

00323

66

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO



FACULTAD DE CIENCIAS

"RESPUESTA DE PELICULAS DE TINTE RADIOCROMICO A LA IRRADIACION CON PARTICULAS CARGADAS PESADAS"

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 :

ROGELIO ROBLEDO REBOLLEDO



DIRECTORA DE TESIS: M. en C. ANA ELENA BUENFIL BURGOS

DIVISION DE ESTUDIOS PROFESIONALES



MEXICO, D.F.

2003

FACULTAD DE CIENCIAS SECCION ESCOLAR

A



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.

# **PAGINACION DISCONTINUA**



UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

**M. EN C. ELENA DE OTEYZA DE OTEYZA**  
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la  
Facultad de Ciencias  
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:

"Respuesta de Películas de Tinte Radiocrómico a la Irradiación con Partículas Cargadas Pesadas"

realizado por ROBLEDO REBOLLEDO ROGELIO

con número de cuenta 08431647-5 , quién cubrió los créditos de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis  
Propietario

Propietario M. EN C. ANA ELENA BUENFIL BURGOS

Propietario M. EN C. PATRICIA RAQUEL AVILES MANDUJANO

Propietario DRA. MARIA ISABEL GAMBOA DE BUEN

Suplente M. EN C. ADOLFO ZARATE MORALES

Suplente M. EN C. CESAR GUSTAVO RUIZ TREJO

*Ana E. Buenfil Burgos*

*Patricia Raquel Aviles Mandujano*

*EPB*

*Adolfo Zarate Morales*

*Cesar Gustavo Ruiz Trejo*

Consejo Departamental de Física

*Patricia Goldstein Menache*

DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE  
Coordinadora de Licenciatura

B

FACULTAD DE CIENCIAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

*Este trabajo esta dedicado con todo mi cariño y amor a:*

*Mi esposa y compañera,*

*Concepción Blanco-Escarramán*

*Por su apoyo y comprensión.*

*Por los momentos inolvidables que hemos pasado juntos.*

*Por los tiempos buenos y malos que hemos compartido.*

*Por todo su amor.*

*Y a mis adorados e inquietos angelitos.*

*Irwin Josué, Rogelio y Kevin Robledo Blanco*

*Por tener un padre solo los fines de semana.*

*Por aquellos momentos que no he podido estar junto a ustedes.*

*Por las vacaciones que hemos disfrutado juntos.*

*P. D. Todo sacrificio tiene su recompensa, los amo.*

*Papá*

*A mis padres:*

*Julio Robledo Arteaga y Leobarda Rebolledo Santos*

*Por su cariño y gran apoyo a lo largo de mi vida.*

*Por el esfuerzo y sacrificio para poder darme mi gran herencia,  
mi educación.*

*Por todos esos años que no estuve junto a ustedes.*

*Por esos bellos recuerdos de infancia.*

*A mis hermanos:*

*Luis, Teresa, Ernestina y Verónica Robledo Rebolledo*

*Por los momentos de infancia que compartimos juntos.*

*Por la casa que hemos compartido juntos por mucho tiempo.*

*Para que sigan forjando un mejor futuro para sus familias.*

*A la memoria de mi hermana y sobrino*

*Herlinda Eduwiges Robledo Rebolledo y Victor Ulises Figueroa  
Robledo. q.e.p.d.*

*A todos mis sobrinos*

*Para que sigan estudiando y triunfen en la vida.*

D

A todos mis cuñados  
Para que sigúan luchando en la vida por su familia.

Gracias a todos.  
Forjemos el respeto, el amor y la unidad de toda nuestra  
familia.  
Sí se pudo.

Nuestra recompensa se encuentra en el esfuerzo y no en el  
resultado. Un esfuerzo total es una victoria completa  
Gandhi Mahatma

La inteligencia consiste no sólo en el conocimiento, sino  
también en la destreza de aplicar los conocimientos en la  
práctica.  
Aristóteles

La calidad nunca es un accidente; siempre es el resultado de un  
esfuerzo de la inteligencia.  
Ruskin, John

Los hombres buenos se ven en los tiempos malos no en los buenos.

## Agradecimientos

Agradezco infinitamente a mi directora de tesis, a la M. En C. Ana Elena Buenfil Burgos, por todo el apoyo, orientación y paciencia brindada a lo largo de la realización de esta tesis. Por sus valiosos consejos académicos y personales que ayudaron a desarrollarme profesionalmente.

A los integrantes de mi comité sinodal: M. En C. Ana Elena Buenfil Burgos, Dra. María Isabel Gamboa de Buen, M. En C. Patricia Avilés Mandujano, M. En C. César Gustavo Ruiz Trejo y M. En C. Adolfo Zárate Morales por sus valiosos comentarios respecto de la presentación de este trabajo.

A la Dra. María Ester Brandan Siqués por haberme dado la oportunidad de pertenecer a su equipo de trabajo del grupo de Física de Radiaciones y Dosimetría del Departamento de Física Experimental del Instituto de Física de la UNAM. Además por sus valiosos comentarios y sugerencias que enriquecieron este trabajo de tesis.

Al operador del acelerador de partículas, Peletrón, Karim López, por las irradiaciones de las películas de tinte radiocrómico.

Al grupo de Dosimetría de la Radiación, por su generoso apoyo durante las irradiaciones en el acelerador Peletrón.

A la Dra. Maricela Verdejo Silva y al Lic. Raúl Ramírez García por todas las facilidades brindadas, a lo largo de la realización de este trabajo.

A los proyectos DGAPA, IN101399 y CONACYT 32226-E. A los proyectos CONACYT F036-E9109 y G0010E que apoyan al acelerador de partículas Peletrón.

F

A todos mis compañeros de la carrera de Física: Luis Najera, Antonio Harada, José Chávez, Jaime Guerrero, Jaime Castillo, Julio Rojas, David, Elson Pastenes, Guillermo Herrera, Gustavo Montalvo,....

A todos mis compañeros de la Dirección General de Salud Ambiental (SSA): Rocío Morales, Gustavo Montalvo, Joel Azorin, Luis Luna,...

A todos aquellos que de una u otra manera me han brindado su amistad.

*A la Facultad de Ciencias y al Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) la máxima casa de estudios por permitirme formarme académicamente.*

## INDICE

<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>Capítulo I. La interacción de las partículas cargadas con la materia</b>	
1.1 La radiación ionizante	3
1.2 El mecanismo de pérdida de energía	4
1.3 La transferencia máxima de energía	4
1.4 Los modos de interacción coulombiana de la partícula cargada	5
1.5 El poder de frenado	7
1.6 La transferencia lineal de energía	8
1.7 El alcance	8
<b>Capítulo II. Conceptos de la dosimetría</b>	
2.1 El kerma ( K )	10
2.2 La dosis absorbida ( D )	12
2.2.1 El cálculo de la dosis absorbida por un material irradiado con partículas cargadas pesadas	13
2.3 La fluencia ( $\Phi$ )	15
2.4 El equilibrio de partícula cargada	16
2.5 La teoría de cavidades	19
2.6 Los fundamentos de la dosimetría	22
2.7 Los dosímetros	24
<b>Capítulo III. Las películas de tinte radiocrómico, PTR</b>	
3.1 Los antecedentes	25
3.2 La película F-3 ( polivinil butiral PVB con cianuro de pararrosanilina )	26
3.2.1 La descripción	26
3.2.2 El mecanismo de la interacción de la radiación con la película F-3	28
3.2.3 Las propiedades de la película F-3	28
3.2.4 Las aplicaciones de la película F-3	30
3.3. Las películas GafChromic HD-810 y MD-55	31

3.3.1	La descripción	31
3.3.2	El efecto de la radiación ionizante sobre las películas GafChromic HD-810 y MD-55.	33
3.3.3	Las propiedades de las películas GafChromic HD-810 y MD-55	34
3.3.4	Las aplicaciones de las películas GafChromic HD-810 y MD-55	40

## Capítulo IV. El desarrollo experimental

4.1	El trabajo experimental	41
4.1.1	El arreglo experimental.	41
4.1.2	La descripción.	46
4.1.3	El cálculo teórico del número de partículas que se desea que se dispersen en el canal elástico a un ángulo dado.	49
4.2	El equipo experimental	53
4.2.1	El peletón	54
4.2.2	El equipo electrónico asociado	55
4.2.2.a	El detector de barrera superficial (DBS).	55
4.2.2.b	El preamplificador.	55
4.2.2.c	La fuente de alto voltaje	55
4.2.2.d	El generador de pulsos	55
4.2.2.e	El amplificador	55
4.2.2.f	El ancho de pulsos monocanal	55
4.2.2.g	La compuerta lineal de pulsos.	56
4.2.2.h	El osciloscopio.	56
4.2.2.i	La copa de Faraday.	56
4.2.3	El equipo lector de las películas	56
4.2.3.a	El digitalizador de imágenes ( Escáner ).	56
4.2.3.b	El programa Osiris.	57

## Capítulo V. Los resultados y su análisis

5.1	El análisis experimental.	59
-----	---------------------------	----

**Capítulo VI. Las conclusiones**

**85**

**Referencias**

**86**

**Apéndice A**

**88**

**Apéndice B**

**91**

**Apéndice C**

**94**

**Apéndice D**

**98**

## Introducción

Las radiaciones han acompañado a la humanidad desde sus orígenes. Se clasifican, por su origen, en dos grupos: la radiación natural, que proviene del espacio, del subsuelo y de la corteza terrestre, y la radiación artificial que es producida por el ser humano para usos médicos (diagnóstico y terapia), industriales, de investigación y bélicos. Las radiaciones pueden ser benéficas o dañinas para el ser humano, dependiendo de la dosis recibida. La dosimetría de la radiación se ocupa de la medición de la dosis absorbida en un material. El medio para determinar esta dosis es un dosímetro. La radiación produce cambios cuantificables en los dosímetros, que dan una medida indirecta de la cantidad de radiación absorbida por ellos.

Uno de estos dosímetros son las películas de tinte radiocrómico (PTR). Estas películas fueron desarrolladas e investigadas por W. L. McLaughlin y L. Chalkley en la primera mitad de la década de los años 60. Ellos fueron los primeros en fabricar este tipo de dosímetros y posteriormente trabajaron en ellos A. Miller y W. L. McLaughlin, y otros grupos en el mundo.

Estas PTR cambian de color al ser irradiadas y esa propiedad es la que permite utilizarlas para medir dosis de radiación. Las primeras PTR que se fabricaron, se componen básicamente de un precursor de tinte disuelto en un plástico. Debido a que funcionan en un intervalo de dosis altas, del orden de 100 Gy - 40 kGy, se utilizan para procesos de control de calidad e industriales. Sin embargo en el campo de la medicina, que es tan importante, no se podían aprovechar estos dosímetros porque no son sensibles a las dosis de radiación que se usan en esta disciplina (~ 2 Gy). En 1988 se introdujo un nuevo material dosimétrico llamado GafChromic (marca de fabrica de GAF Chemicals Corporation, New Jersey) que vino a llenar este gran vacío, ya que son útiles en un intervalo de dosis de 2 a 1000 Gy, cuyo límite inferior corresponde al que se usa en las aplicaciones en radioterapia. Estas GafChromic se componen de una base poliéster sobre la que se deposita una delgada capa de material sensible.

La radioterapia se limitaba a tratamientos con fotones y electrones, pero actualmente se realizan terapias con partículas cargadas pesadas (principalmente protones). Por lo tanto, comienza a ser de interés estudiar la respuesta de estos dosímetros a la irradiación con partículas cargadas pesadas.

Este trabajo de tesis forma parte de un proyecto de investigación más general del grupo de Física de Radiaciones y Dosimetría del Departamento de Física Experimental del Instituto de Física, UNAM que estudia la respuesta de dosímetros a haces de partículas cargadas pesadas. El objetivo y contribución de este trabajo a ese proyecto consistió en estudiar la

respuesta de dos tipos de películas a la irradiación con protones de 1 MeV e iones de carbono de 14 MeV energía nominal, para determinar si es posible utilizarlas como dosímetros en campos de radiación de partículas cargadas pesadas. También nos interesa comparar el resultado de este trabajo con los resultados generados por el grupo de dosimetría.

Las películas que se estudiaron son:

- La F-3 (PVB) fabricada en el laboratorio del Instituto de Física de la UNAM.
- La GafChromic, comercial (HD-810 y la MD-55).

Las irradiaciones se llevaron a cabo en el acelerador de partículas tipo Peletrón del Instituto de Física de la UNAM y para medir el cambio de color que se genera en las PTR al ser irradiadas, se digitalizaron con un escáner y se analizaron con un programa comercial de cómputo.

El trabajo se elaboró en el orden siguiente: en los capítulos I y II, se hace una revisión de la interacción de las partículas cargadas con la materia y los conceptos de dosimetría que contienen las bases teóricas mínimas necesarias para sustentar el trabajo experimental. En el capítulo III, se da una descripción de los antecedentes y el mecanismo de la interacción de la radiación con la película, sus propiedades y algunas aplicaciones. En el capítulo IV, se describen los equipos electrónicos, en los que se llevaron a cabo las irradiaciones (en el acelerador de partículas Peletrón del IFUNAM), y las medidas de cambio de color (escáner y un programa de computo llamado Osiris), además del trabajo experimental. En el cap. V se describen los resultados y su análisis. Finalmente en el capítulo VI se dan las conclusiones de este trabajo y se comparan los resultados experimentales con aquéllos obtenidos en el proyecto completo.

## Capítulo I

### La interacción de las partículas cargadas con la materia

#### 1.1 La radiación ionizante

Se entiende por radiación la energía en movimiento.

