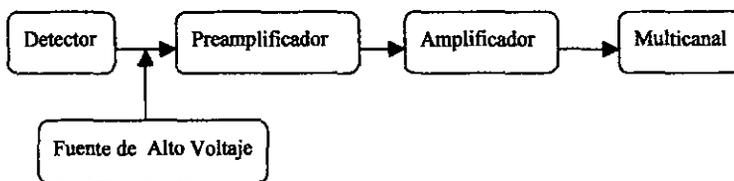


Figura 4.1
Esquema de un sistema de detección.

El propósito básico del preamplificador es el de optimizar la conexión entre el detector y el resto del equipo de conteo. También es necesario para minimizar cualquier fuente de ruido que pueda afectar la señal del detector, la cual es muy débil (en el rango de milivolts), por lo que antes de ser procesada tiene que ser amplificada por un factor de mil. Si la señal no es amplificada al salir del detector, se perderá en el ruido electrónico que acompaña la transmisión. Esto es evitado colocando el preamplificador lo mas cerca posible del detector, entonces el preamplificador le da forma a la señal, reduce la atenuación y ajusta la impedancia para el acoplamiento del detector con el amplificador.

El amplificador incrementa la señal en factores del orden de 100 veces o más. De igual forma tiene la función de convertir la señal del preamplificador en una forma deseada para la medición. Tiene dos controles de la ganancia; el primero ajusta la amplificación en pasos, los cuales son una fracción de la máxima amplificación y la ganancia fina, que da un ajuste continuo ente los distintos pasos.

Finalmente, se tiene el multicanal, el cual registra y almacena los pulsos de acuerdo a su energía; cada unidad de almacenamiento se llama canal. El valor del pulso es proporcional a la energía de la partícula incidente en el detector, por lo que cada señal es registrada en un canal correspondiente a una cierta energía. La distribución de los pulsos con respecto al canal corresponde a la distribución de las energías de las partículas.

Al trabajar con este tipo de detectores es necesario hacer una calibración, la cual se consigue utilizando dos o tres fuentes con energías conocidas y asignándoles los canales correspondientes.

El siguiente paso es colocar la fuente en el área de detección y esperar el tiempo necesario para la obtención de un espectro de buena resolución.

4.2 DETERMINACIÓN DE VELOCIDAD DE GRABADO EN TNS.

El primer paso en la caracterización de la geometría de las trazas es determinado por la acción de la solución química sobre el material detector. El proceso por el cual se determina la velocidad de grabado en la superficie del CR-39, consiste en la medición del espesor del plástico con respecto al tiempo de grabado, obteniendo el comportamiento del desgaste del material como función del proceso químico.

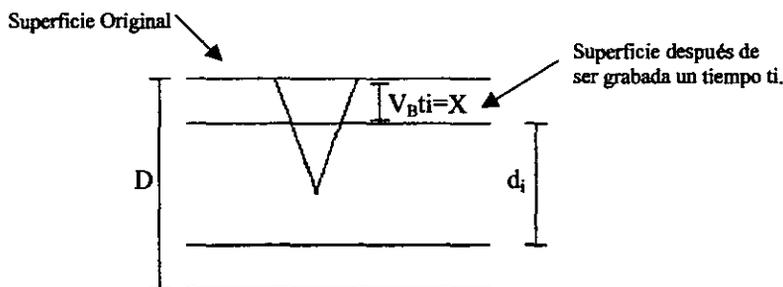


Figura 4.2
Esquema del espesor del detector después de un tiempo de grabado t_i.

En la Figura 4.2 se muestra un esquema del desgaste del detector, en el cual se aprecia que para determinar V_B basta con medir el espesor del detector para cada tiempo de grabado. X es determinado para cada tiempo, de acuerdo a la relación

$$X = \frac{D - d_i}{2}, \quad (5.1)$$

donde d_i es la distancia para cada tiempo de grabado.

Una vez calculada la velocidad de grabado, los demás parámetros son calculados por medio de la digitalización de imágenes.

A continuación se describe el procedimiento por el cual se obtienen los datos del experimento a partir de la imagen digitalizada.

4.3 UTILIZACIÓN DEL SOFTWARE PARA EL ANÁLISIS DE IMÁGENES.

Una vez que se tiene la imagen digitalizada de las trazas, siguiendo el procedimiento descrito en el Capítulo III, se necesita optimizar esta imagen, con el objetivo de obtener la mejor resolución posible en la medición de los parámetros geométricos.

El análisis de imágenes fue efectuado en el software Mocha v.1.2.10 de Jandel Scientific® (Figura 4.3), el cual fue seleccionado por su simplicidad y facilidad de manejo para la ejecución de las siguientes tareas:

- Discriminación de trazas y de cualquier otro tipo de daño en la superficie del detector.
- Determinación del total de trazas por unidad de área según su diámetro.
- Medición de los ejes mayores y menores de cada traza.
- Distribución de frecuencias y análisis estadístico.
- Cálculo automático de áreas.
- Determinación del factor de forma ($4\pi\text{Area}/2\text{perímetro}$, que nos da información sobre que tan redondas son las trazas).

Existen varios programas que pueden servir para el análisis de imágenes, donde cada uno tiene características distintas, por lo cual antes de comenzar la investigación es necesario estar familiarizado con el funcionamiento del software.

El programa cuenta con una serie de menús que permiten trabajar las imágenes, como son los menús Image y IP (Image Processing), así mismo se puede pegar, copiar, restar imágenes y maximizar contrastes, entre otras aplicaciones.

En este programa también se cuenta con la facilidad de analizar los datos obtenidos a partir de las imágenes y con facilidades para graficar esta información. De acuerdo al sistema de lectura (distinto aumento) se tiene una distinta calibración, en este trabajo se tuvo la siguiente relación $100 \text{ pixeles} = 65.88 \text{ micras}$.

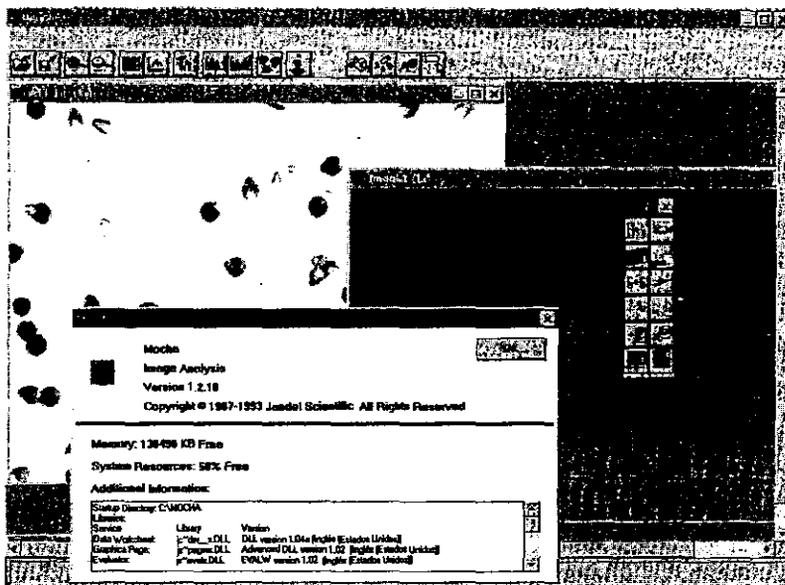


Figura 4.3
Software de Jandel Scientific, Mocha v.1.2.1.

Para el análisis de datos se debe optimizar la imagen, lo cual es esencial para obtener un buen conteo automático. El primer paso consiste en hacer uniforme la luz de las diapositivas, lo cual se consigue al sustraer los cambios de luz en el microscopio. Dos fotografías son necesarias para cumplir este objetivo, una imagen que se desea corregir (trazas grabadas) y una toma en las mismas condiciones pero sin el detector (solamente la iluminación del dispositivo), la cual se resta de la primera, dando como resultado un campo homogéneo (Figura 4.4) ⁽⁴⁰⁾.

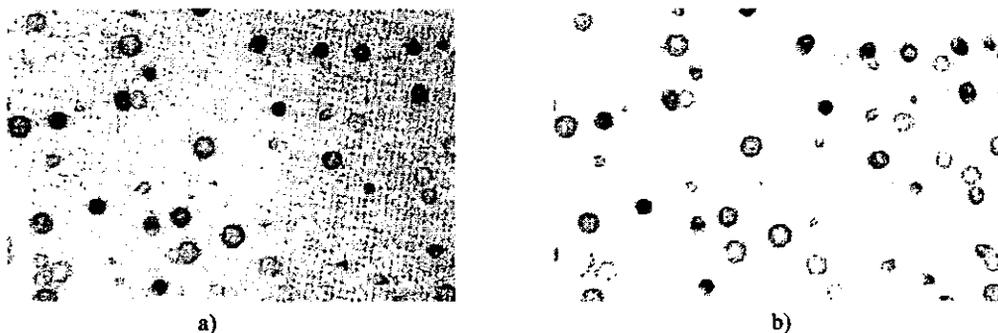


Figura 4.4

Trazas de una muestra radioactiva, a) Fotografía del detector.
b) Fotografía del detector, después de haberle sustraído una imagen de la iluminación.

A continuación se maximiza el contraste y se selecciona un rango en la intensidad de luz de las trazas (arbitrariamente, pero una vez seleccionado este parámetro debe ser mantenido a lo largo de toda la investigación), lo cual determina los objetos que se desea contar. Un valor mínimo y máximo en la escala de grises de los pixeles es suplementado con el objetivo de filtrar el ruido.

Se prosigue a seleccionar las características deseadas para la medición (Figura 4.5) como pueden ser el área, diámetro, perímetro, etc. Para el presente estudio no es necesario seleccionar muchas de estas medidas, simplemente se necesita conocer el diámetro y el factor de forma.

El conteo se hace entonces en forma automática, obteniendo datos que son presentados automáticamente en columnas correspondientes al área, diámetro mayor, diámetro menor y factor de forma (las columnas dependen de las selecciones efectuadas en el paso anterior).

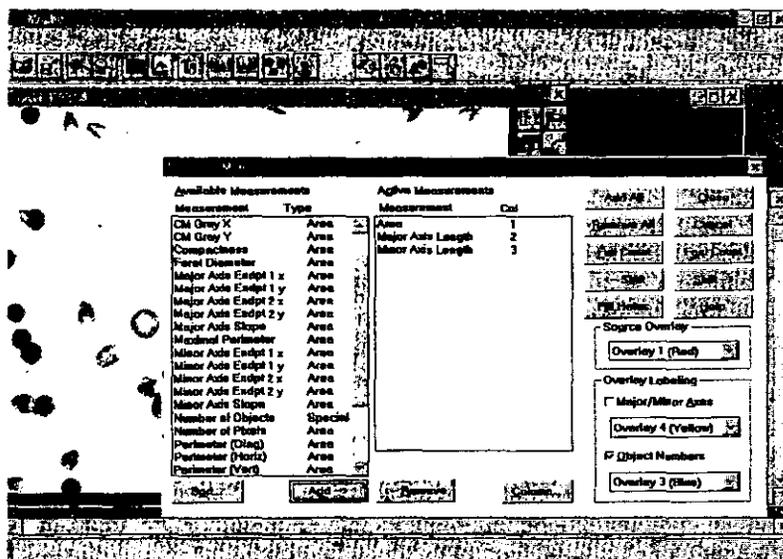


Figura 4.5
Medidas disponibles en el Software de Jandel Scientific, Mocha v.1.2.1.

En la Tabla 4.1 se presenta una muestra de datos obtenidos mediante el uso del sistema automático de digitalización de imágenes a partir de los datos se producen histogramas para los diámetros^{a)}, que serán aproximados por una distribución gaussiana, en la forma descrita en el Apéndice B. Con estas distribuciones se infieren todos los parámetros geométricos de las trazas, haciendo uso de las ecuaciones desarrolladas en el Capítulo II, con lo cual se procede al análisis de resultados.

^{a)} En cada muestra se analizan 16 campos de $.132 \mu\text{m}^2$ (2.11mm^2), con lo cual se obtiene una buena estadística.

Area (μm^2)	Diámetro Mayor (μm)	Diámetro Menor (μm)	Factor de Forma
162.47	15.38	14.44	0.887
172.28	15.25	14.54	0.889
183.34	16.15	14.90	0.893
33.39	6.91	6.75	0.893
198.91	16.09	15.65	0.893
180.63	15.47	15.02	0.896
187.63	16.92	14.98	0.897
177.36	15.29	14.66	0.897
186.84	15.81	15.16	0.897
160.66	14.58	14.25	0.897
185.71	16.15	14.66	0.892
181.54	15.56	14.99	0.898
195.75	16.09	15.48	0.899
193.83	15.92	15.65	0.901
188.98	15.93	15.29	0.901
173.31	15.09	14.81	0.901
183.57	15.81	14.47	0.901
44.56	8.72	6.27	0.901
247.32	17.82	17.58	0.901
146.45	14.17	13.61	0.902

Tabla 4.1

Ejemplo de datos obtenidos automáticamente del digitalizador de imágenes.