Se considera radiación ionizante aquella que es capaz de ionizar y excitar los átomos del material con que interacciona. La energía necesaria para originar que un electrón escape de un átomo es del orden de 4 a 25 eV.

Algunos ejemplos de radiación ionizante son:

- Los rayos Gamma ( $\gamma$ ). Radiación electromagnética emitida por núcleos radiativos o en reacciones de aniquilación entre materia y antimateria. La energía del fotón electromagnético está dada por :

$$E_{\gamma} = h\nu$$

donde  $h = 6.626 \times 10^{-34}$  J s, se llama la constante de Planck y  $\nu$  es la frecuencia del fotón,  $s^{-1}$

- Los rayos X. Radiación electromagnética que se emite cuando los electrones cambian de niveles de energía en el átomo, debido a que se producen vacancias (rayos X característicos o fluorescentes), o debido al frenado de partículas cargadas (principalmente electrones y positrones) a causa de un campo coulombiano (rayos X continuos o bremsstrahlung).
- Los electrones rápidos. Si son emitidos por un núcleo se les conoce como rayos  $\beta$  (positivos o negativos). Si son el resultado de una colisión con una partícula cargada se les conoce como rayos  $\delta$ . También existen aquéllos provenientes de un acelerador.
- Las partículas cargadas pesadas. Toda partícula con masa mayor que la del electrón se denomina partícula cargada pesada. Usualmente se obtienen en aceleradores tipo Van de Graff, ciclotrón o aceleradores lineales de partículas pesadas.

Entre las partículas cargadas pesadas se encuentran:

- ♦ El protón
- ♦ El deuterón
- ♦ El tritón
- ♦ Las partículas alfa
- ♦ Los núcleos de átomos pesados.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

- Los neutrones. Partículas neutras obtenidas de reacciones nucleares, no pueden ser aceleradas electrostáticamente.

El ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) recomienda el uso de cierta terminología cuando se habla de la radiación ionizante, para hacer énfasis en las diferencias entre las interacciones de partículas cargadas y no cargadas con la materia.

- La radiación directamente ionizante. Son partículas cargadas rápidas, las cuales liberan su energía directamente en la materia a través de un gran número de pequeñas interacciones coulombianas a lo largo del recorrido de su trayectoria.
- La radiación indirectamente ionizante. Incluye a los rayos X, los rayos  $\gamma$  y los neutrones (partículas no cargadas), las cuales primero transmiten su energía a las partículas cargadas en la materia mediante pocas interacciones en las cuales pueden ceder toda o parte de su energía. El resultado posterior es la liberación de la energía de las partículas cargadas en la materia.

### 1.2 El mecanismo de pérdida de energía

Las partículas cargadas pesadas que interactúan con la materia pierden energía principalmente por ionización y excitación de los átomos. La partícula cargada ejerce una fuerza electromagnética sobre el electrón atómico y le imparte energía, la energía transferida puede ser suficiente para expulsar al electrón fuera del átomo y así ionizarlo o para dejarlo en un estado excitado (Tu, 95). Como la partícula cargada está rodeada de un campo eléctrico coulombiano, interactúa con uno o más electrones o con el núcleo de cada átomo que atraviesa. En estas interacciones transfieren individualmente una pequeña fracción de su energía incidente; así, pierden energía casi continuamente en pequeñas cantidades a través de colisiones (At, 86).

### 1.3 La transferencia máxima de energía

Supongamos que la partícula cargada que interactúa con un electrón atómico se mueve rápidamente en comparación con la rapidez del electrón y que la energía que le transfiere es grande, comparada con la energía de ligadura del electrón en el átomo. En estas condiciones, el electrón se considera libre y en reposo, y la colisión es elástica (Tu, 95). La Fig. (1.1a) muestra el esquema de una partícula cargada (de masa  $M$  y velocidad  $V$ ) acercándose a un electrón (masa  $m$  y en reposo). Para que ocurra una máxima transferencia de energía se necesita una colisión frontal. Después de la colisión las partículas en (b) se mueven con velocidades  $V_1$  y  $v_1$ , a lo largo de la línea inicial de viaje de la partícula incidente.

Como la conservación de energía y momento se cumplen, pueden escribirse:

$$\frac{1}{2} M V^2 = \frac{1}{2} M V_1^2 + \frac{1}{2} m v_1^2$$

(1.1)

y

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

$$MV = M V_1 + m v_1$$

(1.2)

resolviendo la ecuación (1.2) para  $v_1$  y sustituyendo el resultado en (1.1), se obtiene:

$$V_1 = [(M - m) V] / (M + m)$$

(1.3)

Usando la expresión para  $V_1$ , se encuentra la energía máxima transferida:

$$Q_{\max} = \frac{1}{2} M V^2 - \frac{1}{2} M V_1^2 = (4 m M E) / (M + m)^2$$

(1.4)

Donde  $E = MV^2 / 2$  es la energía cinética de la partícula incidente.

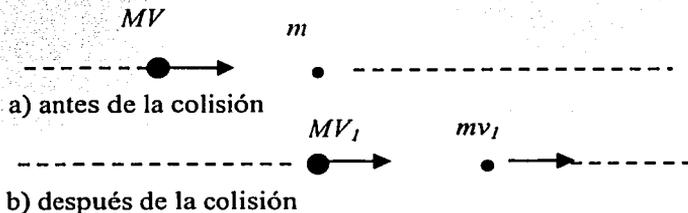


Fig. 1.1. Representa una colisión frontal de una partícula de masa  $M$  y velocidad  $V$  con un electrón de masa  $m$  y en reposo.

### 1.4 Los modos de interacción coulombiana de la partícula cargada con la materia.

Las partículas cargadas pierden su energía de manera diferente que las partículas no cargadas (rayos X o  $\gamma$  y neutrones). Un fotón o neutrón individual que incide sobre un bloque de materia puede pasar a través de ella sin tener ninguna interacción y consecuentemente no perder su energía, o puede interactuar y así perder toda su energía en una sola o pocas interacciones. En contraste, las partículas cargadas están rodeadas por un campo coulombiano el cual interacciona con uno o más electrones o con el núcleo de los átomos del material que atraviesa; en esas interacciones transfieren sólo una pequeña fracción de su energía cinética inicial, y es conveniente pensar que la partícula pierde su energía cinética gradualmente. La probabilidad de que una partícula cargada pase a través de una capa de materia sin sufrir alguna interacción es nula. Una partícula cargada de 1 MeV tiene aproximadamente  $\sim 10^5$  interacciones antes de perder toda su energía cinética.

La interacción coulombiana de la partícula cargada puede ser caracterizada simplemente en términos del parámetro de impacto  $b$  y del radio atómico  $a$  como se muestra en la fig. 1.2. Los siguientes tipos de interacción describen dicho proceso:

- Colisión suave ( $b \gg a$ ). Cuando una partícula cargada pasa a una distancia considerable de un átomo, la influencia de su campo coulombiano afecta al átomo, excitándolo a niveles más energéticos y algunas veces ionizándolo.
- Colisión fuerte ( $b \sim a$ ). Cuando el parámetro de impacto es del orden del radio atómico, es muy probable que la partícula incidente interactúe principalmente sólo con electrones atómicos, los cuales, cuando son expulsados del átomo con cierta energía considerable son llamados rayos  $\delta$ . Las colisiones fuertes son pocas en número comparadas con las suaves. Cuando un electrón es expulsado de una capa interior del átomo pueden emitirse rayos X característicos y/o electrones Auger.
- Interacciones coulombianas con el campo nuclear externo ( $b \ll a$ ). Cuando el parámetro de impacto de una partícula cargada es mucho más pequeño que el radio atómico la interacción coulombiana tiene lugar principalmente con el núcleo. Este tipo de interacciones es más importante para electrones. La producción de bremsstrahlung es el medio de disipación de energía para los electrones en un medio compuesto de elementos de una  $Z$  alta; esta producción es relativamente baja en elementos de baja  $Z$ .
- Interacciones nucleares por partículas cargadas pesadas. Una partícula cargada pesada con energía cinética alta y parámetro de impacto menor que el radio nuclear puede interactuar elásticamente con el núcleo. Cuando uno o más nucleones son golpeados, pueden ser desviados del núcleo produciendo un proceso llamado cascada intranuclear. El núcleo fuertemente excitado decae del estado excitado por emisión llamada de *evaporación* de partículas y rayos  $\gamma$ . (At, 86)

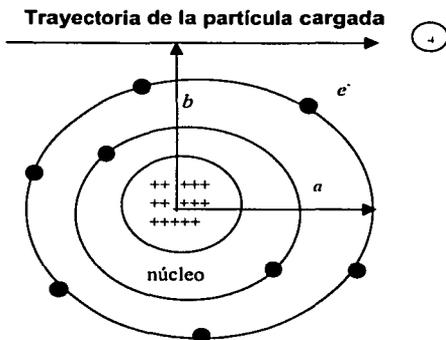


Fig. 1.2 Parámetros importantes en las colisiones de las partículas cargadas con los átomos.  $b$  es el parámetro de impacto y  $a$  es el radio atómico.

### 1.5 El poder de frenado

El poder de frenado se define como la tasa de la pérdida de energía, por unidad de longitud de trayectoria recorrida  $dx$ , de una partícula cargada de tipo Y y energía cinética T, en un medio de número atómico Z, y se denota como  $(dT/dx)_{Y,T,Z}$ . Las unidades están dadas en (MeV / cm) o (J / m). Dividiendo el poder de frenado por la densidad  $\rho$  del medio absorbente resulta una cantidad llamada poder másico de frenado  $(dT/\rho dx)$ , de unidades típicas (MeV cm<sup>2</sup> / g) o (J m<sup>2</sup> / kg). (At, 86).

Cuando se está interesado en el destino de la energía perdida por la partícula cargada, el poder de frenado se divide en :

- a) de colisiones, y
- b) radiativo

El poder de frenado por colisión es la suma de las colisiones suaves y fuertes. El poder de frenado radiativo es debido a interacciones radiativas (bremsstrahlung, aniquilación en vuelo). La energía agotada en interacciones radiativas es llevada fuera de la trayectoria de la partícula cargada, mientras que las interacciones por colisión, que producen ionización y excitación, contribuyen a la dosis en el volumen cercano a la trayectoria.

El poder de frenado permite determinar la pérdida de energía del haz en un medio. Esta cantidad no siempre es igual a la energía absorbida en un blanco, especialmente si el blanco es pequeño comparado con el alcance de los electrones secundarios producidos. El concepto de poder de frenado restringido ha sido introducido para asociar la pérdida de energía en un blanco, con la energía que en realidad es absorbida en el mismo. (Tu, 95).

El poder de frenado restringido es debido a una fracción del poder de frenado por colisión el cual incluye todas las colisiones suaves más aquellas colisiones fuertes que producen rayos  $\delta$  de energía menor que un valor de corte especificado  $\Delta$ .

$$(dT/dx)_{\Delta}$$

(1.5)

Usando la mecánica cuántica relativista, Bethe obtuvo la siguiente expresión para el poder de frenado de partículas cargadas pesadas que inciden en un medio uniforme:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi k_0^2 z^2 e^4 n}{mc^2 \beta^2} \left[ \ln \frac{2mc^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (\text{J/m})$$

(1.6)

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

donde:

$$k_0 = 8,99 \times 10^9 \text{ N m}^2 \text{ C}^{-2}$$

$z$  = el número atómico de la partícula cargada

$e$  = la magnitud de la carga del electrón en C

$n$  = el número de electrones por unidad de volumen en el medio en  $\text{m}^3$

$m$  = la masa en reposo del electrón kg

$c$  = la velocidad de la luz en el vacío m/s

$\beta = v/c$  = es la velocidad de la partícula con respecto a  $c$

$I$  = es la energía de excitación promedio del medio en J.

### 1.6 La Transferencia lineal de energía

La LET (Linear Energy Transfer) es la energía promedio impartida localmente en el medio irradiado. (At, 86).

En 1970, el ICRU define la  $LET_\Delta$  como el poder de frenado restringido para pérdida de energía en un medio, por partícula cargada, que no exceda un valor  $\Delta$ ; de esta manera se tiene que:

$$LET_\Delta = (dT/dx)_\Delta$$

(1.7)

El símbolo  $LET_\infty$  se relaciona con el poder de frenado no restringido; de esta manera se tiene que:

$$LET_\infty = (dT/dx)$$

(1.8)

### 1.7 El Alcance

El alcance  $\mathfrak{R}$  de una partícula cargada de un tipo y una energía dados, en un medio, es el valor esperado de la longitud de trayectoria  $P$  que ésta sigue hasta que llega al reposo.

Experimentalmente el alcance puede ser determinado utilizando un medio de transparencia óptica, tal como una emulsión fotográfica, siguiendo cada traza de la partícula en tres dimensiones y obteniendo la longitud de trayectoria promedio para muchas partículas de la misma energía. Similarmente, se define el alcance CSDA (Continuous Slowing Down Approximation), el cual representa el alcance en la aproximación continua en que se piensa que la partícula cargada va perdiendo gradualmente su energía cinética mientras atraviesa el medio, en un proceso sin fricción. En términos del poder másico de frenado el alcance CSDA se define como:

$$\mathfrak{R}_{\text{CSDA}} = \int_0^T \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)^{-1} dT$$

(1.9)

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Donde  $T_0$  es la energía inicial y  $\mathcal{R}_{\text{CSDA}}$  está dado en  $\text{g} / \text{cm}^2$ . Para todos los propósitos prácticos  $\mathcal{R}_{\text{CSDA}}$  puede ser tomado igual a  $\mathcal{R}$ .