En espectroscopia un factor importante es la resolución del sistema, por lo cual antes de continuar con los resultados, es preciso dar una definición de este concepto, así como ilustrar su relevancia.

4.4 RESOLUCIÓN.

Se puede pensar que la eficiencia y la resolución definen un mismo concepto, pero no es así. La primera determina cuantas partículas son registradas en el detector del total emitidas por la fuente, mientras que la segunda nos indica el rango de certidumbre de nuestra medición respecto a las energías.

La eficiencia se define como:

$$\varepsilon = \frac{\text{Número de partículas registradas por unidad de tiempo.}}{\text{Numero de partículas que impactan el detector por unidad de tiempo.}}$$

Se puede tener detectores con poca eficiencia, pero gran resolución, y viceversa. La eficiencia de los Detectores de Trazas Nucleares en Sólidos, se aproxima a la unidad.

Aún en el caso de que cada partícula deposite exactamente la misma energía en el detector, la distribución no es solo una línea recta, debido a fluctuaciones estadísticas en el número de portadores de carga del detector, ruido o detección incompleta ⁽¹⁶⁾.

El ancho de la distribución medida a la mitad del máximo se representa por Γ (FWHM por su siglas en inglés Full Width at Half Maximum) y nos indica la resolución del sistema. La resolución también se puede medir en términos del radio $R(E_0) = \Gamma/E_0$ (Γ tiene unidades de energía mientras que $R(E_0)$ es un porcentaje).

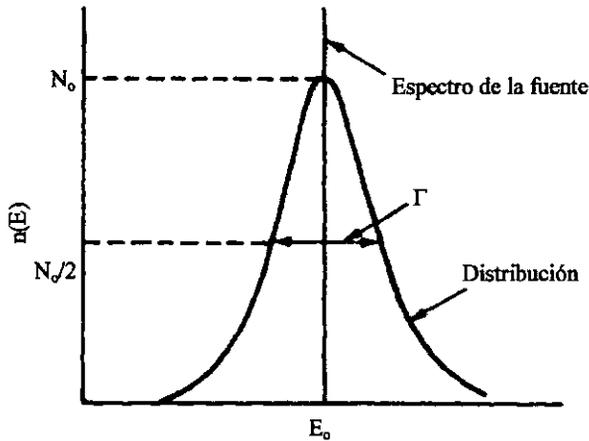


Figura 4.6

La resolución de un detector esta dada por Γ o por Γ/E_0 .

La importancia de la resolución se manifiesta cuando se trata de espectros de 2 o más energías. Consideremos como un ejemplo un espectro de energías E_1 y E_2 , como se muestra en la Figura 4.7 a).

Se presentan tres casos distintos en los cuales se tiene la configuración siguiente:

Caso I. $E_2 - E_1 > 2\Gamma$. Figura 4.7 b).

Caso II. $E_2 - E_1 = 2\Gamma$. Figura 4.7 c).

Caso III. $E_2 - E_1 = \Gamma$. Figura 4.7 d).

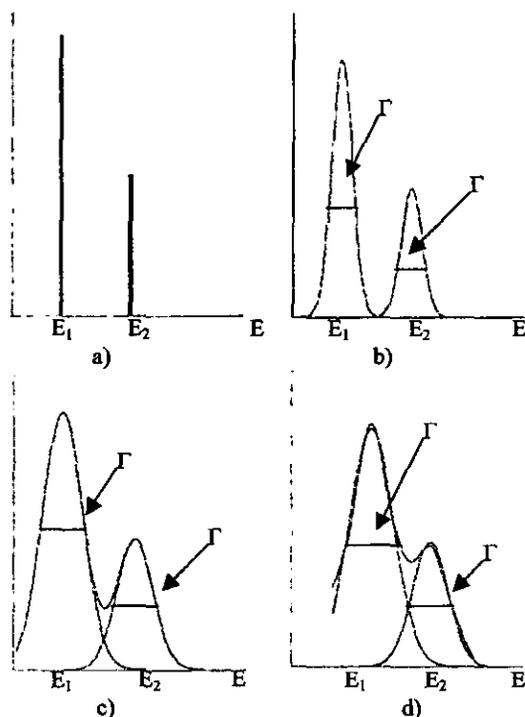


Figura 4.7

- a) Espectro de energías E_1 y E_2 . b) $E_2 - E_1 > 2\Gamma$.
 c) $E_2 - E_1 = 2\Gamma$. d) $E_2 - E_1 = \Gamma$.

Como se observa en la figura el valor máximo de Γ para poder diferenciar entre dos espectros es de $E_2 - E_1 = 2\Gamma$. Si las distribuciones obtenidas se toman como gaussianas se obtiene la siguiente relación entre la resolución y la desviación estándar:

$$\Gamma = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma,$$

con lo que se determina el comportamiento de los espectros obtenidos. Sin embargo, algunos autores utilizan formas alternativas para calcular la resolución del experimento que en ocasiones presentan ventajas en el cálculo sobre la descrita anteriormente^(31-32,43).

En base a lo expuesto anteriormente, podemos proseguir con el análisis de los resultados obtenidos, en el siguiente capítulo.

CAPÍTULO V. RESULTADOS.

El primer punto a tomar en cuenta en el análisis de las trazas producidas por los distintos emisores utilizados, es conocer el alcance que tienen las partículas alfa, como función de su energía, en el material detector. Esto se consigue utilizando como base la relación de Bragg-Kleeman descrita en el Capítulo I y los datos específicos del CR-39. A continuación se muestra la relación obtenida de la alcance de α en CR-39, para las dos energías más importantes de los elementos radioactivos Cu^{244} , Am^{241} y Pu^{239} , la cual fue calculada utilizando el código de computadora TRIM⁽⁴⁶⁾ (código monte carlo para la penetración de iones.)

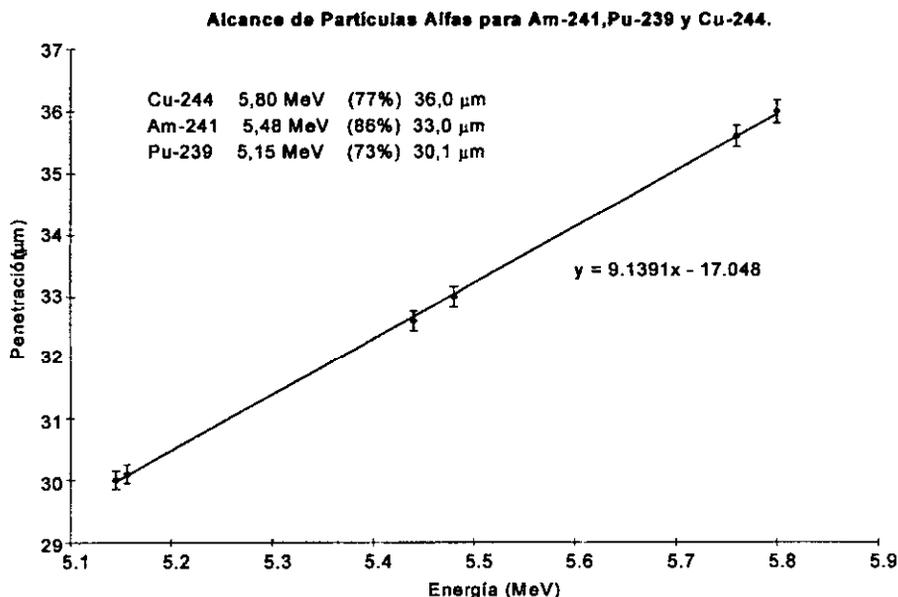


Figura 5.1
Alcance para las distintas energías de partículas alfa, utilizadas en el experimento. (TRIM⁽⁴⁶⁾)

Es importante tener un desgaste producido por el revelado químico menor al alcance obtenido, para asegurar el comportamiento cónico de la traza descrito en el Capítulo II.

5.1 DENSIDAD COMO FUNCIÓN DEL TIEMPO DE EXPOSICIÓN.

En este experimento los detectores de trazas nucleares fueron expuestos por intervalos de 10 seg. a 60 seg. a una fuente triple de Pu^{239} , Am^{241} y Cm^{244} . Las figuras 5.2 - 5.5 muestran el comportamiento de la densidad de trazas como función del tiempo de exposición, con distintos tiempos de grabado.

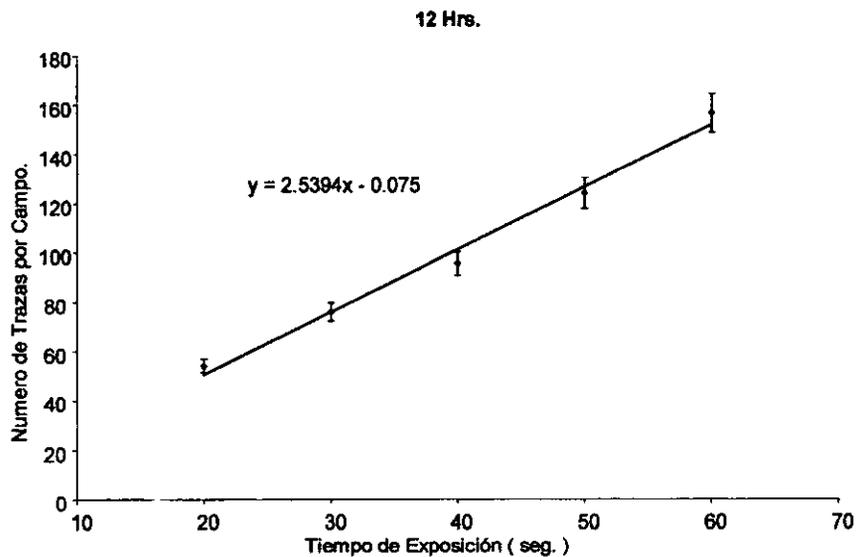


Figura 5.2

Respuesta del detector al tiempo de exposición a la radiación, con un tiempo de grabado de 12 Hrs.
Se aprecia un comportamiento lineal.

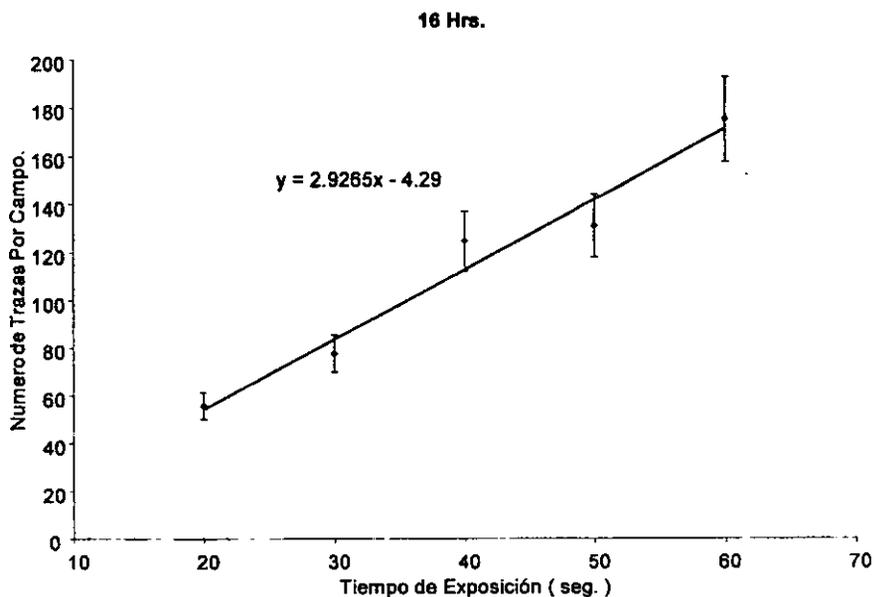


Figura 5.3

Respuesta del detector al tiempo de exposición a la radiación, con un tiempo de grabado de 16 Hrs.
Se aprecia un comportamiento lineal.