El alcance proyectado  $\langle t \rangle$  de una partícula cargada de un tipo y energía inicial en un medio dado, es el valor esperado de la profundidad de penetración  $t_f$  de una partícula en la dirección inicial. (At, 86).

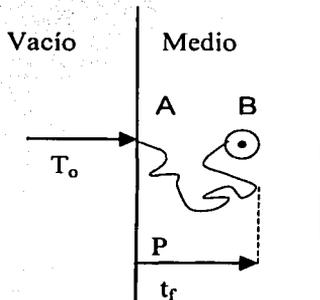


Fig. 1.3. Ilustración del concepto de longitud de trayectoria  $P$  y profundidad de penetración  $t_f$ .  $P$  es la distancia total a lo largo de la trayectoria desde el punto de entrada  $A$  hasta el punto de reposo  $B$ . Note que  $t_f$  no necesariamente es la profundidad del punto terminal  $B$ .

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## Capítulo II

### Conceptos de Dosimetría

#### 2.1 El kerma

Se define la energía transferida ( $\epsilon_{tr}$ ) en un volumen V, como (At, 86):

$$\epsilon_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_{non}^u + \Sigma Q \quad (2.1)$$

donde:

$(R_{in})_u$  = energía radiante de las partículas no cargadas que entran al volumen V;

$(R_{out})_{non}^u$  = energía radiante de las partículas no cargadas que salen de V, exceptuando la originada por las pérdidas radiativas de energía cinética de las partículas cargadas,

$\Sigma Q$  = es la energía neta que se transforma en masa dentro de V (si  $m \rightarrow E$  es positiva y si  $E \rightarrow m$  es negativa).

Se considera como pérdidas radiativas a la conversión de energía cinética de las partículas cargadas, en energía de los fotones; éste es el caso del bremsstrahlung (rayos X) y la aniquilación de pares. La energía radiante (R) es la energía de las partículas (excluida la energía en reposo) emitida, transferida o recibida.

#### Kerma

Este concepto sólo se define para el caso de radiación indirectamente ionizante o para alguna fuente de radiación ionizante distribuida dentro de un medio absorbedor.

Se define el kerma (K), en un punto de interés P, dentro de un volumen V, como:

$$K = d(\epsilon_{tr})_e / dm \quad (2.2)$$

Donde  $(\epsilon_{tr})_e$  es el valor esperado de la energía transferida en el volumen finito V, durante un intervalo de tiempo t.

Por lo tanto, el kerma es el valor esperado de la energía transferida por la radiación indirectamente ionizante a las partículas cargadas por unidad de masa, en un punto de interés P, incluyendo las pérdidas radiativas de energía, pero excluyendo la energía que pasa de una partícula cargada a otra. Las unidades del kerma son: erg g<sup>-1</sup>, rad, J kg<sup>-1</sup> y Gy.

Estas unidades se relacionan de la siguiente manera:

$$1\text{Gy} = 1\text{J kg}^{-1} = 10^7\text{rad} = 10^4\text{erg g}^{-1} \quad (2.3)$$

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

### Componentes del kerma

El kerma para rayos X o  $\gamma$ , es la energía que éstos transfieren a los electrones y positrones por unidad de masa. Los electrones rápidos pueden disipar su energía cinética de la siguiente forma:

- Por medio de interacciones coulombianas con los electrones atómicos del material irradiado; esto produce ionización o excitación en los átomos vecinos a las trayectorias de los electrones. A esta interacción se le llama interacción por colisión.
- Por interacciones radiativas con el campo de fuerza coulombiana del núcleo atómico, debido a las cuales se producen rayos X, que son emitidos al desacelerarse los electrones y positrones. Los rayos X poseen un poder de penetración mayor que las partículas cargadas, de tal manera que trasladan energía a lugares distantes de las trayectorias de las partículas cargadas. Además un positrón puede perder una fracción apreciable de su energía cinética por aniquilación en vuelo; la energía cinética de la partícula en el instante de la aniquilación aparece como energía cuántica de los fotones resultantes. A estas interacciones se le llama interacciones radiativas.

De tal manera que el kerma se puede dividir en dos partes, de acuerdo con el tipo de interacción que tienen los electrones secundarios con el medio.

1. Kerma de colisión: Es la parte que está relacionada con la interacción de colisión, y
2. Kerma radiativo: Es la parte que está relacionada con la interacción radiativa.

De esta forma se tiene que:

$$K = K_c + K_r$$

(2.4)

donde:

$K$  = kerma,

$K_c$  = kerma de colisión, y

$K_r$  = kerma radiativo.

### Energía neta transferida

Se define la energía neta transferida ( $\epsilon_{tr}^n$ ) como:

$$\epsilon_{tr}^n = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nor} - R'_u + \sum Q = \epsilon_{tr} - R'_u$$

(2.5)

donde:

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

$R^r_u$  = energía radiante emitida como pérdidas radiativas por las partículas cargadas que se ionizaron en V; y  $(R_{in})_u$ ,  $(R_{out})^{nonr}_u$ ,  $\Sigma Q$  ya fueron definidas en la ec. 2.1

Se puede relacionar la energía neta transferida con el kerma de colisión de la siguiente manera:

$$K_c = d\varepsilon^r_{tr}/dm \quad (2.6)$$

donde  $\varepsilon^r_{tr}$  es el valor esperado de la energía neta transferida.

Por lo tanto el kerma de colisión es el valor esperado de la energía neta transferida a las partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés, excluyendo las pérdidas radiativas y la energía que pasa de una partícula cargada a otra.

Nota: el kerma radiativo  $K_r$ , se define como la diferencia entre  $K$  y  $K_c$ . También se puede obtener como:

$$K_r = dR^r/dm \quad (2.7)$$

### Tasa de kerma

La tasa de kerma en un punto P está dada por:

$$\dot{K} = dK/dt \quad (2.8)$$

## 2.2 La dosis absorbida (D)

La dosis absorbida es relevante para todos los campos de radiación ionizante, sean directamente o indirectamente ionizantes, así como para las fuentes de radiación ionizante distribuidas dentro de un medio absorbedor.

Se define la energía impartida ( $\varepsilon$ ) por la radiación ionizante en un material de masa m y volumen V finito como:

$$\varepsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \Sigma Q \quad (2.9)$$

donde:

$(R_{out})_u$  = energía radiante de todas las partículas no cargadas saliendo de V;

$(R_{in})_c$  = energía radiante de partículas cargadas entrando a V;

$(R_{out})_c$  = energía radiante de partículas cargadas saliendo de V; y donde  $(R_{in})_u$ ,  $\Sigma Q$  ya fueron definidas en la ec. 2.1

La dosis absorbida (D) para cualquier punto P dentro del volumen V se define como:

$$D = \frac{d\epsilon}{dm}$$

(2.10)

La unidad de la dosis en el Sistema Internacional de Unidades es el Gray; Gy; también existe una unidad especial llamada rad. Estas dos unidades se relacionan de la siguiente forma:

$$1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 10^2 \text{ rad}$$

(2.11)

La dosis absorbida es el valor esperado de la energía impartida al material por unidad de masa en un punto.

El valor promedio de la dosis absorbida  $\bar{D}$  a través de un volumen de masa  $m$  es  $\bar{D} = (\epsilon)_e / m$ , donde  $(\epsilon)_e = \bar{D} m$  es llamada dosis integral.

La tasa de dosis absorbida ( $\dot{D}$ ) se define como:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{d\epsilon}{dm} \right)$$

(2.12)

La unidad de la tasa de dosis en el Sistema Internacional de Unidades es el Gy / s; también existe el rad / s.

### 2.2.1. El cálculo de la dosis absorbida por un material irradiado con partículas cargadas pesadas.

A. La dosis en láminas delgadas. Considerando un haz paralelo de partículas cargadas de energía cinética  $T_0$  que incide perpendicularmente sobre una lámina de número atómico  $Z$  y suponiendo que la lámina es bastante delgada a tal grado que ( $At, 86$ ):

- El poder de frenado por colisión es prácticamente constante y característico de  $T_0$ .
- Cada partícula que pasa directamente a través de la lámina, tiene una dispersión insignificante.
- La energía cinética neta transportada fuera de la lámina por los rayos  $\delta$  es insignificante, debido a que la lámina es gruesa comparada con el alcance de los rayos  $\delta$ , o porque se encuentra entre dos láminas de número atómico  $Z$  proporcionando equilibrio de partícula cargada.

Para partículas cargadas pesadas usualmente se cumplen las condiciones mencionadas en estos incisos. Si el espesor de la lámina es menor que el alcance de las partículas cargadas.

$t < 9t$

La pérdida de energía de un haz, en una interacción por colisión, cuya fluencia es  $\Phi$

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

(partículas/cm<sup>2</sup>) y de energía T<sub>0</sub>, que pasa perpendicularmente a través de una lámina de espesor másico ρt (g/cm<sup>2</sup>), es:

$$E = \Phi \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c \rho t \left( \frac{\text{MeV}}{\text{cm}^2} \right)$$

(2.13)

Donde  $\left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c$  es el poder másico de frenado por colisión expresado en (MeV cm<sup>2</sup> / g)

Supongamos que se cumple el inciso ( c ); entonces la pérdida de energía de las partículas que atraviesan la lámina es la energía impartida. Así, la dosis absorbida en la lámina está dada por la ecuación 2.13 dividida por la masa por unidad de área de la lámina:

$$D = \frac{\Phi (dT / \rho dx)_c \rho t}{\rho t} = \Phi \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c \text{ (MeV / g)}$$

$$D = 1.602 \times 10^{-10} \Phi \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c \text{ (Gy)}$$

(2.14)

en que la cantidad 1.602 x 10<sup>-10</sup> es un ajuste de unidades de MeV/g a Gy y Φ expresado en (partículas/cm<sup>2</sup>)

**B. La dosis promedio en láminas más anchas.** En láminas que son bastante gruesas, comparadas con el alcance, el cambio en el poder de frenado es significativo. Una forma de calcular la dosis absorbida promedio es utilizar las tablas de alcance CSDA,  $\mathfrak{R}_{\text{CSDA}}$  (Continuous Slowing Down Approximation), para partículas cargadas, en lugar de las tablas de poder de frenado. Los efectos de los rayos δ pueden olvidarse, ya que el espesor de la lámina es ahora grande comparado con su alcance. (At, 86).

Usando apropiadamente las tablas de alcances tales como las de Anderson y Ziegler (1977), primero se utiliza el valor de la energía cinética inicial T<sub>0</sub> de las partículas, para encontrar en la tabla el  $\mathfrak{R}_{\text{CSDA}}$  (g/cm<sup>2</sup>) del haz incidente de las partículas, en el material apropiado de la lámina. A este alcance se le resta el espesor másico de la lámina en la dirección del haz, para encontrar el residuo de  $\mathfrak{R}_{\text{CSDA}}$  de las partículas que salen. Usando de nuevo la tabla de alcances, y asociando una energía cinética T<sub>ex</sub> para  $\mathfrak{R}_{\text{CSDA}}$  (resultado de la resta), e interpolando si es necesario, y restando T<sub>0</sub> de T<sub>ex</sub> se obtiene la energía depositada en la lámina por cada partícula :

$$\Delta T = T_0 - T_{\text{ex}} \text{ (MeV)}$$

(2.15)

y la energía impartida por unidad de sección eficaz de área del haz de partículas es:

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

$$E = \Phi \Delta T \text{ (MeV/cm}^2\text{)}$$

(2.16)

donde  $\Phi$  es la fluencia.

La dosis absorbida promedio se obtiene dividiendo la ecuación 2.16 por el espesor másico  $\rho t$ , si el haz pasa perpendicularmente, o  $\rho t / \cos \theta$  si el haz forma un ángulo con la perpendicular del plano de la lámina. Así:

$$D = 1.602 \times 10^{10} \frac{\Phi \Delta T \cos \theta}{\rho t} \text{ Gy}$$

(2.17)

en donde  $\Delta T$  en (MeV) y  $\rho t$  en (g/cm<sup>2</sup>).

**C. La dosis promedio en láminas mas gruesas que el alcance máximo proyectado de las partículas.** Si las partículas no pueden penetrar a través de la lámina de espesor másico  $\rho t$ , entonces allí habrá una capa de material no irradiada. Si la fluencia  $\Phi$  de energía  $T_o$  incide perpendicularmente y su retrodispersión es insignificante, entonces la energía transmitida a la lámina por cm<sup>2</sup> es igual a la fluencia de energía:

$$E = \Phi T_o \text{ (MeV/cm}^2\text{)}$$

(2.18)

La dosis promedio absorbida en el volumen irradiado está dada por:

$$\bar{D} = 1.602 \times 10^{10} \frac{\Phi T_o}{\rho R} \cos \theta \text{ Gy}$$

(2.19)

en que el valor  $t$  del grosor de la lámina ha sido sustituido por el alcance  $R$  de las partículas cargadas.

### 2.3 La fluencia ( $\Phi$ )

La fluencia es la cantidad de fotones (también pueden ser partículas cargadas o neutrones)  $Ne$  que cruzan una diferencial de área  $da$  de una esfera finita imaginaria que rodea a un punto  $p$  ( $da$  es perpendicular al flujo de fotones, partículas cargadas o neutrones). Se expresa en términos matemáticos, como el cociente de la diferencial de  $Ne$  entre  $da$  (At, 86).

$$\Phi = dNe/da$$

(2.20)

las unidades son m<sup>-2</sup> o cm<sup>-2</sup>.