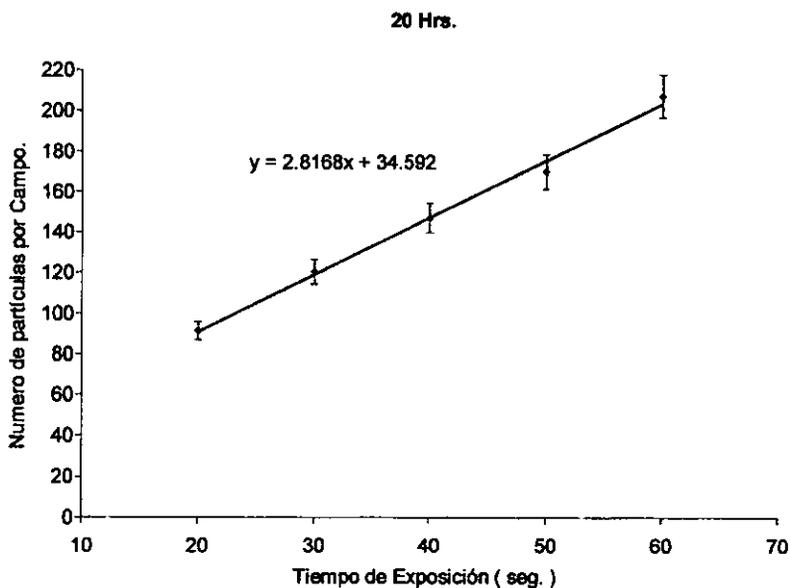


Figura 5.4

Respuesta del detector al tiempo de exposición a la radiación, con un tiempo de grabado de 20 Hrs.
Se aprecia un comportamiento lineal.

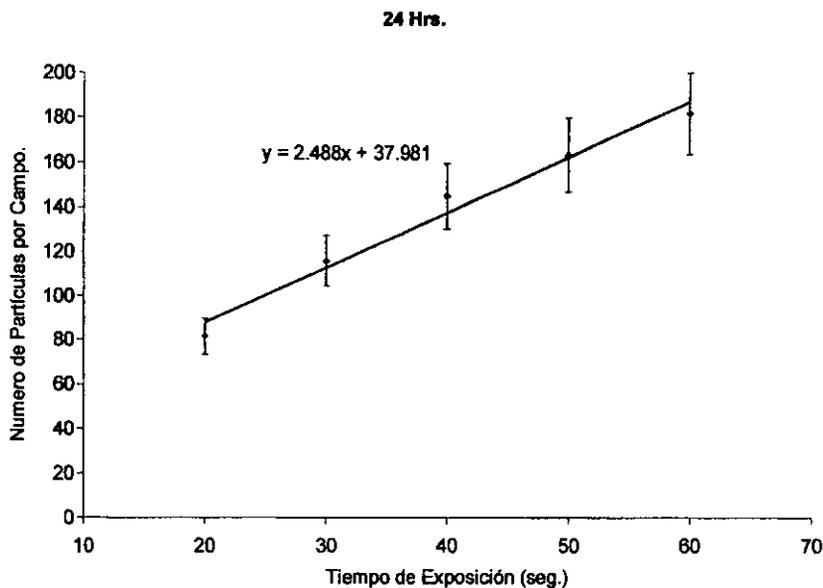


Figura 5.5

Respuesta del detector al tiempo de exposición a la radiación, con un tiempo de grabado de 24 Hrs.
Se aprecia un comportamiento lineal.

La respuesta que se observa en las figuras es lineal, lo cual implica que para los tiempos de exposición y de grabado químico, no se obtiene saturación debida al traslape de trazas por una densidad alta. Este hecho nos permite tener un amplio rango de tiempos utilizables; el tiempo de exposición escogido para el análisis fue de 30 seg. por contar con una densidad de trazas adecuada para el sistema de lectura.

En la lectura automática se presentan dificultades para discriminar entre trazas con la misma área pero debidas a un ángulo de incidencia distinto. Para minimizar este problema se usa el factor de forma (Figura 5.6). La medición fue restringida a trazas circulares o casi circulares, específicamente solo se miden trazas con factor de forma de 0.8 a 1. Esto elimina las trazas producidas por partículas alfas que tienen incidencias al detector para ángulos no perpendiculares, lo cual permite una mejor distinción de trazas para distintas energías.

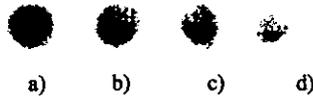


Figura 5.6
Trazas obtenidas, con distinto valor en el factor de forma:
a) 0.93; b) 0.73; c) 0.59; d) 0.42

A partir de este punto al referirnos a trazas, solo se toman en cuenta las que cumplan con la condición impuesta al factor de forma.

5.2 VELOCIDAD DE GRABADO Y VELOCIDAD DE FORMACIÓN DE TRAZAS.

Para determinar el valor de la superficie removida, se utilizó el método descrito en el Capítulo 5, obteniéndose de esta manera un valor para cada tiempo de grabado.

El siguiente paso fue graficar el valor obtenido como función del tiempo, los puntos así obtenidos fueron aproximados por una regresión lineal, donde la pendiente resultante corresponde a la velocidad de desgaste químico, V_B (Figura 5.7).

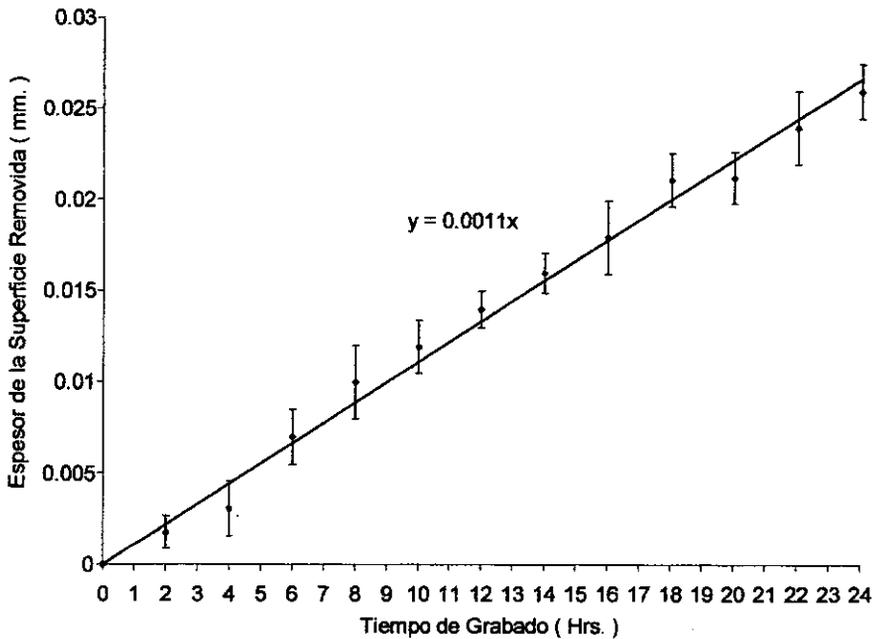


Figura 5.7

Gráfica del espesor del detector con respecto del tiempo de grabado.

El valor obtenido para V_b es 0.0011 ± 0.00007 mm/hr. en CR-39 con KOH como solución de grabado químico, con una concentración de 6N, a una temperatura de 60°C .

Una vez conocido V_b para el CR-39, se prosigue a determinar V_T para el ^{239}Pu y ^{241}Am . Utilizando fuentes simples de cada elemento se puede graficar la relación del diámetro con el tiempo de grabado químico en la traza, para partículas de incidencia normal. Con esta finalidad es necesario hacer un histograma de los diámetros en el detector, a partir del cual se ajusta una distribución gaussiana, de la que se deduce el valor medio y la desviación estándar de la distribución.

El conteo de las trazas fue efectuado automáticamente; posteriormente se analizaron estos datos para todas los detectores, con tiempos de grabado distintos, obteniendo así un conjunto de distribuciones.

A continuación se muestra los histogramas obtenidos para 12 Hrs. y 10 Hrs de revelado para el Pu y Am. A cada uno de estos histogramas se le ajusta una distribución gaussiana, como se muestra en las figuras.

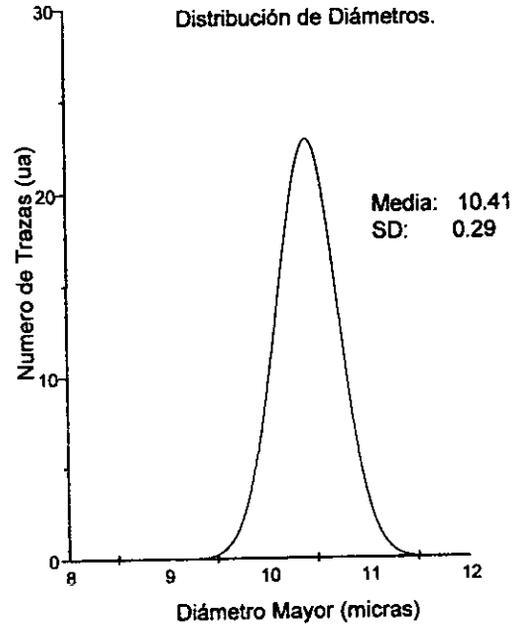
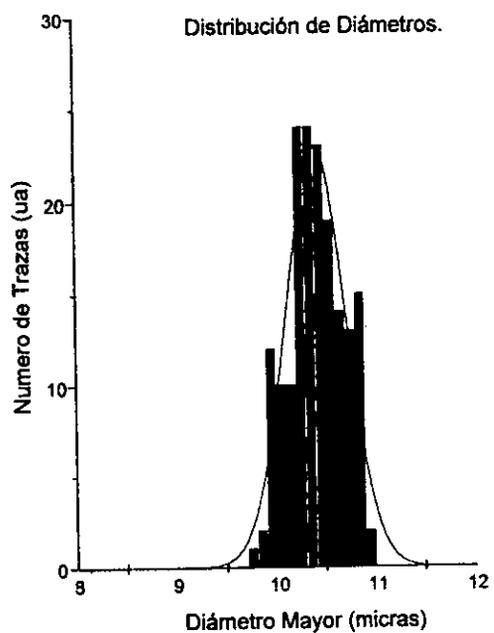
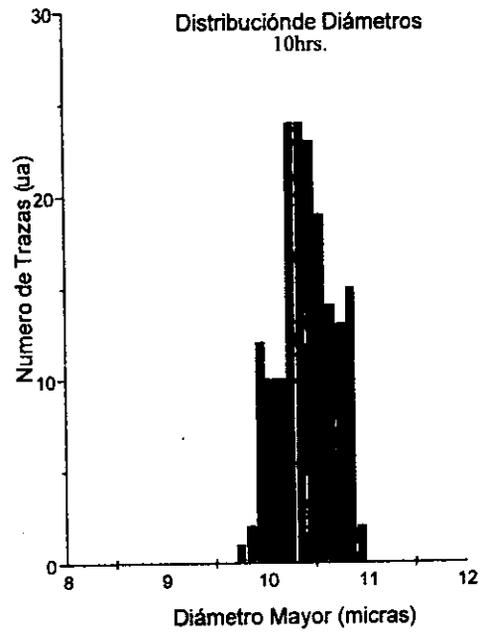


Figura 5.8
Procedimiento por medio del cual el Histograma para el Pu, es aproximado por una distribución normal.

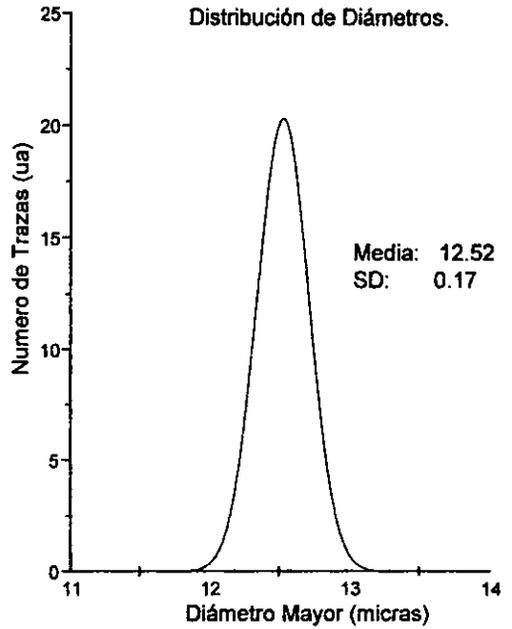
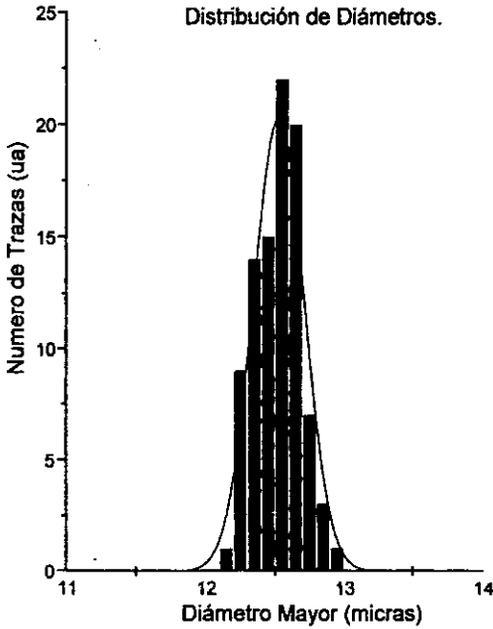
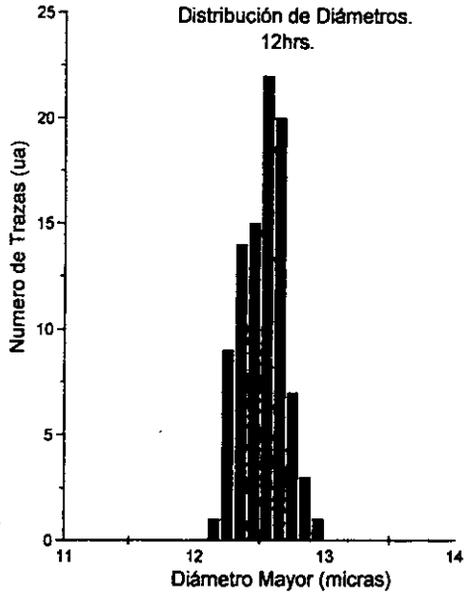


Figura 5.9
Procedimiento por medio del cual el Histograma para el Pu, es aproximado por una distribución normal.

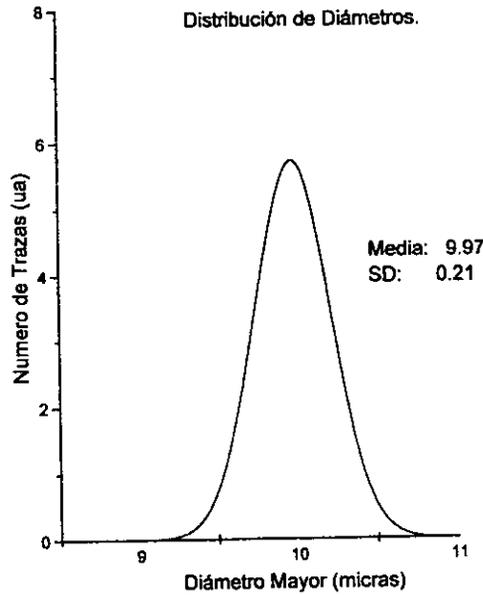
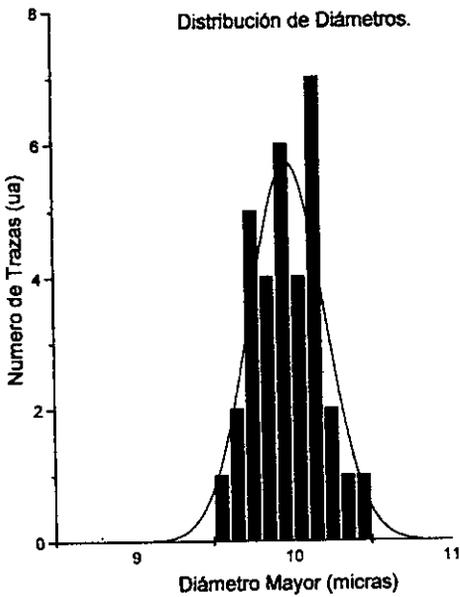
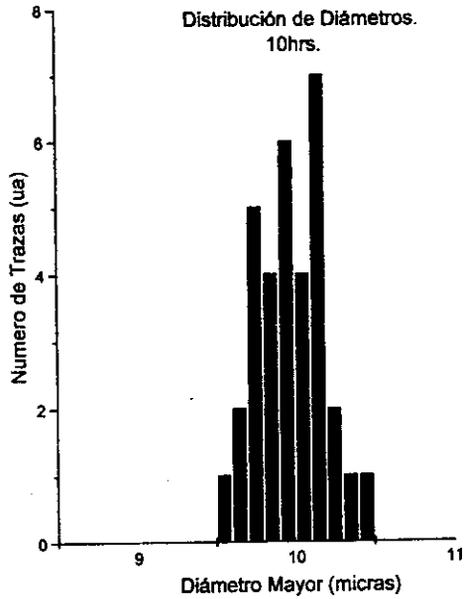


Figura 5.10
Procedimiento por medio del cual el Histograma para el Am, es aproximado por una distribución normal.

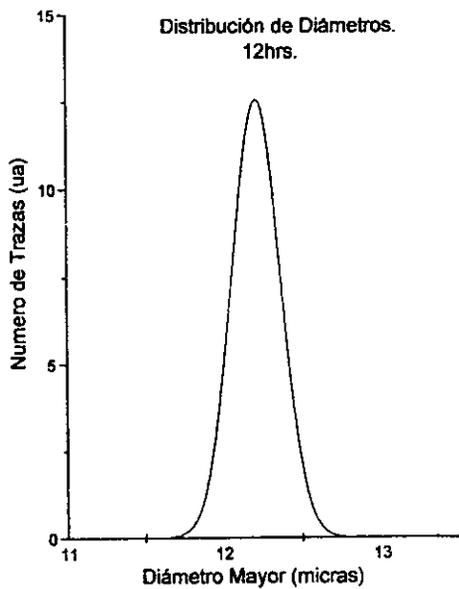
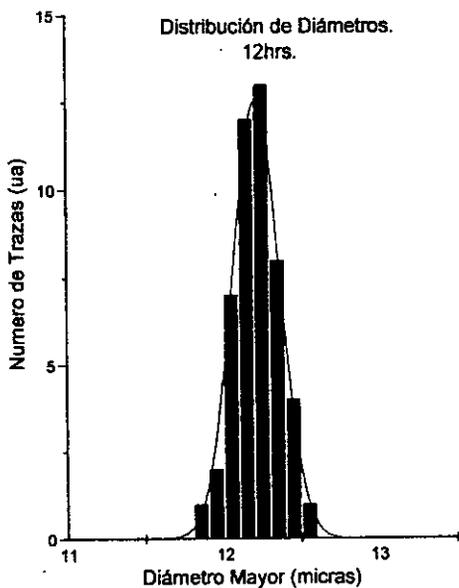
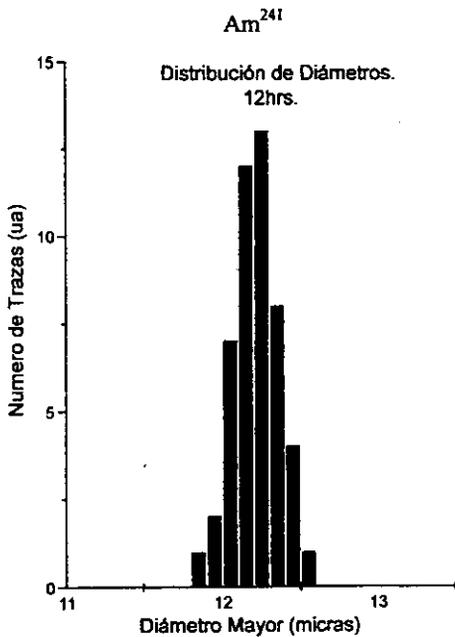


Figura 5.11
Procedimiento por medio del cual el Histograma para el Am , es aproximado por una distribución normal.

Para cada tiempo desde 3 Hrs. a 15 Hrs. de grabado químico, se efectuó este procedimiento, con lo cual se logra cuantificar la media y la desviación estándar. Estos valores son graficados contra el tiempo de grabado, encontrando así el comportamiento del diámetro de las trazas.

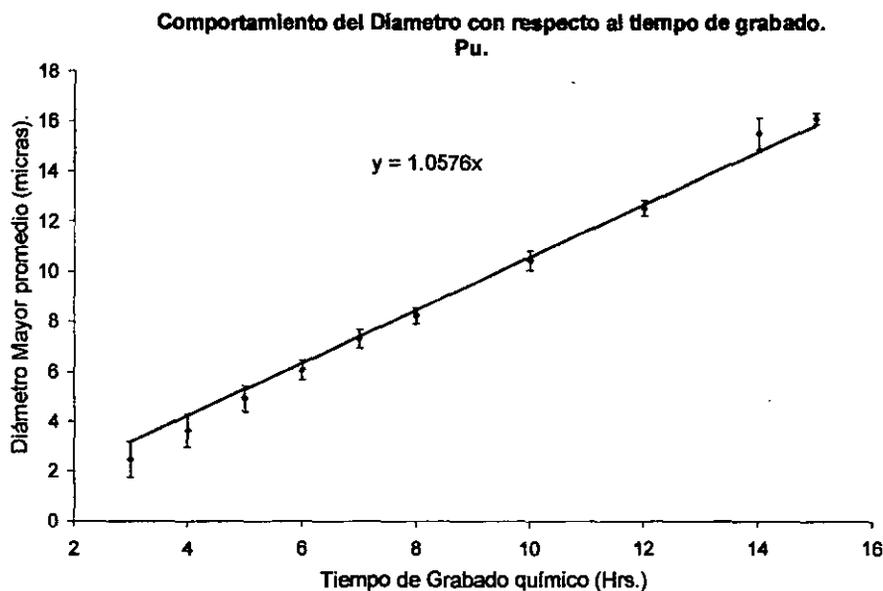


Figura 5.12

Diámetro Mayor promedio como función del tiempo. Los datos obtenidos fueron ajustados a una línea recta, con lo que se encontró una pendiente de $1.057 \pm 0.0098 \mu\text{m./hrs.}$

Esta relación es importante por que permite la utilización de las ecuaciones desarrolladas en el Capítulo II para determinar la velocidad de grabado de las trazas, V_T . Una vez que se cuenta con V_T se puede determinar todos los parámetros geométricos de las trazas. Resulta relevante notar que los diámetros encontrados para el Pu y Am, son muy próximos, por lo que el valor esperado para esta velocidad debe ser muy semejante.

Las figuras 5.12 y 5.13 muestran que el diámetro como función del tiempo de grabado tiene un comportamiento lineal ^{a)}, lo que permite la aproximación de una recta, la cual debe tener ordenada al origen cero. Al comparar las dos pendientes obtenidas $m_1: 1.057 \pm 0.0098 \mu\text{m./hrs}$ y $m_2: 1.019 \pm 0.014 \mu\text{m./hr.}$ se aprecia que los diámetros correspondientes al Pu y al Am se separan muy lentamente conforme aumenta el tiempo de grabado.

^{a)} En general V_T es función del tiempo de grabado, sin embargo en una primera aproximación se puede tomar como constante, como se aprecia en las Figuras 5.12 y 5.13.

Comportamiento del Diámetro con respecto al tiempo de grabado.
Am.

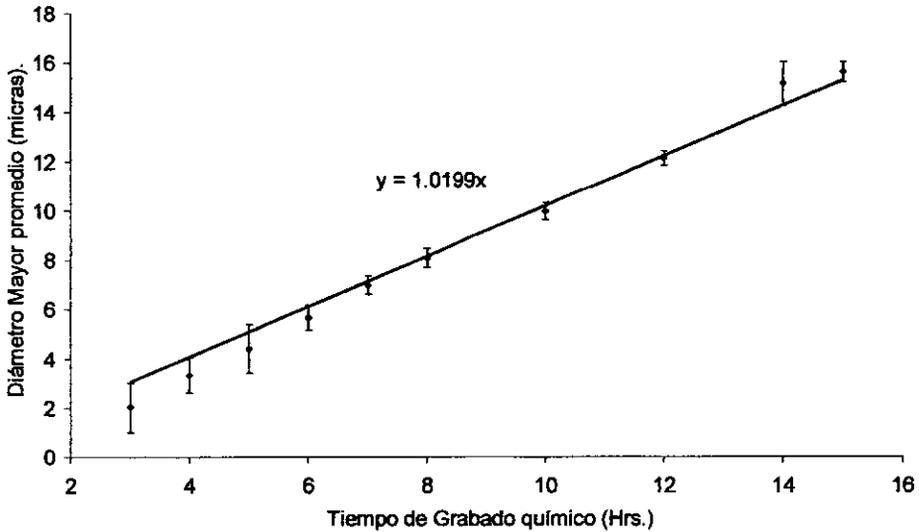


Figura 5.13

Diámetro Mayor promedio como función del tiempo. Los datos obtenidos fueron ajustados a una línea recta, con lo que se encontró una pendiente de $1.019 \pm 0.014 \mu\text{m./hrs.}$

La aproximación lineal nos permite hacer uso de la ecuación 2.8 (Capítulo II) para determinar V_T . Consecuentemente, la pendiente de la Figura 5.12 (m_1) y la de la Figura 5.13 (m_2), se relacionan con la velocidad de grabado de la traza de la siguiente manera:

$$m_i = 2V_B \sqrt{\frac{V_T - V_B}{V_T + V_B}}, \quad (5.2)$$

despejando de esta ecuación V_T se tiene que

$$V_T = \frac{V_B (m_i^2 + 4V_B^2)}{4V_B^2 - m_i^2}. \quad (5.3)$$

Sustituyendo los valores de V_B y las correspondientes pendientes, se tiene como resultado que para el Pu V_T es 1.76 ± 0.09 mientras que para el Am es: 1.70 ± 0.09 .