#### Tasa de fluencia

$\Phi$  puede definirse para todos los valores de  $t$  a través del intervalo ( $t_o, t_{max}$ ). En  $t = t_o$ ,  $\Phi = 0$  y en  $t = t_{max}$ ,  $\Phi = \Phi_{max}$ ; entonces en algún tiempo  $t$ , dentro del intervalo, se define la tasa de fluencia como

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

$$\dot{\Phi} = d\Phi/dt$$

( 2.21 )

Las unidades típicas de la tasa de fluencia son  $m^{-2} s^{-1}$  o  $cm^{-2} s^{-1}$ .

### Fluencia de energía

Se define la fluencia de energía,  $\psi$ , como el valor esperado de la cantidad de energía total  $R$  (de los fotones, partículas cargadas o neutrones  $Ne$ ) que cruzan una diferencial de área  $da$  de una esfera finita imaginaria que rodea a un punto  $p$  ( $da$  es perpendicular al flujo de partículas ). Se expresa en términos matemáticos, como el cociente de la diferencial de  $R$  entre  $da$ .

$$\Psi = dR/da$$

( 2.22 )

las unidades son  $J m^{-2}$  o  $erg cm^{-2}$ .

### Tasa de fluencia de energía

La tasa de la fluencia de energía es la fluencia de energía,  $\psi$ , por unidad de tiempo

$$\dot{\Psi} = d\Psi/dt$$

( 2.23 )

las unidades son  $J m^{-2} s^{-1}$  o  $erg cm^{-2} s^{-1}$ .

## 2.4 El equilibrio de partícula cargada

El equilibrio de partícula cargada (EP) existe para un volumen  $V$  si cada partícula cargada de un tipo y energía dados que sale del volumen  $V$  es reemplazada por una partícula idéntica de la misma energía que entra en él. Si existe EPC entonces se satisface la ecuación (2.24). (At, 86)

$$(R_{in})_c = (R_{out})_c$$

( 2.24 )

en donde  $(R_{in})_c$ ;  $(R_{out})_c$  ya fueron definidas en la ec. 2.9

El EPC se representa en la figura 2.1

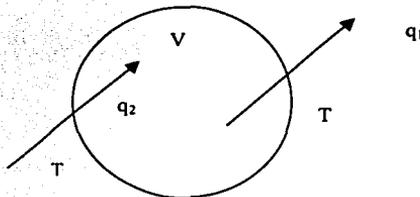


Figura 2.1 Se considera un volumen  $V$  de interés. Existe equilibrio de partícula cargada si cada partícula cargada  $q_1$  de un tipo y energía cinética  $T$  que sale de  $V$ , es reemplazada por otra partícula  $q_2$  idéntica, de igual energía cinética  $T$ , que entra a  $V$ .

En la figura 2.2 se muestra un volumen V que contiene un volumen más pequeño v; las fronteras de v y V tienen una separación mínima, dada como la distancia máxima de penetración de algunas partículas cargadas secundarias. Si las siguientes condiciones son satisfechas por todo el volumen V, entonces existirá EPC a través de v:

- La composición atómica del medio es homogénea.
- La densidad del medio es homogénea.
- Existe un campo uniforme de radiación indirectamente ionizante.
- No están presentes campos eléctricos o magnéticos inhomogéneos.

Los casos en que no hay EPC son: cerca de una fuente puntual de radiación donde la intensidad cambia rápidamente como función de la distancia; cerca de interfaces entre materiales de diferente composición, o en lugares en que la radiación primaria de fotones es de energía tan alta, que el alcance de las partículas secundarias no puede ser despreciable en comparación con el camino libre medio ( $1/\mu$ ) de los fotones primarios. (Me, 97)

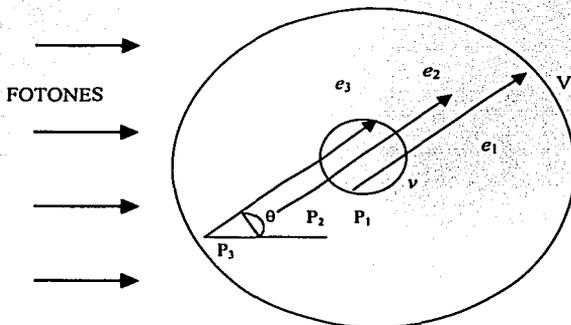


Fig. 2.2 Condiciones de EPC para una fuente externa. El volumen V contiene un medio homogéneo uniformemente irradiado por radiación indirectamente ionizante. Las partículas cargadas secundarias se producen en todas partes del volumen V, no necesariamente isotrópicamente, pero con la misma distribución de dirección y de energía. Si la distancia mínima que separa las fronteras entre los volúmenes v y V, es mayor que el alcance máximo de las partículas cargadas, entonces existe EPC en v.

Tomando la ecuación (2.9), de la energía impartida,  $\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \Sigma Q$  y si se considera que existe EPC, entonces:

$$\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + \Sigma Q$$

(2.25)

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Por otro lado, tomando la ecuación de la energía neta transferida, ecuación (2.5),  $\epsilon'_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nor} - R'_u + \Sigma Q$ , y si cualquier interacción radiativa producida por una partícula cargada cuando ya salió de V es reemplazada por una interacción idéntica adentro de V (ver figura 2.3), entonces:

$$(R_{out})_u = (R_{out})_u^{nor} + R'_u \quad (2.26)$$

por lo tanto:

$$\epsilon'_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u + \Sigma Q \quad (2.27)$$

si el volumen es bastante pequeño para permitir el escape de fotones, como se muestra en la figura 2.3, entonces, simplificando:

$$\epsilon = \epsilon'_{tr} \quad (2.28)$$

y por lo tanto:

$$D \stackrel{EPC}{=} K_c \quad (2.29)$$

La ecuación 2.28 es una condición necesaria para la existencia de EPC en un punto de un campo de radiación indirectamente ionizante. El EPC no sólo debe ser definido en términos del balance de la energía transportada por las partículas cargadas, sino también del número de partículas cargadas del mismo tipo que entran y salen del volumen en cuestión. La ecuación 2.29 expresa que bajo las condiciones de EPC, en un punto del medio, la dosis absorbida es igual al kerma de colisión. Como el kerma se relaciona con la fluencia de la siguiente manera  $K_c = \Psi (\mu_m / \rho)$  entonces se obtiene:

$$D_m \stackrel{EPC}{=} K_c = \Psi \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_m \quad (2.30)$$

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

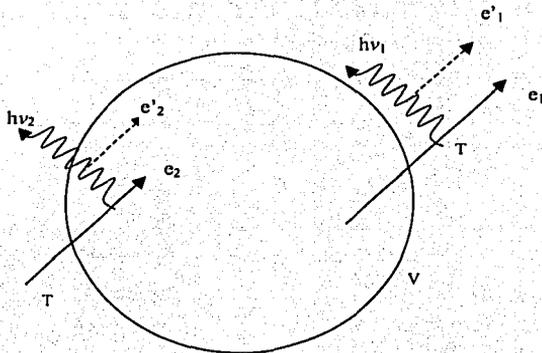


Figura 2.3. Ilustración de las ecuaciones 2.26 y 2.27. Existe EPC (en el límite no estocástico), porque el electrón  $e_2$  que entra en el volumen  $V$  con energía cinética  $T$ , reemplaza al electrón  $e_1$ , de la misma energía cinética  $T$ , que sale. Si además el electrón  $e_1$  emite un rayo X de energía  $h\nu_1$ , entonces  $e_2$  debería de emitir un rayo X idéntico ( $h\nu_2$ ). Si  $h\nu_2$  escapa de  $V$ , entonces  $(R_{out})_u = h\nu_2 = h\nu_1 = R'_{out}$ , y  $(R_{out})^{nonr}_u = 0$ , por lo tanto se cumple la ecuación 2.26. Sin embargo, si  $h\nu_2$  es absorbida en  $V$ , producirá un electrón secundario  $e'_2$ . Entonces  $(R_{out})_u = 0$ , pero  $R'_{out} = h\nu_1$  y  $(R_{out})^{nonr}_u = 0$ , y no se cumple la ecuación 2.26. Por lo tanto la ecuación 2.28 es válida para pequeños volúmenes que permiten el escape de pérdidas radiativas.

### 2.5 La teoría de cavidades

Para medir la dosis absorbida en un medio expuesto a radiación ionizante, lo ideal sería que éste fuera un dosímetro, es decir, que sea capaz de dar información acerca de la dosis que absorbió. Como esto generalmente no ocurre, es necesario sustituir parte del medio por un dispositivo que nos permita obtener información acerca de la dosis absorbida en el medio. Este sistema es conocido como *cavidad* y puede ser un gas, líquido o un sólido.

Por lo general la cavidad representa una discontinuidad en el medio, debido a que difiere en densidad y número atómico, es decir, el espectro de partículas cargadas generado en el medio expuesto a la radiación ionizante, cambia cuando llega a la cavidad reflejándose en el hecho de que cambia la forma de absorción de energía al pasar de un medio a otro distinto. También existe dispersión de partículas y la cavidad tendrá características diferentes de dispersión que el medio de estudio. Por eso, cuando se trata de medir la dosis absorbida por un medio lo más conveniente es que la cavidad sea lo más parecida a éste, es decir, de densidad y número atómico semejantes al medio.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

El desarrollo de la teoría de Bragg-Gray considera la primera situación. Posteriormente la teoría de Burlin, Laurence, Spencer y Attix han permitido extender la teoría de Bragg-Gray a las otras dos situaciones.

Consideremos un haz de partículas cargadas idénticas, cuya fluencia es  $\Phi$  (partículas / área) y de energía cinética  $T$ , que pasa a través de una interfaz entre dos medios distintos,  $w$  y  $g$ , como se muestra en la figura 2.6, entonces se puede escribir la dosis absorbida  $D_w$  para el medio  $w$  de la interfaz (ec. 2.14):

$$D_w = \Phi \left[ \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{c,w} \right]_T \quad (2.31)$$

y para el medio  $g$ .

$$D_g = \Phi \left[ \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{c,g} \right]_T \quad (2.32)$$

donde  $\left[ \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{c,w,g} \right]_T$ , es el poder másico de frenado de colisiones de las partículas cargadas, en los medios  $w$  y  $g$ , respectivamente.

Si suponemos que  $\Phi$  es continua en la interfaz (es decir, los medios  $w$  y  $g$  son tales que  $\Phi$  no varía importantemente al pasar de uno al otro), entonces puede escribirse el cociente de las dosis absorbidas como:

$$\frac{D_w}{D_g} = \frac{(dT/\rho dx)_{c,w}}{(dT/\rho dx)_{c,g}} \quad (2.33)$$

ya que  $\Phi_w$  se considera igual a  $\Phi_g$ .

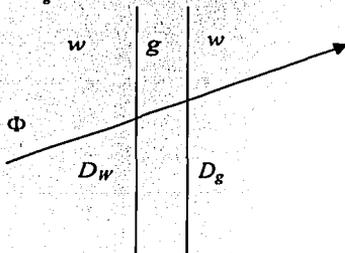


Figura 2.4. Esquema de un haz de partículas cargadas cuya fluencia es  $\Phi$  y de energía  $T$ , pasando a través de dos medios distintos,  $w$  y  $g$ .

El problema que intenta resolver la teoría de Bragg-Gray es estimar la dosis absorbida en un medio  $w$  a través de medir la dosis absorbida en un medio  $g$ , llamado de prueba, el cual se encuentra dentro de  $w$ . De ahí el nombre de teoría de cavidades.

Sea una región homogénea  $w$ , en la cual se introduce una capa delgada o cavidad, llena con un medio distinto  $g$ , como se muestra en la figura 2.4. Supóngase que se hace pasar a través de ésta un haz de partículas cargadas o de rayos  $\gamma$  de fluencia  $\Phi$ ; entonces existen dos condiciones básicas que deben cumplirse:

1. El espesor de la capa  $g$  debe ser suficientemente pequeño en comparación con el alcance de las partículas cargadas, esto es, la presencia de dicha cavidad  $g$  no debe perturbar el campo de las partículas cargadas.
2. La dosis absorbida en la cavidad es depositada en su totalidad por las partículas cargadas que la atraviesan.

Bajo los términos de las dos condiciones anteriores el cociente de dosis absorbida está dado por la ecuación 2.33 para cada componente monoenergética del espectro de partículas cargadas que atraviesan el medio  $g$ . El poder de frenado está definido en términos de este haz monoenergético, pero  $\Phi$  puede estar integrado por un espectro de energías. Si se suman todas las contribuciones se obtiene el promedio del poder másico de frenado  ${}_m\bar{S}$ , el cual se define como:

$${}_m\bar{S} = \frac{\int_0^{T_{max}} \Phi_T \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c dT}{\int_0^{T_{max}} \Phi_T dT} = \frac{1}{\Phi} \int_0^{T_{max}} \Phi_T \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c dT = \frac{D}{\Phi}$$

(2.34)

para un medio dado, y en la que  $\Phi$  es una distribución diferencial de energía. La ecuación anterior puede aplicarse tanto al medio  $g$  como al  $w$ . Dividiendo  ${}_m\bar{S}_w$  y  ${}_m\bar{S}_g$  se obtiene la siguiente relación de Bragg-Gray en términos de la dosis absorbida en la cavidad:

$$\frac{D_w}{D_g} = \frac{{}_m\bar{S}_w}{{}_m\bar{S}_g} = {}_m\bar{S}_g^w$$

(2.35)

## 2.6 Los fundamentos de la dosimetría

La dosimetría de la radiación tiene su origen en las aplicaciones médicas. El término "dosis" (del griego dosis, acción de dar), se tomó originalmente del vocabulario médico en

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

el que se utiliza para indicar la cantidad de medicamento que se le debe suministrar a un paciente. En el caso de la radiación, el principal objetivo de la dosimetría es determinar la energía de la radiación absorbida en la materia. La dosimetría de la radiación mide la dosis absorbida o tasa de dosis que resulta de la interacción de la radiación ionizante con la materia. Más ampliamente, la dosimetría trata la determinación de cantidades relevantes tales como exposición, kerma, fluencia, equivalente de dosis, energía impartida, (At, 8).