La velocidad de grabado de la traza es mayor que la velocidad de grabado del detector, como era de esperarse, de acuerdo a que este comportamiento es el que permite la formación de los conos. En la Figura 5.14, se muestra el comportamiento de las trazas

obtenido para el Pu en CR-39, para un tiempo de grabado de 4, 8 y 12 hrs. de revelado químico. Los conos fueron construidos utilizando las velocidades de grabado obtenidas en el experimento y las relaciones teóricas, con lo cual se logra mostrar el aspecto de cada traza, así como las relaciones de la superficie removida, el rango y el diámetro.

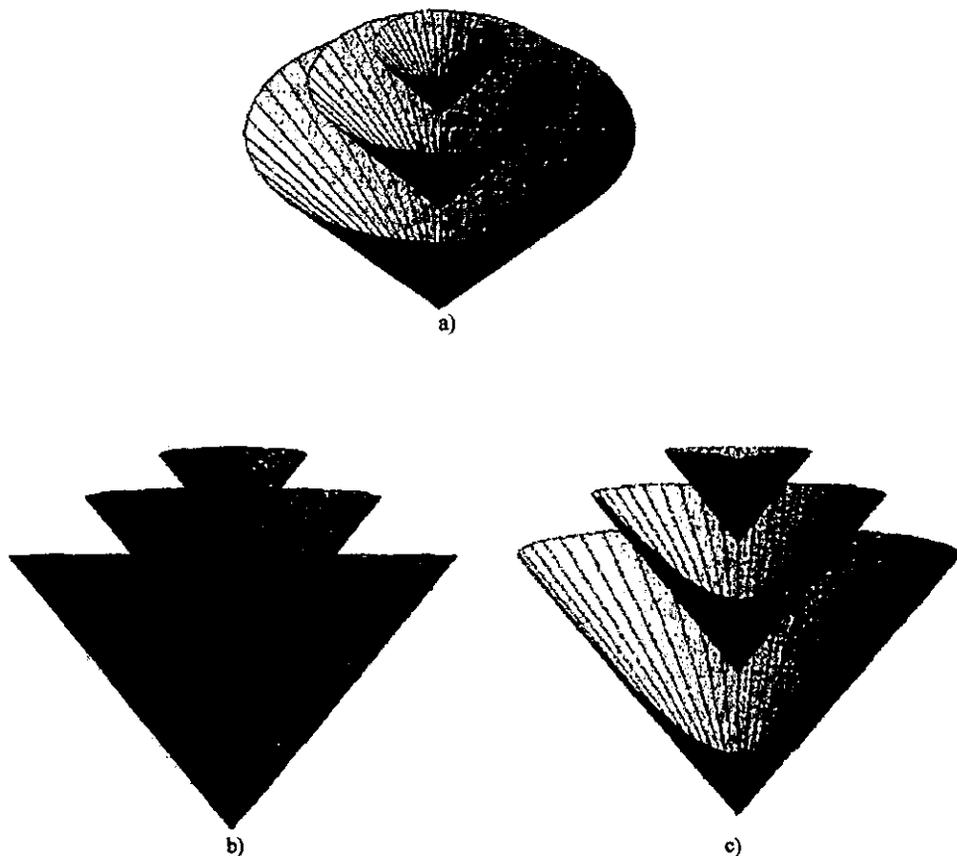


Figura 5.14

Comportamiento de las trazas para el Pu, con tiempo de grabado de 4, 8 y 12 hrs. Los conos están gratificados de acuerdo a los valores obtenidos para V_b y V_T . a) Se muestra la relación entre los diámetros. b) Se muestra la relación entre la superficie removida. c) Se muestra la relación entre el rango de cada traza.

5.3 CARACTERIZACIÓN DE LAS TRAZAS PARA LA FUENTE TRIPLE.

Una vez obtenida toda la información para el Pu y Am, la que nos servirá como referencia, podemos continuar con el estudio de la fuente triple. En la sección anterior se determinaron los centroides de las distribuciones de los diámetros para estos elementos, obteniéndose valores muy cercanos.

A primera vista resulta complicado determinar las tres distribuciones características en el histograma de la fuente triple, ya que las distribuciones de cada elemento se llegan a traslapar (compárese las distribuciones para el Am y el Pu), con lo cual se está obteniendo un histograma que es la suma de las trazas de los tres componentes de la fuente.

Estaríamos tentados a buscar en esta distribución los tres picos más altos y tomarlos como los centroides del Pu, Am y Cm, con lo que se obtendría los siguientes diámetros característicos: para el Pu 10.25 μm ., para el Am 9.95 μm . y para el Cm 9.35 μm (en este momento es adecuado recordar que para energías menores se obtiene una traza de diámetro mayor). Sin embargo, de esta manera no podemos conocer las distribuciones de manera confiable, por lo que se tiene que buscar otro camino.

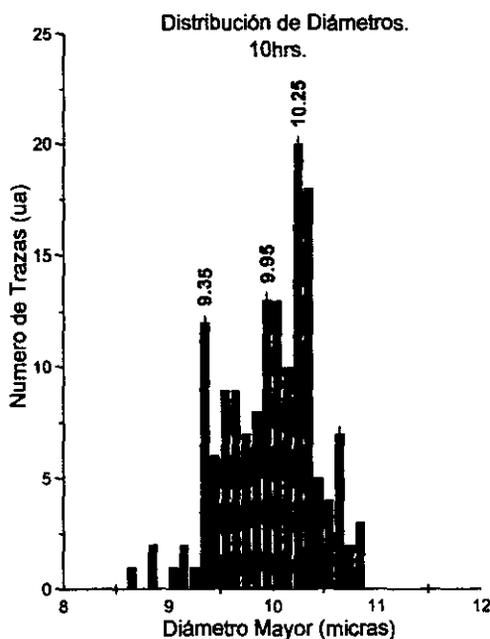


Figura 5.15.

Distribución obtenida para la Fuente triple, con un tiempo de grabado químico de 10 Hrs. Los tres picos más altos fueron seleccionados.

Hasta el momento tenemos conocimiento de los histogramas para el Pu y el Am, los cuales nos serán de utilidad para determinar la distribución para el Cm. En la fuente triple se tiene la suma de las tres distribuciones. Si suponemos entonces que los histogramas del Pu y Am producidos anteriormente son parte de los componentes de la fuente triple, podemos restar estas distribuciones para así obtener la correspondiente al Cm.

En principio este procedimiento es posible si se considera que las fuentes tienen el mismo comportamiento y que las condiciones en las cuales fueron llevados a cabo los histogramas son las mismas.

A continuación se muestra la distribución de la fuente triple restando el histograma del Am, en la cual se alcanza a apreciar dos máximos que corresponden al Pu y Cm.

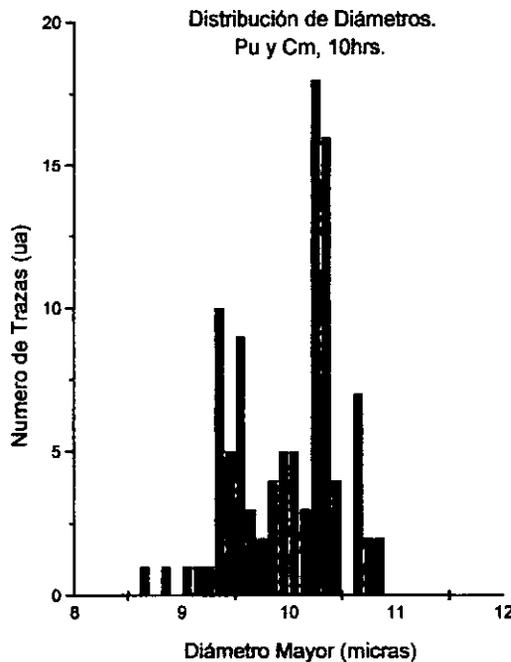


Figura 5.16.

Distribución obtenida para la Fuente triple, restando la distribución del Am, con un tiempo de grabado químico de 10 Hrs.

El siguiente paso es restar de esta distribución el histograma del Pu. El resultado debe ser una distribución para el Cm, que como ya se observa debe tener el centroide cerca de 9.5 μm , para 10hrs. de grabado. El mismo proceso es llevado a cabo para 12 hrs. de grabado.

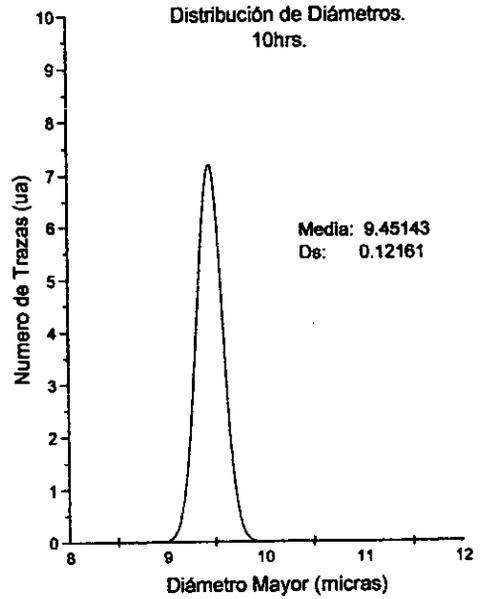
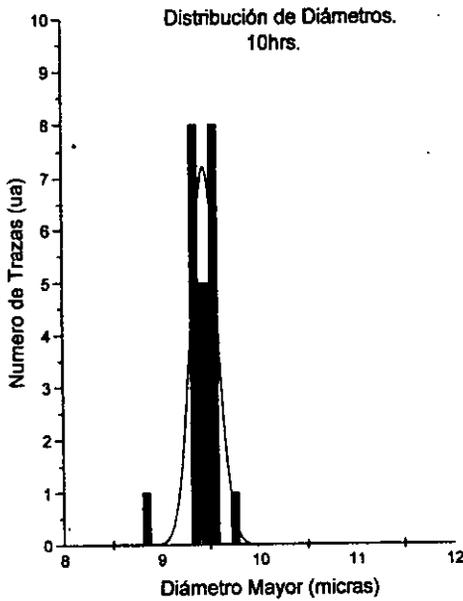
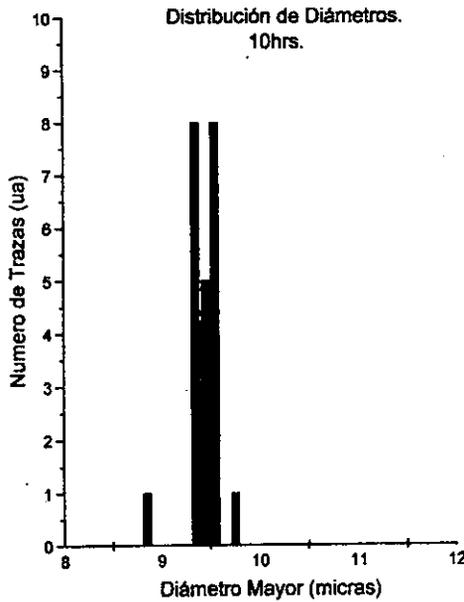


Figura 5.17
Procedimiento por medio del cual el Histograma para el Cm, es aproximado por una distribución normal.