El medio para determinar la dosis es el dosímetro, el cual se define como un dispositivo capaz de dar una lectura  $r$ , que es una medida de la dosis  $D_g$ , absorbida en el volumen sensible  $V$ , del dosímetro.

Cuando la dosis no se deposita de manera homogénea a través del volumen sensible entonces  $r$  es una medida de la dosis promedio depositada,  $\bar{D}_g$ .

En general se espera que la respuesta  $r$  tenga una relación lineal con la dosis absorbida  $D_g$ , aunque esto no siempre ocurre o puede ocurrir sólo para un intervalo de dosis determinado. Las características generales de un dosímetro son:

1. Capacidad de ser absolutos: un dosímetro absoluto puede medir dosis absorbida en su volumen sensible de manera autónoma, es decir, no requiere ninguna comparación con un patrón. Se conocen tres tipos de dosímetros absolutos: calorímetro, cámara de ionización y solución de sulfato ferroso, Fricke. Los demás dosímetros en uso son no-absolutos o secundarios y requieren ser comparados o calibrados radiológicamente con uno absoluto para poder utilizarse.
2. Precisión y exactitud: la precisión o reproducibilidad de la medida de un dosímetro tiene que ver con fluctuaciones estadísticas asociadas a las características del instrumento con el que se realiza la medición, condiciones ambientales, etc. y con la naturaleza estocástica del campo de radiación. La precisión puede estimarse a partir de repetir una medida  $n$  veces y calcular su desviación normal respecto del promedio. La exactitud mide la proximidad del valor esperado de una medida con el valor real de la cantidad medida.
3. Intervalo de dosis: el intervalo de dosis útil para un dosímetro depende de tres características:

a) Sensibilidad a la dosis, definida como:

$$\text{Sensibilidad} = \frac{dr}{dD_g}$$

( 2.36 )

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

donde  $r$  es la respuesta del dosímetro a la radiación y  $\bar{D}_g$  es la dosis promedio absorbida por el mismo. Resulta conveniente que la sensibilidad tenga un valor constante en todo el intervalo de dosis en el que se desea utilizar el dosímetro, lo que garantiza una respuesta lineal del dosímetro con la dosis.

- b) Límite inferior útil: es el valor mínimo de dosis que un dosímetro puede leer con fiabilidad, y puede depender de la capacidad mínima del instrumento utilizado, de la radiación de fondo, y del límite de sensibilidad del dosímetro.
  - c) Límite superior útil: es el valor máximo de dosis que un dosímetro puede leer con fiabilidad, y tiene que ver con fenómenos de saturación o de daño en el dosímetro. Generalmente el límite superior se manifiesta por el decrecimiento en la sensibilidad a un valor no aceptable.
4. Independencia de la respuesta con la tasa de dosis: es conveniente que no haya dependencia de la respuesta de un dosímetro con la tasa de dosis en la que pueda usarse. En caso de existir, esta característica puede limitar su funcionamiento.
  5. Estabilidad: el comportamiento de los dosímetros debe ser estable antes, durante y después de la irradiación. Si esto no ocurre, hay que regresarlos a su estado inicial, o estimar los cambios ocurridos no ocasionados por la radiación. Los efectos de la temperatura, luz, oxígeno atmosférico o humedad, pueden causar cambios graduales en la sensibilidad del dosímetro.
  6. Dependencia con la energía: la lectura  $r$  del dosímetro puede depender de la energía de la radiación o calidad del haz. Esta dependencia, asociada con la transferencia lineal de energía, es fundamental y representa la eficiencia en energía del dosímetro, o sea su capacidad para dar la misma lectura para la misma cantidad de energía absorbida en su volumen sensible, independientemente del tipo o calidad de radiación que incida.
  7. Geometría: la geometría del dosímetro debe ser parecida a la del volumen de interés del material cuya dosis se desea medir.

En general ningún dosímetro conocido hasta ahora, cumple con todas las condiciones mencionadas en estos incisos, pero aun así los hay muy útiles para medir dosis de radiación.

## **2.7 Los dosímetros**

**Los dosímetros absolutos:** la característica de estos dosímetros se mencionó en la sección anterior; éstos se usan para calibración de dosímetros secundarios. Entre los dosímetros

absolutos se encuentran los calorímetros, las cámaras de ionización de aire libre y el dosímetro químico Fricke.

**Los dosímetros secundarios:** Estos dosímetros requieren ser comparados o calibrados radiológicamente con uno absoluto para poder utilizarse, pero generalmente son más fáciles de manejar que los absolutos. Como ejemplo de dosímetros secundarios están la cámara de ionización de dedal, los dosímetros químicos con excepción del Fricke y las películas de tinte radiocrómico.

**Dosímetros plásticos y películas coloreadas (PTR):** Casi cualquier material plástico puede ser usado como un medidor de radiación, tal como los materiales poliméricos. Estos dosímetros sufren cambios ( cuando son expuestos a la radiación ionizante ) permanentes y reproducibles en su espectro de absorción, en la región cercana al ultravioleta y al visible. Los cambios producen disturbios en la estructura de las moléculas del material polimérico y éstos pueden generarse por el rompimiento de ligaduras químicas y la formación de radicales libres o iones, que dan como resultado bandas de absorción óptica discretas en las películas coloreadas. La cantidad  $r$ , que se mide en este tipo de dosímetros es el cambio en la densidad óptica, que depende de la dosis absorbida por la película. El cambio en la densidad óptica (DO) es medido por métodos ópticos como la espectrofotometría y la digitalización de las películas irradiadas.

Como las PTR son dosímetros secundarios, es necesario calibrarlas con respecto de uno primario. Para conocer la correlación entre la respuesta  $r$  del dosímetro y la dosis de radiación absorbida por éste, es necesario construir curvas de calibración, para lo cual se exponen pequeñas piezas de una película o lote de películas a diferentes dosis de radiación en campos de radiación calibrados. Posteriormente, se lee la respuesta  $r$  (DO), correspondiente a cada dosis y se grafica como función de la dosis. Esta grafica se conoce como curva de calibración. Para medir dosis en campos desconocidos de radiación, se exponen PTR en ellos, se leen sus DO y se utiliza la curva de calibración para evaluar la dosis absorbida.

No todos los materiales plásticos se recomiendan para ser usados como dosímetros debido a que la respuesta del plástico puede depender de la tasa de dosis, la energía de la radiación, la temperatura y la humedad. Sólo unos cuantos materiales plásticos se usan como dosímetros. En el próximo capítulo se tocará el tema de las películas de tintes radiocrómicos, más ampliamente describiendo sus propiedades, características, ventajas, desventajas y sus diferentes aplicaciones.

## Capítulo III

### Las películas de tinte radiocrómico, PTR

#### 3.1 Los antecedentes

Las películas elaboradas con una base de plástico y un precursor de tinte (tinte radiocrómico), pueden usarse como dosímetros secundarios. No todos los materiales plásticos son recomendados para usarse como dosímetros porque la respuesta del plástico frecuentemente depende de la tasa de dosis, la energía de la radiación, la temperatura, la humedad, etc. La propiedad dosimétrica que se mide en estas películas es el cambio en la densidad óptica (DO) la cual presenta un comportamiento lineal (dentro de un cierto intervalo) como función de la dosis absorbida.

Mientras más similares son las características del dosímetro, en cuanto a las del medio en el que se desea estimar la dosis, la incertidumbre que produce el mismo dosímetro en la determinación de la dosis será menor. Es por lo tanto muy deseable el poder tener un material dosimétrico que no fuera necesario encapsular, cuya geometría fuera variable y cuyo número atómico efectivo pudiera ser alterado mediante la preparación de determinados compuestos con el fin de asemejarse al material que se está irradiando (Ur, 86).

Sólo unos pocos materiales plásticos son reconocidos como dosímetros fiables, uno de estos sistemas es un grupo de materiales formados de tintes radiocrómico disueltos en diferentes plásticos, que cambian su color cuando son expuestos a la radiación ionizante. Los cambios pueden ser causados por el rompimiento de enlaces químicos, formación de radicales libres o iones. Los tintes radiocrómicos son también disueltos en líquidos solventes y éstos son usados particularmente para medir dosis depositada por rayos gamma. Otro sistema es un grupo de materiales, que a diferencia de los anteriores, en los que el precursor del tinte radiocrómico está disuelto en el plástico consisten de un polímero de un éster sobre el cual se deposita una delgada capa de gel (por uno o los dos lados de la película), que contiene material activo.

Estos sistemas de películas resultan muy útiles para medir dosis absorbidas, distribución de dosis en procesos industriales o de investigación, control de calidad y dosimetría en radioterapia, ya que el intervalo útil de dosis de estas películas cubre el intervalo de dosis típico en tales procesos.

Las películas de tinte radiocrómico PTR fueron desarrolladas e investigadas por W. L. McLaughlin y L. Chalkley en la primera mitad de la década de los años 60. Ellos fueron los primeros en fabricar este tipo de dosímetros y posteriormente trabajaron en ellos A. Miller y W. L. McLaughlin, en el laboratorio nacional de Riso, Dinamarca. Varios investigadores se

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

interesaron en desarrollar, investigar y mejorar este tipo de películas. Debido a que la anterior película funciona en un intervalo de dosis alto, del orden de 100 Gy - 40 kGy, y a que las dosis utilizadas en radioterapia convencional son bajas (~ 2 Gy), en 1988 se introdujo un nuevo material dosimétrico llamado GafChromic (marca de fábrica de GAF Chemicals Corporation, New Jersey) que consiste de un material sensible de algunas micras de grueso, depositado sobre una base de poliéster de espesor de 0.1 mm. Estas películas son aproximadamente 100 veces más sensibles que la película radiocrómica tradicional. Las películas GafChromic son un tipo de PTR que han sido utilizadas para fines de control de calidad y radioterapia. Varias presentaciones de GafChromic han sido introducidas al mercado con diferencias en la composición química, el espesor del material sensible y el intervalo útil de dosis (So, 94).

Existen varios tipos de PTR y las que se usaron en este trabajo son:

- La F-3 (PVB) fabricada en el laboratorio del Instituto de Física de la UNAM.
- La GafChromic, comercial (HD-810 y la MD-55).

## **3.2 La película F-3 ( polivinil butiral PVB con cianuro de pararrosanilina )**

### **3.2.1 La descripción**

Las películas de tinte radiocrómico se componen básicamente de un precursor de tinte disuelto en un plástico. Se encuentran disponibles en forma de película, gel, papel, y soluciones líquidas; el intervalo útil de dosis es de ( $10^2$ - $10^6$  Gy) para los líquidos, y es independiente de la tasa de dosis, por debajo de  $10^{13}$  Gy / s (Ur, 76). Existen varias clases de tintes, como son: el verde malaquita, el cristal violeta o pararrosanilina, el rosa de bengala o fluorescente, el azul de metileno y el verde helvetia. Estos generalmente son compuestos aromáticos que tienen varios cientos de peso molecular y consisten de radicales cromóforos que contienen dobles enlaces no saturados y dan la propiedad de resonancia a las moléculas, permitiendo absorber luz selectivamente, y radicales auxocromos los cuales determinan la adhesión del tinte, la solubilidad y, en alguna medida el tono del color u oscurecimiento (Ho, 70).

Los plásticos pueden escogerse, con las características dosimétricas ( $z$ ,  $\rho$ ) del material absorbente, esto es, con la de los materiales que serán irradiados en los procesos de irradiación o radioterapia, (Mi, 80). Las diferentes fórmulas incluyen, además del precursor y el plástico, diversos solventes, ácidos y plastificantes que mejoran las propiedades ópticas y mecánicas de la película.

Los dosímetros F-3 son un caso particular de PTR en que el plástico huésped es el polivinil butiral y el precursor de tinte incoloro es el cianuro de pararrosanilina. La estructura química típica de esta molécula se muestra en la figura 3.1.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

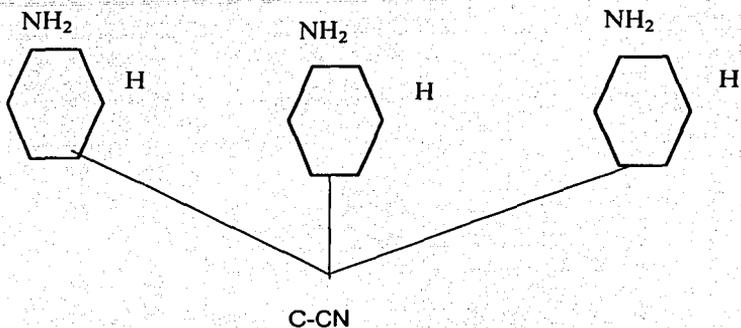


Figura 3.1. Estructura química del cianuro de pararosanilina.

En la tabla 1 se muestra una lista de precursores de tintes, los cuales tienen una estructura general o básica y cuya diferencia consiste en que varios grupos químicos han sido sustituidos en diferentes posiciones de los anillos de benceno. Esto genera las características propias de cada precursor.

Nombre del tinte	R <sub>1</sub>	R <sub>2</sub>	R <sub>3</sub>	R <sub>4</sub>	R <sub>5</sub>	R <sub>6</sub>	R <sub>7</sub>
Pararosnilina	NH <sub>2</sub>	H	NH <sub>2</sub>	H	NH <sub>2</sub>	H	H
Verde malaquita	N(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	H	H	H	N(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	H	H
Verde helvetia	N(CH <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	H	SO <sub>4</sub> Na	H	N(CH <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	H	H

Tabla 1. Varios grupos químicos pueden ligarse a los anillos de benceno, formando así diferentes precursores de tinte y al romperse el enlace de la molécula =C-CN da lugar a la formación del color.

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Las ventajas del uso de estas películas son (Ur, 76), (Bu, 82) :

1. Están constituidos de materiales de número atómico bajo.
2. Son insensibles a la presencia o ausencia de oxígeno.
3. La imagen es estable.
4. Presentan una respuesta lineal a la radiación ionizante, en algún intervalo de dosis.
5. La imagen tiene una alta resolución.
6. La respuesta es fácil de leer.

Las desventajas son:

1. Son sensibles a la luz ultravioleta.
2. Presentan cambios en la respuesta debido a humedades relativas altas.
3. Ocurren cambios en la repuesta debido al tiempo de almacenamiento (sólo durante las primeras 24 horas posteriores a la exposición).
4. Muestran variaciones en la repuesta debidas a temperaturas excesivas.

La fórmula y procedimiento de fabricación para F-3 se encuentra en (Bu, 82).

### **3.2.2 El mecanismo de la interacción de la radiación con la película F-3**

Se ha propuesto un mecanismo de reacción para la coloración de estos sistemas. La radiación rompe la ligadura  $\equiv C - CN$ , con esto crea un ion CN negativo y un ion carbonio positivo, el cual por rearrreglo de los electrones genera la coloración. La estabilidad del color se garantiza usando un plástico polar y agregando pequeñas cantidades de ácido de baja volatilidad; el ácido contribuye a prevenir reacciones de recombinación entre el cianuro y los iones carbonios. Esta es la causa del color que adquiere la película y del cambio en la densidad óptica. La energía necesaria para romper el enlace químico depende del tipo de precursor de tinte radiocrómico y del material plástico usado en la elaboración de la película, y se ha encontrado que es tan baja como 3.35 eV (370 nm) (Mi, 76).

Como consecuencia de la irradiación de las películas, el precursor de tinte se transforma en una sal de un isómero del colorante, produciendo una banda de absorción centrada alrededor de  $\lambda_{max} = 601$  nm la cual puede analizarse mediante espectrofotometría en el visible (Ur, 86).

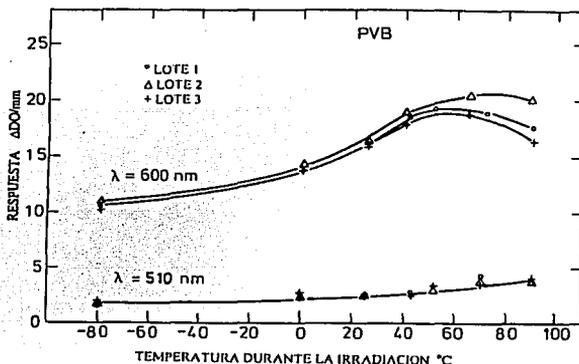
### **3.2.3 Las propiedades de la película F-3**

El estudio de las siguientes propiedades, es para las películas compuestas de un plástico disuelto en un precursor de tinte, en particular para F-3, que es el objeto de nuestro estudio. Los primeros dosímetros basados en los tintes radiocrómicos fueron hechos comercialmente por la empresa EG&G. Aunque estas películas mostraban excelentes características, también tenían sus limitaciones, por ejemplo el color era bastante inestable después de la irradiación y las películas eran muy quebradizas.

Las películas de tintes radiocrómicos han sido objeto de amplios estudios de investigación y de colaboración entre el laboratorio nacional de Riso, Dinamarca, The National Institute of

Standards and Technology (anteriormente National Bureau of Standards, USA) y la Agencia Internacional de Energía Atómica, con el propósito de determinar las mejores propiedades mecánicas y de radiación de este dosímetro (Mi, 80). Miller y McLaughlin encontraron las siguientes propiedades:

- a) **Estabilidad.** La estabilidad de los tintes formados, cuando son irradiadas las películas, depende de la habilidad de prevenir posteriores reacciones entre los iones de cianuro y carbono. La película F-3 termina de formar el tinte 24 h después de concluida la irradiación. Conviene esperar ese tiempo antes de leer su respuesta. La diferencia en el valor de la respuesta cuando se lee inmediatamente después de irradiar y cuando se lee 24 h después es aproximadamente un 3 %. La estabilidad se puede garantizar si la reacción en la que se forma el color ocurre en un medio débilmente ácido (Mi, 80).
- b) **Dependencia de la respuesta con la temperatura:** La respuesta de los dosímetros PVB depende de la temperatura durante la irradiación. Esta dependencia fue probada con películas irradiadas con rayos gamma de una fuente de  $^{60}\text{Co}$ , a una dosis de 1.5 kGy, a temperaturas seleccionadas. Los dosímetros se acondicionaron aproximadamente una hora antes de la irradiación. El resultado de estudiar la dependencia de la respuesta con la temperatura se muestra en la figura 3.2. para tres lotes diferentes (Mi, 80).

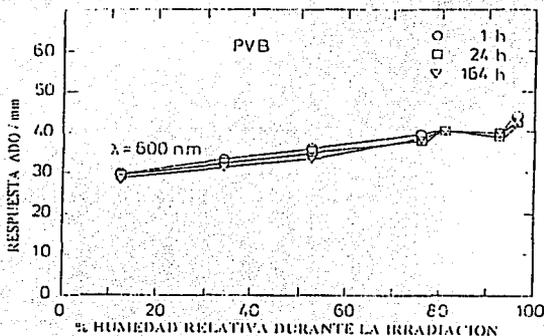


TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Figura 3.2. Variación de la respuesta de un dosímetro basado en PVB como función de la temperatura para 3 lotes diferentes estudiados (Mi, 80).

- c) **Dependencia de la respuesta con la humedad relativa:** La respuesta de los dosímetros de plástico depende del contenido de agua. El dosímetro basado en poli(halo)estireno absorbe muy poca cantidad de agua y su respuesta no se ve afectada

por la humedad del ambiente. El dosímetro basado en PVB, como F-3, puede absorber agua. En la figura 3.3 se muestra que la respuesta puede variar hasta un  $\pm 25\%$  cuando la humedad relativa durante la irradiación varía de un 12 a 96% (Mi, 80).



**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

Figura 3.3 Variación de la respuesta como función de la humedad relativa durante la irradiación con rayos gamma de Co-60, de un dosímetro basado en PVB (Mi, 80).

d) **Luz ambiental:** Una de las condiciones ambientales probables que afectan la interpretación de la dosis en algunos dosímetros es la luz ambiental, en particular, la luz ultravioleta. Los dosímetros de tinte radiocrómico son sensibles a la luz ultravioleta. Los dosímetros que contienen cianuro de hexapararosanilina (HPR) son coloreados por radiación ultravioleta con longitudes de onda menores que 370 nm. El uso diario de estos dosímetros puede ser un problema, porque la luz del día, incandescente o fluorescente, contiene amplias cantidades de luz en ese intervalo de longitudes de onda. Las ventanas y las instalaciones de luz del laboratorio deberán estar protegidas con filtros absorbentes de luz ultravioleta (Mi, 80).

### 3.2.4 Las aplicaciones de la película F-3

En la mayoría de las aplicaciones de la radiación pueden utilizarse los dosímetros PTR para verificar que se ha suministrado la dosis correcta. Esto es de gran importancia ya que en algunas aplicaciones tales como la esterilización de productos médicos y la purificación de agua, siempre se debe cumplir con un valor de dosis mínima, dentro de ciertos límites de confiabilidad (Ur, 86). Dos ejemplos de aplicación de las PTR son:

a) **Irradiación de tubos y aislantes de conductores eléctricos:** La irradiación de cable y tubería de plástico se ha desarrollado con el fin de incrementar su resistencia contra el reblandecimiento y la deformación ocasionados por el aumento de su temperatura, ya

que la radiación induce el entrecruzamiento de ligaduras moleculares en forma más rápida y eficiente que los métodos químicos convencionales. McLaughlin y Miller estudiaron el depósito de energía en cable irradiado con electrones de 400 keV. Para esto, utilizaron una película enrollada alrededor del conductor eléctrico, la cual simulaba al forro de material aislante (Ur, 86).

- b) **Irradiación de alimentos:** La garantía de que un alimento ha sido irradiado a la dosis correcta necesita de un método dosimétrico bien establecido. A diferencia de otros procesos en los que se utiliza la radiación, en la preservación de alimentos por irradiación es necesario conocer la dosis mínima, la dosis máxima y la distribución de dosis en el producto. Mediante la colocación estratégica de PTR en el producto, es posible comprobar los valores de dosis máxima y mínima de tal manera que se puedan ajustar los parámetros que controlan el proceso en la planta de irradiación (Ur, 86).

### **3.3 Las películas GafChromic HD-810 y MD-55**

#### **3.3.1 La descripción**

La dosimetría (Tg, 98) de la radiación tuvo varios problemas al utilizar los sistemas de medición convencional, tales como: cámaras de ionización, semiconductores, detectores termoluminiscentes (TLD) y película radiográfica. Estas dificultades se presentaron en la medición de las curvas de isodosis y las distribuciones de dosis-profundidad para haces de partículas en regiones de alto-gradiente. Los dosímetros termoluminiscentes no tienen una buena resolución espacial. La evaluación de un haz de fotones es difícil usando película radiográfica de halogenuro de plata, debido a que hay grandes diferencias en su sensibilidad para fotones con energías de 10-200 keV. Además tienen la desventaja de ser sensibles a la luz ambiente y requerir de un tratamiento químico. Debido a estas dificultades se desarrolló un dosímetro con una alta resolución espacial que no requiere de procedimientos de revelado especiales y da valores permanentes de la dosis absorbida con exactitud y precisión aceptable; son de fácil manejo y su análisis es relativamente sencillo.

La película de tinte radiocrómico tradicional ha sido usada en mediciones de dosis en intervalos grandes de dosis que van de 100 Gy -40 kGy. Sin embargo debido a la bajas dosis que se manejan en la dosimetría clínica, con respecto a las dosis que se manejan en la radiografía industrial, se tuvo la necesidad de elaborar una nueva película que opera en un intervalo útil de dosis apropiado para usarse en aplicaciones médicas. En los últimos años los avances tecnológicos en el proceso de fabricación de la película dosimétrica dieron como resultado la creación de un nuevo prototipo de PTR cuya sensibilidad, ha incrementado al punto de que se puede usar en fuentes de radiación clínicas, en mapeos de dosis de alta resolución cuantitativa, control de calidad, etc. (So, 94). Durante 1989 (Mc, 91) el prototipo fue distribuido comercialmente en varias formas. La más comercial y ampliamente disponible fue la GafChromic Dosimetry Media. La película consiste de pequeñas tiras de dimensión 1.2 cm x 6 cm como dosímetro individual y se encuentra para

propósitos de imagen a gran escala en rollos de dimensiones de 0.13 m x 15 m o en presentaciones de otro tamaño de ancho y 50 m de longitud.

Las películas con las que se trabajó en esta tesis son la GafChromic HD-810 y la MD-55. De aquí en adelante llamaremos a HD-810 "G-" por ser la menos sensible y a MD-55 "G+" por ser la más sensible:

1. La película GafChromic HD-810 (formalmente ha sido sustituida por la DM-1260 y sólo se encuentra disponible en la presentación de 12.5 cm x 15 m) está disponible en hojas transparentes de 20 cm x 25 cm. Esta película se usa para mapeo de dosis en el intervalo de (50, 2500) Gy, y sus dimensiones físicas limitan sus aplicaciones clínicas para dosimetría de campos grandes en los aceleradores lineales. Esta película está constituida por una capa sensible a la radiación de 6  $\mu\text{m}$  de grosor sobre una base de poliéster claro de  $\approx 100 \mu\text{m}$ .
2. La película GafChromic MD-55 está disponible en hojas transparentes de 12.5 cm x 12.5 cm, y el intervalo de sensibilidad es de (10, 100) Gy. Esta película está constituida por una capa sensible a la radiación de 20  $\mu\text{m}$  de grosor sobre una base de poliéster claro de 67  $\mu\text{m}$ .

En las tablas 1 y 2 se muestran detalles de estas películas.

Tipo de película	HD-810	MD-55
Tamaño estándar	20 x 20 cm <sup>2</sup>	12.5 x 12.5 cm <sup>2</sup>
Espesor nominal ( $\mu\text{m}$ )	107	82
capa sensible ( $\mu\text{m}$ )	6 $\pm$ 1	20 $\pm$ 1
Base ( $\mu\text{m}$ )	99	67

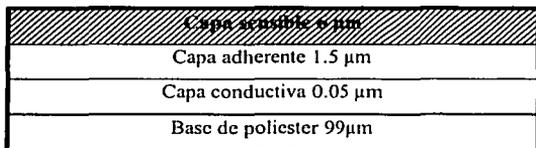
Tabla 1. Estructura y dimensiones de las películas GafChromic.

La capa radiosensible está elaborada de microcristales orgánicos incoloros, y está uniformemente distribuida sobre una gelatina que sirve de amarre de esta capa sensible. Esta capa tiene varios componentes atómicos en diferentes proporciones (por número), como se muestra en la tabla 2. Estos dosímetros tienen una alta resolución espacial, ofrecen facilidad de manejo, no requieren de revelado químico, y el cambio en el color (de incolora a azul, rojo) indica que la película ha sido expuesta a la radiación

La respuesta a la radiación de estas películas (Mc, 91) en términos de un incremento en la absorbancia (la densidad óptica), se mide típicamente usando un espectrofotómetro o un densitómetro. También pueden analizarse con un escáner y un software asociado.