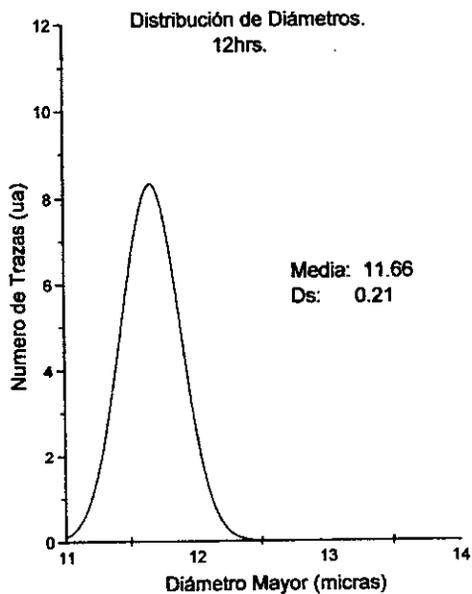
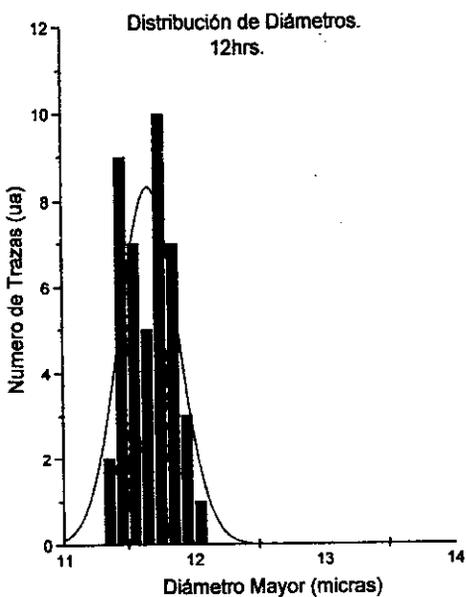
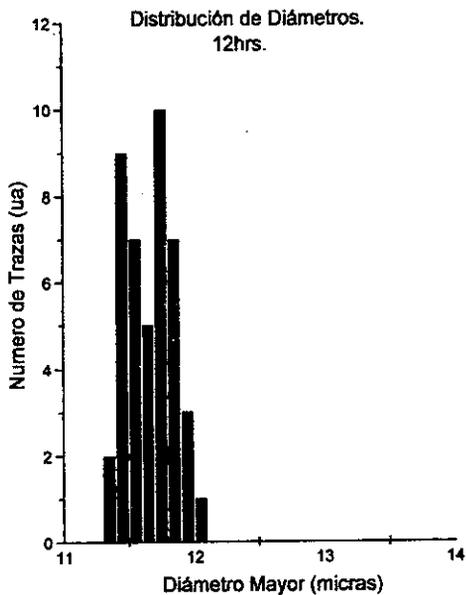


Figura 5.18
Procedimiento por medio del cual el Histograma para el Cm, es aproximado por una distribución normal.

Siguiendo el procedimiento descrito anteriormente se obtienen las distribuciones para los tres elementos de la fuente triple. Este método proporciona un camino para encontrar la distribución del Cm, con lo cual podemos diferenciar entre los componentes de la fuente triple.

El procedimiento efectuado para diferenciar la distribución del Cm se podría haber seguido para cualquier otro elemento. Si por ejemplo se toma como conocida la distribución del Pu y del Cm, se puede sustraer del histograma de la fuente triple y el resultado es una distribución que corresponde al Am, la cual difiere a la que ya tenemos para este elemento en menos de $0.2 \mu\text{m}$.

En resumen, se encontró que a partir de distribuciones conocidas, es posible, por medio de la comparación de histogramas, separar los valores correspondientes a fuentes desconocidas.

Esta metodología permite encontrar centroide de las distribuciones con una desviación de $\approx \pm 0.2 \mu\text{m}$, lo que corresponde en energía a aproximadamente 0.15Mev .

5.4 ESPECTROS DE ENERGÍA PARA LA FUENTE TRIPLE.

El espectro de energías para la fuente triple fue hecho con un detector de barrera superficial y con el CR-39, el primero es el que se utilizaría en la mayoría de los laboratorios de espectroscopia, debido principalmente a su gran resolución (Figura 5.19).

En este espectro para la fuente de Pu, Am y Cm, se observa claramente los tres picos correspondientes a las energías características de la fuente, los cuales están resueltos completamente.

La altura de las distribuciones corresponde a la actividad de cada radionuclido (el número de partículas registradas por canal), mientras que el eje horizontal corresponde a las energías (canales).

Este espectro se consiguió con un detector semiconductor de barrera superficial, con la siguiente configuración, en laboratorio del Instituto de Física de la UNAM.

- Fuente: + 35 V

- Ganancia amplificador: 21.5

- Tiempo de exposición: 1Hr.

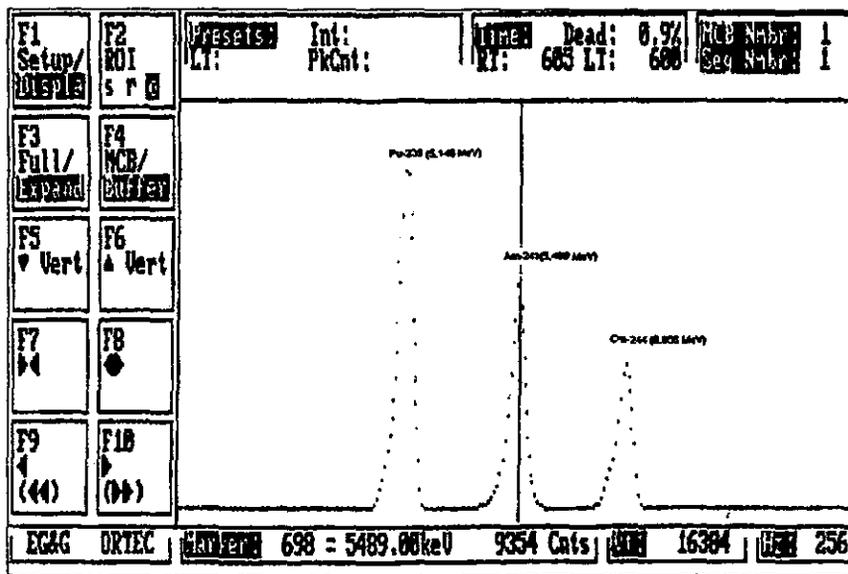


Figura 5.19

Espectro para una fuente triple de Pu, Am y Cm, con un detector semiconductor de barrera superficial.

Para los Detectores de trazas nucleares en sólidos, se muestran las tres distribuciones encontradas para la cada componente de la fuente triple, con 12 Hrs. de grabado.

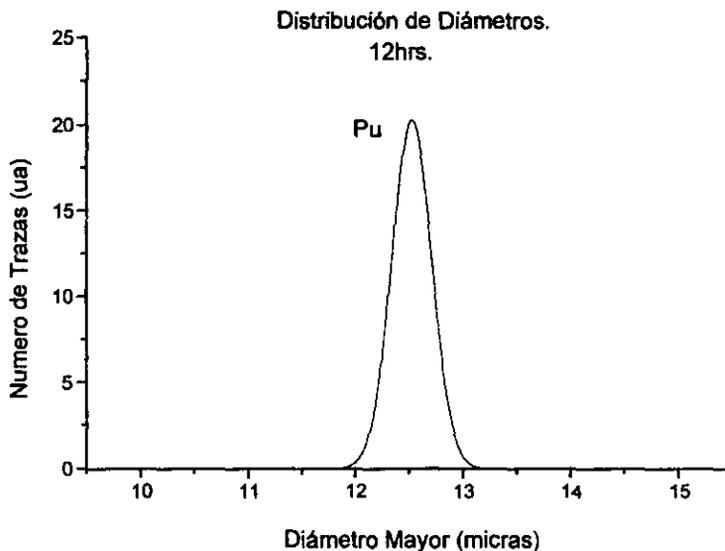


Figura 5.20

Distribución obtenida para el Pu, con un tiempo de grabado de 12 hrs.

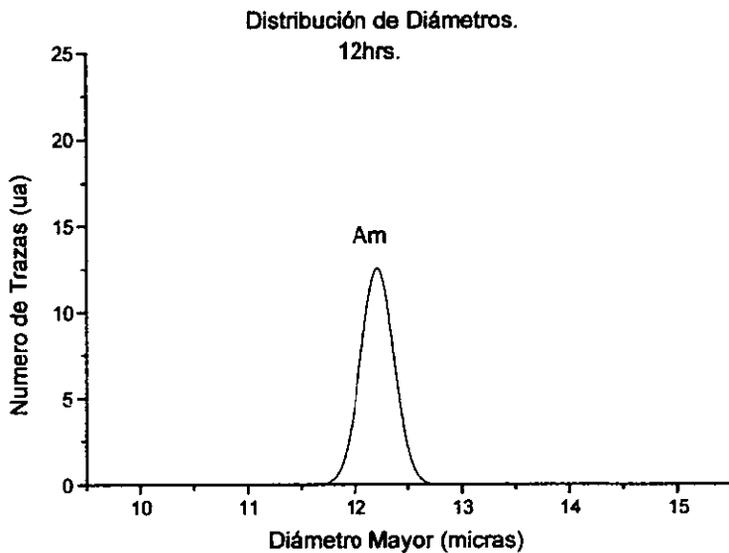


Figura 5.21
Distribución obtenida para el Am, con un tiempo de grabado de 12 hrs.

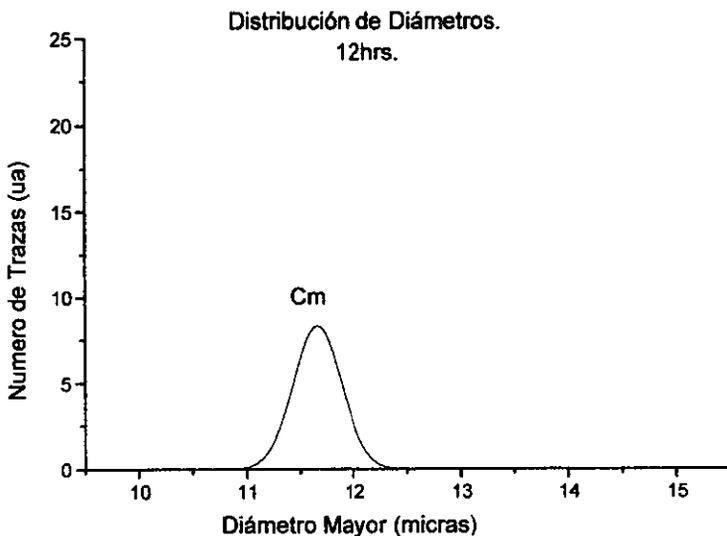


Figura 5.22
Distribución obtenida para el Cm, con un tiempo de grabado de 12 hrs.

Al colocar los tres histogramas en una misma gráfica, se observa un traslape, lo que dificulta el poder diferenciar entre los tres elementos en la fuente triple de forma directa, por lo cual en casos en los que se tienen energías cercanas es necesario utilizar la metodología descrita anteriormente

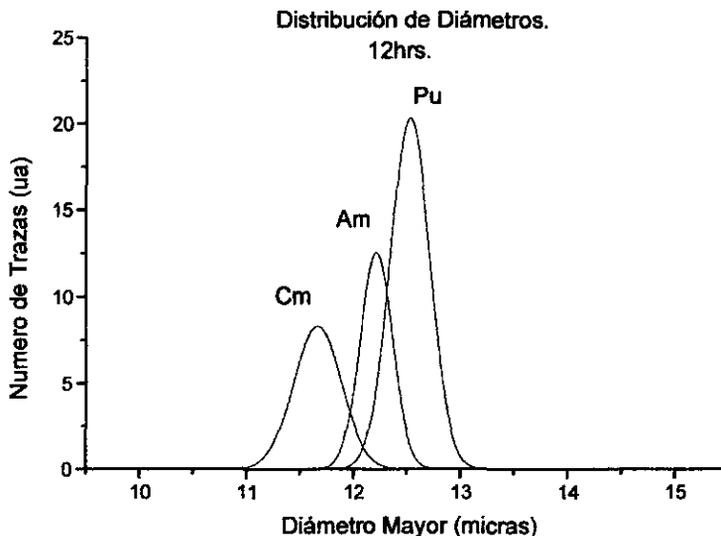


Figura 5.23
Distribución de diámetros para cada radio-núcleo.

Al utilizar la relación para la resolución en los diámetros descrita en el Capítulo IV, se observa que estamos en el límite de resolución ($D_2 - D_1 \approx \Gamma$). Por ejemplo para 12 hrs. entre Pu y Am, tenemos que $D_2 - D_1 = 0.31 \mu\text{m}$, mientras que $\Gamma \approx 0.35$, y entre Am y Cm, $D_2 - D_1 = 0.55 \mu\text{m}$ y $\Gamma \approx 0.45$. Esto nos indica que estamos en la mínima resolución posible para la metodología de Trazas Nucleares. Sin embargo, sustrayendo las distribuciones conseguimos determinar las componentes de la fuente triple de energías en un rango de 5.1 a 5.8.

5.6 ENERGÍA VS. DIÁMETRO.

De las distribución de diámetros para los tres elementos de la fuente, los centroides corresponden a las energías principales, con lo que se logra tener el comportamiento de los diámetros con respecto a la energía.