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

HD-810



MD-55



TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Composición aproximada

Base de poliéster	Carbono	45 % de átomos
	Hidrogeno	36 % de átomos
	Oxigeno	19 % de átomos
Capa sensible	Carbono	31 % de átomos
	Hidrogeno	56 % de átomos
	Nitrógeno	5 % de átomos
	Oxigeno	8 % de átomos
Capa adherente	Carbono	33 % de átomos
	Hidrogeno	50 % de átomos
	oxigeno	17 % de átomos
Capa conductiva	Oxido de estaño	

Tabla 2. Diagrama de la composición de las películas GafChromic.

**3.3.2 El efecto de la radiación ionizante sobre las películas GafChromic HD-810 y MD-55**

Los efectos radiocrómicos involucran la coloración directa de la película por la absorción de la energía de la radiación, sin requerir revelados químicos, ópticos o térmicos. Este proceso de exposición a la radiación produce una inmediata coloración permanente en la película.

La exposición de esta película a la radiación ionizante produce una polimerización parcial, tal que el color azul del polímero comenzará progresivamente a oscurecerse como función de la dosis. La irradiación produce el cambio del estado incoloro a un tono de azul.

### 3.3.3 Las propiedades de las películas GafChromic HD-810 y MD-55

El grupo trabajo 55 de la AAPM (American Association of Physicists in Medicine) del comité de radioterapia, hizo un estudio exhaustivo de las propiedades de las películas GafChromic (Tg, 98). Entre los resultados que reportan se tienen:

- A. Procesamiento:** No se requiere de ningún procesamiento físico, químico o térmico para alcanzar el tono azul. Si la respuesta de la película se mide 24 h después de terminada la irradiación se observarán cambios pequeños en el color, con respecto de los valores medidos inmediatamente después de concluida la irradiación. El incremento en color de la película radiocrómica se mide usualmente en un angosto espectro en una banda de longitud de onda, con un espectrofotómetro o un densitómetro. Estas mediciones son expresadas en términos del incremento de la absorbancia  $A$  (es decir, la densidad óptica) o transmitancia  $T$ , de la luz, que se relacionan como (Tg, 98):

$$A = -\log_{10} T$$

Se define la densidad óptica  $DO$  como:

$$DO = \log_{10} (I_0/I)$$

donde  $I_0$  es la intensidad de la luz transmitida a través de la película no irradiada, e  $I$  es la intensidad transmitida a través de la película irradiada y la respuesta se define como:

$$R = \Delta A = \Delta DO$$

(3.1)

Otra forma de medir el cambio en el color es digitalizar la película con un escáner y comparar los tonos de gris (de 0 a 255 en que cero es negro y 255 es blanco) de la película sin irradiar e irradiada ( $St$ , 96)

Para el caso de la digitalización con el escáner la respuesta queda expresada de la siguiente manera:

$$R = \log_{10} (TG_f/TG)$$

En donde :

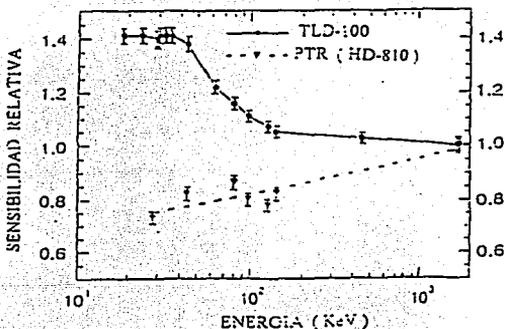
$TG_f$  = Tono de gris de la película sin irradiar

$TG$  = Tono de gris de la película irradiada

- B. Estabilidad del color como función del tiempo en la post-irradiación:** El desarrollo de la coloración de todas las formulaciones radiocrómicas ocurre en unos pocos milisegundos; sin embargo algunos efectos químicos en los sistemas plásticos requieren de algún tiempo, entre algunos minutos y un par de horas después de la irradiación, para alcanzar su estado químico final, dependiendo de si el tiempo de irradiación fue largo o corto. Algunos dosímetros plásticos tienden a ser inestables en su respuesta durante el

periodo de almacenamiento, entre la irradiación y el análisis. La formación del color en algunas películas (MD-55) no se completa al finalizar la irradiación. Se encontró que el efecto del tiempo depende de la dosis absorbida. Los incrementos más grandes en la absorbancia ocurren a las temperaturas altas de almacenamiento, cercanas a 40° C. Tal efecto requiere atención sobre las condiciones de almacenamiento. El efecto de la radiación es relativamente estable durante las primeras 4 horas después de la irradiación, generalmente a ciertas longitudes de onda de la banda principal de absorción. Las lecturas hechas con el espectrofotómetro o con el densitómetro deberán ser consistentes (siempre a la misma longitud de onda), para minimizar las variaciones dosimétricas debidas al efecto de inestabilidad.

C. Dependencia de la respuesta con la energía: Varios investigadores (W. L. McLaughlin, D. F. Lewis, C. G. Soares, P. T. Muench, etc.) (Tg, 98) han estudiado la dependencia de la respuesta con la energía, de las películas radiocrómicas. Muench comparó la variación de la respuesta de la película radiocrómica HD-810 con los TLD-100 (LiF:Mg,Ti) a una energía efectiva de los fotones en el intervalo de 20-1710 keV, figura 3.4. Se observó que la respuesta de la película HD-810 decrece aproximadamente un 30 % cuando decrece la energía efectiva de los fotones de 1710 keV (rayos X de 4 MV) a 28 keV (rayos X de 60 kV, con un filtro de Al de 2 mm). Esta variación es similar pero en dirección opuesta a los TLD. Chiu-Tsao midió la variación de la respuesta con la energía, de la película MD-55, para la dosimetría de fuentes en braquiterapia, figura 3.5. Sus resultados indican que la sensibilidad de esas películas es aproximadamente 40 % más baja para  $^{125}\text{I}$  (emisor  $\gamma$  de 0.35, 0.31 y 0.27 MeV) que para  $^{60}\text{Co}$  (emisor  $\gamma$  de 1.33 y 1.17 MeV)



TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Figura 3.4. Comparación de la sensibilidad dosimétrica de la película HD-810 y del TLD, como función de la energía de los fotones (Tg, 9S).

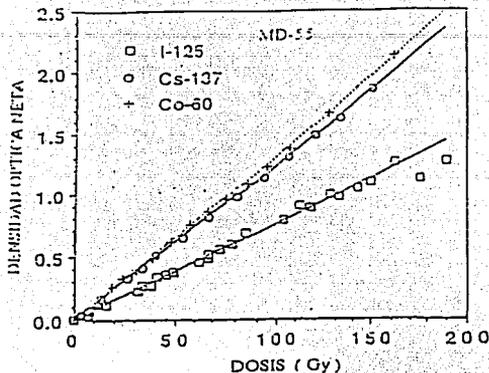


Figura 3.5. Curvas de la respuesta como función de la dosis, de la película MD-55, medida con un densitómetro equipado con una fuente de láser (632.8 nm), para tres energías de irradiación diferentes (Tg, 98).

**D. Independencia de la respuesta con la tasa de dosis:** Se han reportado (Tg, 98) experimentos para determinar la dependencia de la respuesta con la tasa de dosis, para la película MD-55, utilizando una fuente de  $^{60}\text{Co}$ . Se irradió la película a tasas de dosis de 0.020 Gy/min, 2.6 Gy/min, 71.0 Gy/min y 198 Gy/min para obtener una dosis total superior a 1.5 kGy. El análisis fue efectuado a una longitud de onda cercana al máximo de los dos picos del espectro de absorción, el cual se muestra en la figura 3.6 para la película MD-55 expuesta a diferentes dosis de radiación beta. Los resultados muestran que, dentro de una incertidumbre de aproximadamente 5%, no hay una dependencia de la respuesta con la tasa dosis. Ver página adyacente.

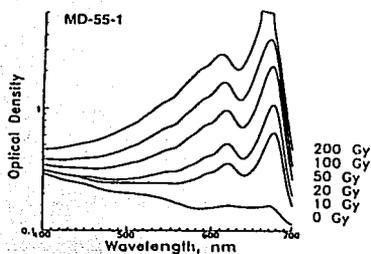


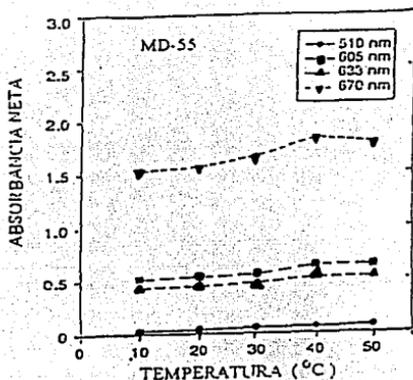
Figura 3.6. Dependencia del espectro de absorción para la película MD-55 en diferentes niveles de irradiación. Se utilizó una fuente de betas,  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  en la superficie de un aplicador oftálmico calibrado. (Tg, 98).

**E. Estabilidad ambiental:** La respuesta de los dosímetros radiocrómicos es usualmente influenciada por la temperatura y la humedad relativa y en algunos casos por la luz ambiental y por gases. Debido a que algunas condiciones pueden ser diferentes entre la calibración y el uso práctico, las variaciones de la respuesta con las condiciones del ambiente deberán ser determinadas y corregidas (Tg, 98).

**1. Efecto de la temperatura y la humedad relativa durante el almacenamiento y la lectura de la película en su respuesta :** Debido a que las películas radiocrómicas siguen generando color, después de concluida la irradiación, se ha sugerido un periodo de 24 h entre la irradiación y la lectura para alcanzar la estabilidad. Sin embargo, el cambio en la DO ocasionado por la coloración posterior a la irradiación, puede ser influenciado tanto por la temperatura como por la humedad relativa durante el período de almacenamiento posterior a la irradiación. El efecto de la humedad en la respuesta de la película HD-810 durante la irradiación y el almacenamiento es menor que un  $\pm 2$  % para el intervalo de humedad relativa 6% -94%. El efecto debido a las diferencias de la temperatura durante la espectrofotometría son: un cambio de la banda de absorción a longitudes de onda más cortas y un incremento en las amplitudes de la banda de absorción con el incremento de la temperatura de la lectura. El cambio en la densidad óptica debido a esta coloración extra, puede ser influenciado por la temperatura y la humedad relativa durante el almacenamiento en la post-irradiación. La respuesta por unidad de dosis en agua (o simplemente la respuesta) de la película HD-810, en el intervalo 50-2500 Gy, se estudió usando espectrofotometría en la región del visible, fotometría del color y densitometría. Se encontró que la película es esencialmente insensible a la luz de longitudes de onda por encima de 300 nm; sin embargo, existe sensibilidad a la luz ultravioleta a longitudes de onda más bajas. Se sugiere que la película sea almacenada en la oscuridad, a temperaturas debajo de los 25° C y a una humedad relativa debajo del 50%. Con esto se optimiza la vida útil de la película. Todas las densidades ópticas deben ser medidas en las mismas condiciones, es decir, a la misma temperatura (dentro de  $\pm 2^\circ$  C) y con el mismo retraso en la post-irradiación (dentro de  $\pm 2$  h), y así se puede obtener una óptima reproducibilidad en los picos del espectro de absorción.

**2. Efecto de la temperatura durante la irradiación y la post-irradiación:** McLaughlin (Tg, 98) estudió el efecto de la temperatura en la respuesta de la PTR en el proceso de la irradiación de un material dosimétrico de estado sólido, muy común, que se utiliza en mediciones de altas dosis. Encontró que el tinte del material radiocrómico es el menos afectado por la variación de la temperatura; sin embargo, la dependencia de la respuesta de la PTR con la temperatura puede contribuir a grandes errores en la lectura de la dosis para muchos de los dosímetros de altas dosis, principalmente si la calibración y la lectura se llevan a cabo en diferentes condiciones que aquellas que se usan para las aplicaciones prácticas. Existe una dependencia marcada de la respuesta de la película radiocrómica (en la cubierta de polidiacetileno) con la temperatura, durante la

irradiación y la post-irradiación. Esta dependencia varía tanto con el nivel de dosis, como con la longitud de onda usada para el análisis. En la figura 3.7 se muestra la dependencia de la respuesta de la película MD-55 con la temperatura. La PTR fue irradiada con rayos y a una dosis de 40 Gy, y medida a 4 diferentes longitudes de onda para temperaturas que van de 10-50°C. Cuando la temperatura de irradiación llega a  $\approx 50^\circ\text{C}$ , en la mayoría de los casos, habrá una variación errática en la sensibilidad relativa, lo cual sugiere que este dosímetro no debe ser usado a temperaturas elevadas. El efecto en las películas expuestas a temperaturas  $> 60^\circ\text{C}$ , consiste en un cambio del tinte de azul a rojo.



TESIS CON  
 FALLA P. 37

Figura 3.7. Dependencia de la respuesta de la película radiocrómica MD-55 con la temperatura, para un intervalo de temperatura de 10-50° C. Las PTR fueron irradiadas con rayos y a una dosis de 40 Gy (Tg, 98).

**3. Luz ultravioleta:** Las películas radiocrómicas son sensibles a la radiación ultravioleta, por lo que deben estar protegidas de la luz del día o de la luz continua fluorescente blanca. Es importante el cuidado y el manejo de las PTR, para eliminar la exposición a la luz ultravioleta. El dosímetro puede ser almacenado en un contenedor opaco, en una caja de cartón o en un sobre. Si se tienen dudas, deberá leerse la señal de fondo de la película, para comprobar que no es mayor que la de las películas recién desempaçadas.