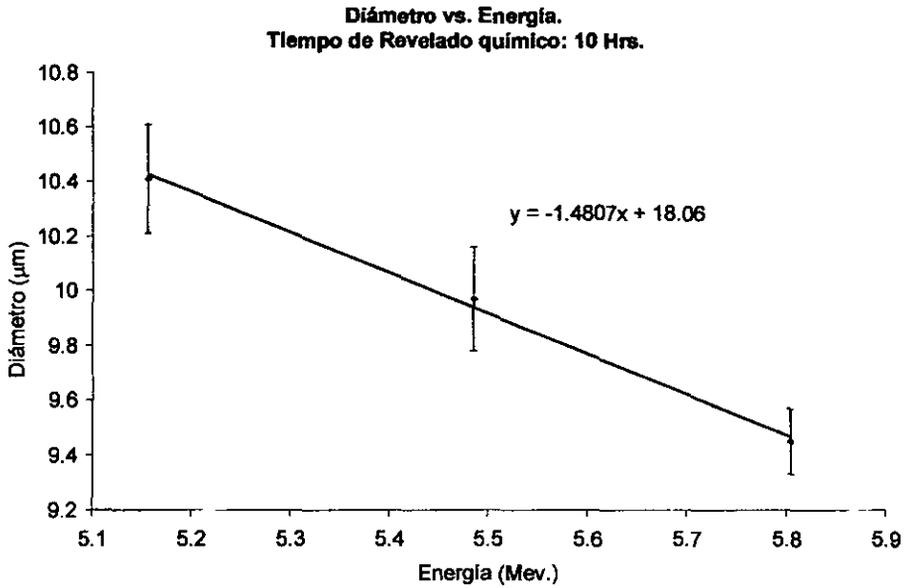


Figura 5.24
Comportamiento del diámetro de la traza grabada como función de la energía de la partícula incidente.

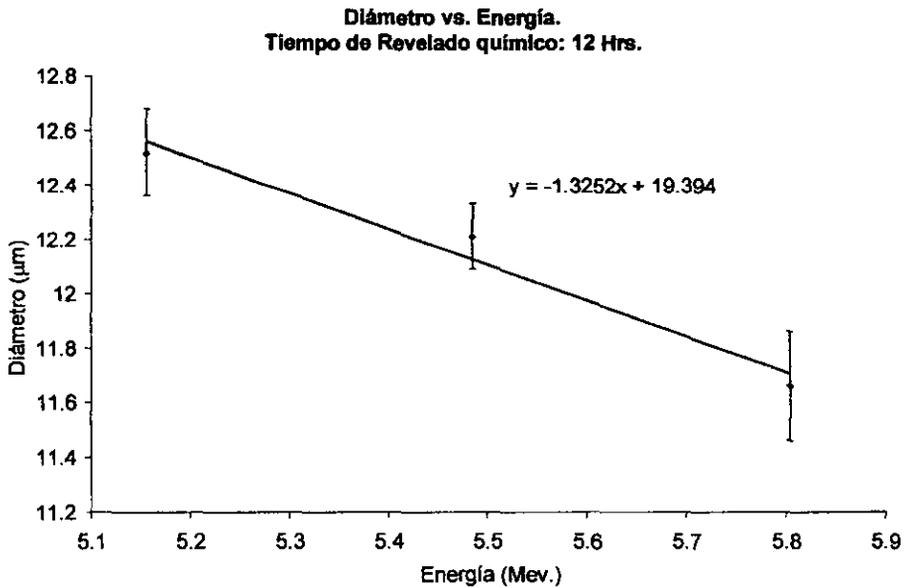


Figura 5.25
Comportamiento del diámetro de la traza grabada como función de la energía de la partícula incidente.

Los valores obtenidos para distintos tiempos de revelado químico, son graficados partiendo de que el centroide obtenido para la tercera distribución (correspondiente al Cm) corresponde a una energía de 5.8 y de los centroides del Pu y del Am.

En las Figuras 5.24 y 5.25 se aprecia que los centroides de las tres energías determinan una misma línea recta, i.e. tienen un comportamiento lineal, independientemente del tiempo de grabado, lo que ofrece la posibilidad de poder calibrar la respuesta del detector con dos fuentes conocidas y enseguida conocer la energía para una distribución dada.

Así mismo se observa que la incertidumbre en los diámetros (la distribución), hace difícil discriminar entre el Pu y Am, aunque esto es posible si se usan distribuciones que sirvan de patrón. La discriminación entre energías más separadas, como puede ser Pu y Cm, se puede hacer sin ningún problema.

Esto nos demuestra que con el Método de Trazas Nucleares en Sólidos, es posible obtener resoluciones hasta de 300 kev, lo cual lo convierte en un método alternativo para espectroscopía de partículas alfa, cuando no es necesaria una resolución muy alta.

CONCLUSIONES.

Para poder discriminar las distintas energías de las partículas incidentes, es necesario diferenciar los distintos diámetros de las trazas formas. En el caso de Am, Pu y Cm se encontró que la relación entre diámetros y energías es lineal, lo cual era de esperarse de acuerdo a la cercanía de las energías características de estos elementos. Sin embargo varios autores describen esta relación como lineal en un rango más grande ^(6,8,25,41).

Con la finalidad de utilizar este conocimiento para determinar energías, en principio solo es necesario la calibración con dos fuentes conocidas, asumiendo que los diámetros producidos en el detector CR-39 reflejan la variación de las energías de las partículas alfa de forma lineal.

Se ha utilizado anteriormente diámetros preestablecidos que correspondan a energías conocidas como un filtro para poder diferenciar distintos radionuclidos. Sin embargo, este procedimiento tiende a desprestigiar la desviación que se tiene en la distribución, para evitar este problema se propone utilizar distribuciones de fuentes conocidas, las cuales pueden filtrar la distribución que se desea analizar.

El uso de lectores y sistemas de análisis basados en imágenes digitales y programas de computación, automatiza y simplifica el análisis y los costos. Se debe de tomar en cuenta que los métodos de análisis por imágenes varían fuertemente de autor a autor, por lo cual es necesario conocer en que condiciones se llevo a cabo la medición.

Utilizando la digitalización de imágenes como método de lectura, se logra determinar la evolución de los diámetros en el tiempo de grabado, lo cual provee la información necesaria para determinar la velocidad de revelado químico de la traza y así la estructura de las trazas.

El valor de V_T condiciona inmediatamente el máximo de horas de grabado en el cual se debe trabajar, para no exceder el rango de la traza. Analizando los rangos obtenidos para el Pu, Am y Cm en CR-39, donde el mas pequeño es de $30\mu\text{m}$, se fijó el máximo tiempo de grabado en 15 hrs.

Es importante tomar en cuenta que para el presente trabajo se utilizó una fuente triple de Am^{241} , Cu^{244} y Pu^{239} , los cuales tienen energías muy similares, en el rango de 5.1 Mev. a 5.8 Mev, por lo cual las distribuciones de los diámetros se traslapan, dificultando enormemente la discriminación de las tres energías características de la fuente triple.

Para solucionar este problema, se partió de que las distribuciones para dos fuentes son conocidas, lo que permite sustraerlas de la distribución de la fuente triple y obtener la distribución del tercer elemento. Con esto se intenta demostrar la posible utilización de la metodología de TNS en el reconocimiento de elementos en una sola fuente de radiación con energías cercanas, en base a los diámetros producidos por las partículas alfa.

Los resultados obtenidos muestran la posibilidad de utilizar TNS, no solo para determinar la densidad de trazas por unidad de área, sino también para discriminar energías de partículas alfa basándose en la relación existente entre la energía depositada en el material y la estructura característica de las trazas formadas durante el proceso de grabado. Estas relaciones son intrínsecas al material detector y son controladas por los parámetros de la solución química.

La mayor resolución de energía se obtiene con los detectores semiconductores, sin embargo los detectores de trazas nucleares presentan varias ventajas sobre estos. Una primera ventaja que ofrecen los detectores de trazas nucleares, es el bajo costo del método, lo que lo hace muy atractivo como detector de radiación. Así mismo, son de fácil manejo y son insensibles a partículas beta y a rayos gama, lo que ofrece la posibilidad de tener lecturas en campos de radiación mixtos.

Por todo lo anterior se puede concluir que los DTNS ofrecen una alternativa a los métodos de detección tradicionales. Aunque su resolución es baja en comparación a los detectores semiconductores, en muchas aplicaciones esta no es necesaria y tiene ventajas como son: posible utilización en un gran rango de condiciones y para cualquier tamaño, son ideales para largas exposiciones y para campos de radiación mixtos por su insensibilidad a partículas beta y a rayos gama, provén de un archivo permanente de los eventos y no necesitan de grandes sistemas costosos.

Los campos de aplicación son extensos y variados, por lo cual a continuación solo se nombran algunos: La determinación de radón y torio, puede ser de gran utilidad en cuestiones de salud (posibles causantes de cáncer pulmonar), al igual que en eventos geológicos (grandes emanaciones de estos gases se encuentran presentes antes de un terremoto o una erupción volcánica), el estudio de radiación debida a fugas o desastres de reactores nucleares, fecheo mediante trazas, investigación de en materia espacial, autoradiografías, entre otros.

Quizá el punto más importante sea que con los Detectores de trazas Nucleares se puede discriminar entre varias partículas cargadas, por medio de la energía de incidencia, lo que convierte este método en un tema interesante y con muchas posibilidades de desarrollo.

APÉNDICES.

APENDICE A. PARÁMETROS DE GRABADO QUÍMICO PARA V_T VARIABLE.

Para el caso que se tenga V_t variable a lo largo de la trayectoria de la partícula la geometría de la traza se complica.

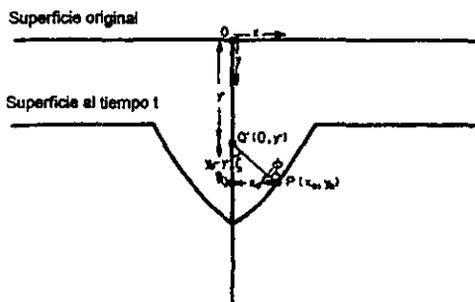


Figura A.1
Geometría de la traza para V_T variable. (19)

Generalmente V_t se incrementa con la razón de ionización; solamente para periodos de tiempo pequeños de grabado se puede utilizar que V_t es constante. Por simplicidad se toma que la traza incide normalmente y se debe calcular las coordenadas (x_0, y_0) para un punto arbitrario P en la pared del cono. Considerando la figura se puede determinar que

$$x_0 = \sqrt{(y_0 - y')^2 + x_0^2} \times \text{sen } \zeta, \quad (\text{A.1})$$

$$y_0 = y' + \sqrt{(y_0 - y')^2 + x_0^2} \times \text{cos } \zeta, \quad (\text{A.2})$$

$$\tan \zeta = \frac{x_0}{y_0 - y'}, \quad (\text{A.3})$$

donde ζ es el ángulo entre el eje de la traza y la perpendicular a la pared de la traza en P. Tomando en cuenta que el tiempo de grabado para alcanzar P es la suma del tiempo necesario para alcanzar Q' a una velocidad variable $V_t(y)$ y el tiempo de Q' a P a una velocidad constante V_B , se obtiene

$$t = \left[\int_0^{y'} \frac{dy}{V_T(y)} \right] + \frac{\sqrt{(y_0 - y')^2 + x_0^2}}{V_B} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{dt}{dy'} = 0, \quad (\text{A.5})$$

con lo cual se obtiene

$$y' = y_0 - x_0 \left[\left(\frac{V_T(y')}{V_B} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{A.6})$$

De las ecuaciones (A.5) y (A.6) se deduce que

$$\tan \zeta = \left[\left(\frac{V_T(y')}{V_B} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{A.7})$$

Utilizando la relación $\sec^2 \theta = \tan^2 \theta + 1$,

$$\cos \zeta = \frac{V_B}{V_T(y')} \quad (\text{A.8})$$

y

$$\text{sen } \zeta = \left[1 - \left(\frac{V_B}{V_T(y')} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{A.9})$$

Finalmente, de las ecuaciones (A.1), (A.6) y (A.9) se resuelve para x_0

$$x_0 = V_B \left[t - \int_0^{y'} \frac{dy}{V_T(y)} \right] \left[1 - \left(\frac{V_B}{V_T(y')} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.10})$$

y de las ecuaciones (A.2), (A.6) y (A.8) se resuelve para y_0

$$y_0 = y' + \frac{V_B^2}{V_T(y')} \left[t - \int_0^{y'} \frac{dy}{V_T(y)} \right]. \quad (\text{A.11})$$

Tomando en cuenta las siguientes relaciones

$$h = V_B t \quad h(y') = \int_0^{y'} \frac{dy}{V_T(y)}, \quad (\text{A.12})$$

las ec.(A.10) y (A.11) se pueden reescribir como

$$x_0 = [h - h(y')] \left[\frac{\sqrt{V_T^2(y') - 1}}{V_T(y')} \right], \quad (\text{A.13})$$

$$y_0 = y' + \frac{1}{V(y')} [h - h(y')] \quad (\text{A.14})$$

A continuación se utilizan estas ecuaciones para calcular el diámetro d para varios valores de h , como función de $V_T(y')$.

Consideremos el caso cuando el punto P se encuentra en el perímetro de la traza, por lo que $y_0 = h$ y $x_0 = d/2$, con lo que se obtiene de la ecuación (A.12)

$$h = \frac{y'V(y') - h(y')}{V(y') - 1} \quad (\text{A.15})$$

y sustituyendo estos valores en (A.13), se obtiene finalmente que

$$d = 2[y' - h(y')] \sqrt{\frac{V(y') + 1}{V(y') - 1}} \quad (\text{A.16})$$

Esta ecuación describe el comportamiento del diámetro con respecto al desgaste del material detector.

APENDICE B.- DISTRIBUCIÓN BINOMIAL, DE POISSON Y NORMAL.

La distribución Binomial se aplica cuando el experimento tiene dos posibles resultados, con probabilidad constante, independiente del tiempo y de la secuencia.

Sea p la probabilidad de que ocurra el evento A y q de que suceda el evento B , con la propiedad $p+q=1$. Entonces la probabilidad de que de N veces se tenga n eventos A es:

$$P_n = \frac{N!}{(N-n)!n!} p^n q^{(N-n)} \quad (\text{B.1})$$

Se tiene entonces que

$$\sum_{n=0}^N P_n = 1 \quad (\text{B.2})$$

la media esta dada por

$$m = \sum_{n=0}^N nP_n = pN \quad (\text{B.3})$$

mientras que la desviación estándar se encuentra como

$$\overline{(m-n)^2} = \sum_{n=0}^N (m-n)^2 P_n = mq = pqN, \quad (\text{B.4})$$

$$\sigma = \sqrt{\overline{(m-n)^2}} = \sqrt{pqN}, \quad (\text{B.5})$$

con lo cual se tiene toda la información de la distribución.

La distribución de Poisson se aplica a eventos con probabilidad pequeña y constante. Se puede derivar de la distribución binomial tomando $N \rightarrow \infty$ y $p \rightarrow 0$ tal que $m = \text{cte}$.

La probabilidad de observar n eventos cuando el promedio de un gran número de eventos es m , es

$$P_n = \frac{m^n}{n!} e^{-m}, \quad (\text{B.6})$$

con desviación estándar

$$\sigma = \sqrt{m}. \quad (\text{B.7})$$

El resultado de la medición de radiación, en la mayoría de los casos, expresa el número de interacciones que han tenido las partículas con el detector, por lo cual su descripción corresponde a una distribución de Poisson.

Las distribuciones binomial y de Poisson se aplican a variables discretas. Sin embargo, para n grandes se aproximan a la distribución normal, la cual está dada por:

$$G(x)dx = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{x-m}{\sigma}\right)^2} dx, \quad (\text{B.8})$$

que es la probabilidad de que x esté entre x y $x+dx$.

Esta distribución es simétrica y tiene un máximo en la media.

Gracias a este hecho solo es necesario tomar de una muestra dada la media y la desviación estándar, para construir la gaussiana asociada a la medición, lo que permite aproximar los histogramas obtenidos por distribuciones de este tipo.

BIBLIOGRAFÍA.

1. Espinosa G., and Gannage R.B. (1997). Long term radon survey in Mexico city and other regions of the country, *Radiation Measurements* 28, 663-665.
2. Espinosa G., Manzanilla L. and Gannage R.B. (1997). Radon concentrations in the pyramid of the sun at Teotihuacan, *Radiation Measurements* 28, 667-670.
3. Monnin M.M. and Seidel J.L. (1992). Radon in soil air and in groundwater related to major geophysical events: a survey, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* A314, 316-330.
4. El-Rahmany A., Mansy M., Hussein A., Ibrahim E. M. and El-Araby E. (1997). Alpha track profile study and range determination in padc plastic detectors, *Radiation Measurements* 28, 153-157.
5. Hadler J. C., Iunes P. J., Paulo S.R., Policastro A.P. and Tello C.A. (1995). A discussion on the reliability of alpha spectroscopy using CR-39 and an image processor, *Radiation Measurements* 25, 749-752.
6. Hadler J. C., Iunes P. J., Osorio A. and Paulo S. R. (1991). Relationship between track size and energy for alpha particles in CR-39. *Nuclear Tracks Radiation Measurements* 19, 313-317.
7. Espinosa G., Silva R.J. (1998). Transuranic elements alpha particle energy analysis using nuclear track in solids methodology, *J. Radioanalytical and Nuclear Chemistry* 234, 283-286.
8. Espinosa G., Golzarri J.I., Rickards and Gammage R.B. (1999). Alpha particle energy analysis using tracks in solids. *Conversacion personal*.
9. Espinosa G., Gammage R. B., Meyer K.E. And Dudney C.S. (1996). Nuclear track analysis by digital imaging, *Radiation Protection Dosimetry* 66, 363-366.
10. Espinosa G., Gammage R. B., Meyer K.E., Wheeler R.B. And Salasky M. (1995). Alpha radiation detection and analysis by nuclear track detector, *Radiation Protection Dosimetry* 59, 227-229.
11. Bondarenko O. A., Salmon P. L., Henshaw D.L. And Fewa A.P. (1996). Performance of alpha particle spectroscopy using a tatrak detector, *Radiation Measurements* 26, 59-64.
12. Campos Venuti G., Diociaiuti M., Grisanti G. And Risica S. (1984). Use of an interactive image analysis system (IBAS) to analyze α -particle track energies in

- cellulose nitrate nuclear track detectors, *Nuclear Tracks Radiation Measurements* 8, 99-202.
13. Randhawa G. S., Shyam Kumar And Virk H.S. (1997). Response of different plastic track detectors to α -particles, *Radiation Measurements* 27, 523-527.
 14. Bethe H.A. and Ashkin (1953). *Experimental Nuclear Physics*, John Wiley And Sans.
 15. Tsoufanidis Nicholas (1995). *Measurement And Detection Of Radiation*. Taylor and Francis. Second Edition.
 16. Fleischer R.L., Price and Walker (1975). *Nuclear tracks in solids, principles and applications*, University Of California Press.
 17. Enge W. (1995). On the question of nuclear track formation in plastic material, *Radiation Measurements* 25, 11-26.
 18. Espinosa G. (1994). *Trazas Nucleares en Solidos*, Instituto de Fisica de la UNAM. ISBN-968-36-4219-5
 19. Durrani S. A. And R.K. Bull (1987). *Solid state nuclear track detectors, Principles, Methods And Applications*, Oxford: Pergamon Press.
 20. Fleisher R. L., Price P. B., and Walker R. M. (1965). Ion explosion spike mechanism for formation of charged-particle tracks in solids, *J. Applied Physics*.
 21. Dorschel B., Hartmann H., Kadner and Robler P. (1995). Studies on the variation of the track etch rate along alpha particle trajectories in Cr-39, *Radiation Measurements* 25, 157-158.
 22. Yadav J. S. (1995). Charged particle identification using CR-39 detectors, *Radiation Measurements* 24, 115-128.
 23. Fewes A. P. and Henshaw L. (1981). High resolution alpha particle spectroscopy using CR-39 okastic track detector, *Nuclear Instruments And Methods* 197, 517-529.
 24. Sohrabi M. and Sadeghi M. (1991). Efficient detection and spectrometry of alphas from radon daughters in polycarbonate, *Nuclear Tracks Radiation Measurements* 19, 421-422.
 25. El-Fiki M. A., El-Fiki S. A., Sharaf M. A., Eissa H. M. and Hassan G.M. (1993). Autoradiographic measurements of low concentration of alpha active nucleides using CR-39 track detector, *Nuclear Tracks Radiation Measurements* 22, 863-866.
 26. Majeed A., Humayun F., Ahmad S. M. and Durrani S. A. (1993). A simple technique to discriminate various charged particles using ssntds, *Nuclear Tracks Radiation Measurements* 22, 679-682.

27. Jakes J., Voigt J. and Shraube H. (1995). Evaluation of the Cr-39 response on the basis of track size distributions, *Radiation Measurements* 25, 437-440.
28. Jakes J., Schraube H. and Voigt J. (1995). The effect of processing conditions on the track size distributions in CR-39 detectors, *Radiation Measurements* 25, 469-470.
29. Tam N.C., Baricza K. and Lakosi L. (1996). Energy discrimination by shape selection in etched track detection technique, *Radiation Protection Dosimetry* 66, 339-342.
30. Dajko G. (1996). Proton detection with CR-39 track detector, *Radiation Protection Dosimetry* 66, 359-362.
31. Izerrouken M., Skvarc J. and Ilic R. (1999). Low energy alpha particle spectroscopy using CR-39 detector, *Radiation Measurements* 31, 141-144.
32. Abdel Moneim A. M., Abdel Naby A. and El Akkad F.A. (1993). Alpha particle spectrometry with a new polymeric track detector (PM-355), *Nuclear Tracks Radiation Measurements* 21, 235-238.
33. Khayrat A.H., Durrani S.A. (1999). Variation of alpha particle track diameter in CR-39 as a function of residual energy and etching conditions, *Radiation Measurements* 30, 15-18.
34. Mukherjee R. N., Das P. K., De T. K., and Syam D. (1995). Particle identification by SSNTD – a new approach, *Radiation Measurements* 24, 67-73.
35. Anupam and Kumar S. (1997). On the effect of cure cycle parameters and dopants on pre and post irradiation annealing response of CR-39 track detectors, *Radiation Measurements* 28, 181-184.
36. Gammage R.B. and Espinosa G. (1997). Digital imaging system for track measurements, *Radiation Measurements* 28, 835-838.
37. Viques S., Espinosa G. and Castaño V.M. (1991). Image processing analysis of chemical tracks, *Nuclear Tracks Radiation Measurements* 19, 271-272.
38. Abu-Jarad F., Islam M. A., and Que A. (1991). Usage of an interactive image analysis system for studying various parameters of etched tracks in CR-39 and Makrofol, *Nuclear Tracks Radiation Measurements* 19, 233-237.
39. Balcazar M., Camacho M.E., Tavera L. and Andrade C. (1991). Automatic measurements of large CR-39 detectors, *Nuclear Tracks Radiation Measurements* 19, 239-240.
40. Boukhair A., Haessler A., Adolff J.C. and Nourreddine A. (1999). New code for digital imaging system for track measurements, *Radiation Measurements*, Received.

41. Palfalvi J., Sajo Bohus L. and Eordogh I. (1999). First international intercomparasion of image analysers, *Radiation Measurements* 31, 157-166.
42. Bordy J.M., Medini R. and Portal. (1991). Spectrophotometric measurement of track density in CR-39 for high neutron determinations, *Nuclear Tracks Radiation Measurements* 19, 241-244.
43. Khan H.A. and Durrani S.A. (1973). Fission fragment energy spectrum determination with solid state nuclear track detectors, *Nuclear Instruments And Methods* 109, 341-347.
44. El Hofy M. and Elsamman H. (1998). Optical density of the etched alpha tracks in Cr-39 nuclear track detector, *Radiation Measurements* 29, 461-464.
45. Ziegler J.F, Biersach J.P. and Littmark U. (1985). The stopping and range of ions in solids, *Pergamon Press*.
46. William J. Price (1964). Nuclear radiation detection. Second Edition. *Mcgraw-Hill Book Company*.
47. Seitz F. (1949). Displacement of Atoms during irradiation, *Solid State Physics* 2, 305-448.
48. Fleischer R.L., Price P.B., Walker R.M. and hubbard E.L. (1967). Criterion for registration in various solid state track detectors. *Physics Rev.* 133, 1443-1449.
49. Fleischer R.L., Price P.B., Walker R.M. and hubbard E.L. (1967). Criterion for registration in dielectric track detection. *Physics Rev.* 156, 353-355.
50. Bethe H.A. (1930). Theory of the passage of rapid corpuscular rays through matter. *ANN. Physik* 5, 325-400.
51. Benton E.V. (1967). Charged particle tracks in polymers. No. 4: Criterion for track registration. *US Naval Radiological Defense Laboratory, San Francisco*, Report USNRDL-TR-67-80.
52. Paretzke H.G. (1977). On primari damage and secondary electron damage in heavy ion tracks in plastics, *Radiation Effects* 34, 3-8.
53. Katz R. And Kobetich E.J. (1968). Formation of ethable tracks in dielectrics. *Physics Rev.* 170, 401-405.
54. Monnin M., Fain J. and Mountret M. (1972). Spatial energy-distribution around heavy ion paths, Proc. 8th Int. Conf. on Nuclear Photography and Solid State Nuclear Track Detectors, Bucharest, Rumania 1, 34-72.