**F. Resolución de la imagen:** McLaughlin estudió la resolución de la imagen de la película dosimétrica HD-810 irradiada al vacío con electrones de 20 keV. Se graficó la función de modulación de transferencia como función de la frecuencia espacial de un patrón de prueba. Se observó una respuesta del 80 % para 100 ciclos / mm y un 50 % para 200 ciclos / mm. Debido al tamaño micrométrico de los cristales sensibles que se encuentran

en la cubierta de la película, se obtuvo una resolución mayor que 1200 líneas / mm (600 ciclos / mm). La película puede analizarse con resolución submilimétrica, usando un escáner tal como el densitómetro de barrido que trabaja con base en un láser de He-Ne. La línea característica de 632.8 nm de la fuente de láser de He-Ne se encuentra entre los máximos de las dos bandas de absorción. Aunque la resolución espacial para la película de polydiacetileno es superior a 600 ciclos / mm, el poder de resolución práctico para dosis o contornos de curvas de isodosis registrado con el densitómetro de escáner láser, usando un software de computadora, depende del tamaño del pixel escogido para las medidas de rutina.

**G. Calibración de la película y sensibilidad:** La película radiocrómica deberá ser calibrada usando un campo de radiación uniforme que esté bien caracterizado. Las características del haz de calibración deberán ser determinadas por algunos otros dosímetros (tales como cámara de ionización). Esto deberá permitir la calibración directa de la película en términos de la dosis absoluta en el intervalo de dosis de interés. Se determinará la relación entre la dosis y la respuesta. Esta relación se dibuja en una curva, la cual se denomina curva de calibración. La pendiente de la curva decrece cuando aumenta la dosis. La relación entre la dosis y la respuesta puede ser tabulada. El cambio en la respuesta de la película por unidad de dosis absorbida se representa por un solo número, para una densidad óptica neta hasta de 1.0. Este número define la *sensibilidad* promedio de la película, y es el cambio promedio en la respuesta (es decir, la lectura) por unidad de dosis absorbida, calculada en la porción lineal de la curva de calibración. Este número puede depender de (Tg, 98):

1. La longitud de onda usada en la lectura.
2. El densitómetro usado en la lectura.
3. El tiempo transcurrido entre la irradiación y la lectura.
4. La calidad del haz de la fuente de calibración.

**H. Resumen de procedimientos de la película radiocrómica:** El siguiente resumen se compone de consideraciones que se deben tener para el manejo de la película dosimétrica radiocrómica (Tg,98):

1. Antes de usarse, las películas deberán ser inspeccionadas y manejadas con cuidado.
2. La película deberá ser guardada en un lugar seco y oscuro, en las condiciones de temperatura y humedad en que será utilizada.
3. Las películas radiocrómicas son sensibles a la luz fluorescente y a la luz del día, por lo que se deben manejar y leer en una luz incandescente normal. Si es necesario las luces fluorescentes y las ventanas del laboratorio deben ser cubiertas con filtros comerciales de luz ultravioleta.
4. Se debe anotar el número de lote y el modelo de la película, con la finalidad de verificar alguna variación en su elaboración.
5. Se debe anotar la orientación y la alineación.
6. La recomendación del tiempo para leer la película es de 24 h después de la

exposición.

7. Se debe obtener la curva de dosis-respuesta y la sensibilidad, en el intervalo de dosis y condiciones de interés.

### **3.3.4 Las aplicaciones de película GafChromic HD-810 y MD-55**

Debido a su baja sensibilidad, estas películas radiocrómicas atrajeron la atención de la comunidad radioterapéutica, para mediciones de dosis de una fuente de rayos beta de  $^{90}\text{Sr}$ , en aplicadores oftálmicos. Con la introducción de este nuevo material dosimétrico GafChromic, en 1988, se han reportado varios estudios sobre el uso de estas películas en dosis altas de radiación, para dosimetría de teleterapia, y en altas tasas de dosis, en equipos de braquiterapia. (Tg, 98).

**A. Dosimetría de aplicadores oftálmicos:** Si bien los aplicadores oftálmicos han sido usados por décadas, el problema de su dosimetría se resolvió recientemente. En 1991, Sayeg y Gregory (Tg, 98) describieron una técnica que permite obtener dosis características de la fuente de  $^{90}\text{Sr}$  que se utiliza para aplicadores oftálmicos. La PTR se usó para determinar tanto la tasa de dosis en la superficie como la distribución de dosis de esas fuentes radiactivas. La PTR es útil para esta aplicación debido a las altas tasas de dosis en superficie [0.10-1.0 Gy/s] que se manejan y su baja sensibilidad (aproximadamente  $10^4$  Gy para una densidad óptica de 1.0). Esta película fue evaluada con un densitómetro láser He-Ne con una resolución de 0.3  $\mu\text{m}$ .

**B. Dosimetría en braquiterapia:** Debido a que los gradientes de dosis alrededor de una fuente de braquiterapia son muy grandes, la alta resolución espacial ofrecida por la película es una ventaja sobre otros detectores, tales como los dosímetros termoluminiscentes (TLD). En 1991, Muench (Tg, 98) exploró las aplicaciones de la película radiocrómica para dosimetría cercana a fuentes de braquiterapia. Se determinó la distribución de dosis usando película radiocrómica, en la vecindad inmediata de una fuente de braquiterapia de  $^{192}\text{Ir}$ , con una alta actividad de 370 GBq. Comparó la dependencia de la sensibilidad de la película GafChromic, la película de halogenuro de plata (película Kodak X-Omat) y los TLD (Fluoruro de litio), con la energía de los fotones para un intervalo de energías de los fotones de 28 keV-1.7 MeV, que es el de interés en braquiterapia.

**C. Dosimetría en la región de la penumbra de un haz, en radioterapia:** Durante la puesta en servicio de un sistema de colimación de hojas múltiples, Galvin (Tg, 98) usó película radiocrómica para investigar algunas distorsiones potenciales de la distribución de dosis en los bordes del haz, debido a la variación con la energía a la que es sensible la película de bromuro de plata. La película radiográfica estándar se usó para mediciones de la penumbra, y en distintos experimentos se usaron película radiocrómica y dosímetros termoluminiscentes, para verificar las distorsiones de la distribución de dosis en los bordes, encontrando que es insignificante.

## Capítulo IV

### El desarrollo experimental

#### 4.1. El trabajo experimental

##### 4.1.1. El arreglo experimental

En la figura 4.1 se muestra el diagrama del dispositivo experimental que se utilizó en las irradiaciones. En esta figura pueden resaltarse los siguientes elementos: el haz de partículas cargadas es colimado y enfocado al blanco de oro que se encuentra colocado en un portablancos en el centro de la cámara de dispersión del acelerador Peletrón del IFUNAM y girado  $20^\circ$  con respecto al haz incidente. La copa de Faraday a  $0^\circ$ , de frente al haz, con el fin de colectar la carga del haz primario no dispersado; el detector de barrera superficial colocado en su soporte a  $135^\circ$  con respecto del haz incidente, y las PTR colocadas en un soporte especial o diadema, a ángulos desde  $15$  hasta  $70^\circ$ .

Las PTR se colocaron en un portadosímetros diseñado y construido en el IFUNAM, que consiste en un arco cuya superficie es  $\approx 3 \times 11 \text{ cm}^2$ , como se ve en la fig. 4.2. Si se considera una línea horizontal ubicada en el centro del portadosímetro, todos sus puntos están a igual distancia  $R_{PTR}$ , del centro del blanco de oro. El soporte cuenta con parejas de nichos, dispuestos verticalmente, que equidistan del centro, colocadas a distancias diferentes de los extremos, que se usan para alojar dosímetros termoluminiscientes.

Se colocó una tira de película de  $2 \text{ mm} \times 11 \text{ cm}$  a lo largo del portadosímetros, centrada, entre las parejas de nichos; se sujetó con la menor cantidad posible de cinta mágica y posteriormente se marcó con el número y posición que ocupaba en el soporte. Para el caso de la irradiación con carbonos se elaboró un marco de acetato para sujetar a la PTR, evitar la radiación dispersa y además poder leer la lectura de fondo de la película sin irradiar, que se mantiene protegida debajo del marco en cada una de las posiciones. Al incidir las partículas cargadas en el blanco de oro, ocurre dispersión de Rutherford, que permite que la fluencia de partículas dispersadas a cada ángulo, asociada con una sección eficaz de interacción, sea diferente y varíe hasta dos órdenes de magnitud a lo largo del portadosímetros, lo que genera una variación equivalente en la dosis absorbida en la película.

Para cubrir todo el intervalo de fluencias requerido en el presente estudio se realizaron tres corridas de irradiación a diferentes corrientes del haz, tanto para protones como para carbonos. La medición del número de cuentas, en el canal elástico, que llega a un detector de barrera superficial colocado a un ángulo,  $\theta_{det}$ , en la figura 4.1, se realizó colocando el detector a  $135^\circ$ . Esta medida, como se explica más adelante, es fundamental para determinar la dosis recibida por las PTR a lo largo del soporte. La medición de los ángulos

fue realizada con el goniómetro de la cámara de dispersión y la incertidumbre asociada a estas mediciones se estima inferior a  $1^\circ$ .

En las figuras 4.3 y 4.4, se muestran las curvas cuyas áreas corresponden al número de cuentas colectadas en el detector, en el pico elástico. La posición del pico corresponde a la energía de los proyectiles porque, aunque el eje X se refiere a número de canales, existe una correlación entre éstos y la energía. Se coloca también en la cámara de dispersión, una fuente de  $^{241}\text{Am}$  que emite partículas  $\alpha$  de 5.48 MeV, para tener una relación entre el número de canales y la energía. La curva de la fuente de  $^{241}\text{Am}$  puede observarse en las figuras 4.3 y 4.4. Las 6 curvas corresponden a tantas irradiaciones independientes, ya que se irradiaron 3 películas diferentes con protones de 1 MeV y carbonos de 14 MeV (nominal). El tiempo de cada corrida varió entre unos cuantos minutos y aproximadamente 6 horas. La corrida era interrumpida cada vez que se acumulaba una cantidad de carga específica en la copa de Faraday, con el fin de guardar el espectro de las cuentas en el elástico en diferentes archivos ASCII y asegurarse de no perder la información por alguna causa inesperada. La medición del área bajo la curva del elástico se realizó determinando los límites del pico y utilizando el software asociado a la tarjeta-multicanal del Peletrón. En el apéndice C se explica el procedimiento que se utilizó en las irradiaciones con el Peletrón.

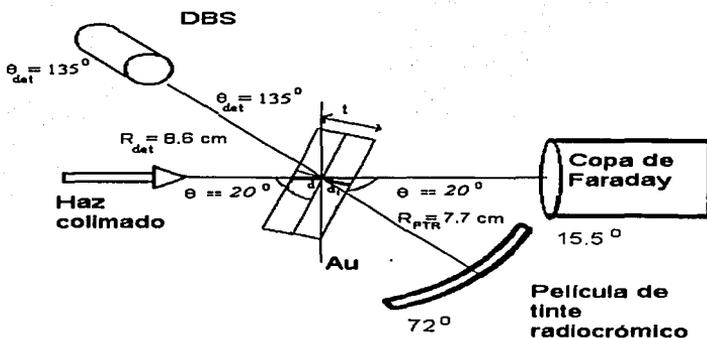


Fig. 4.1. Arreglo experimental para las irradiaciones de las PTR con un haz de partículas cargadas aceleradas en el Peletrón.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

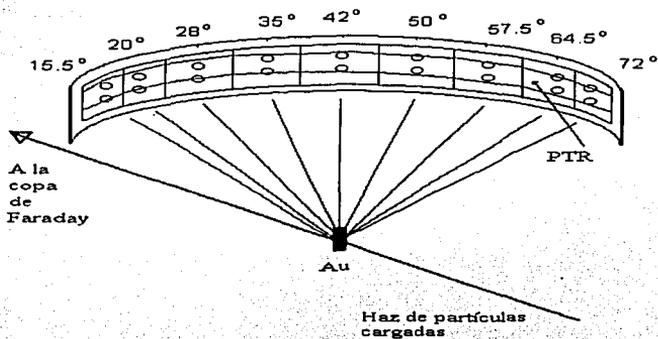
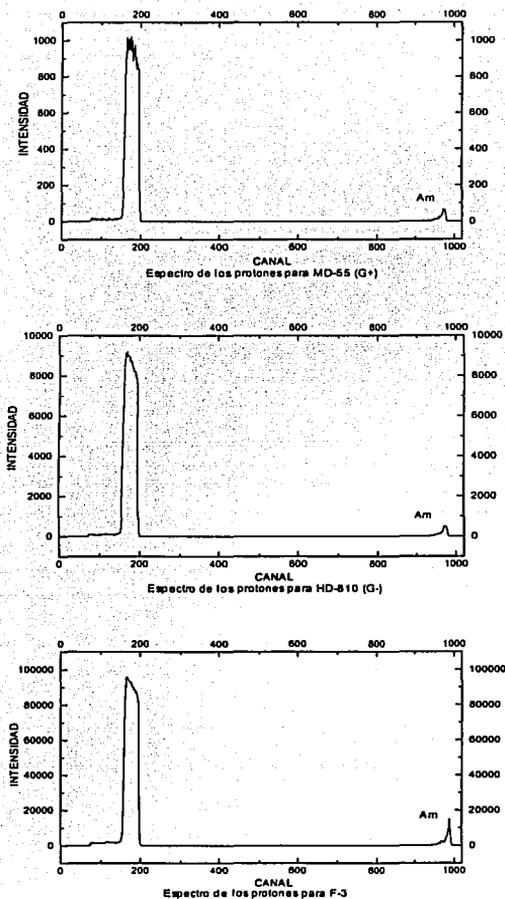


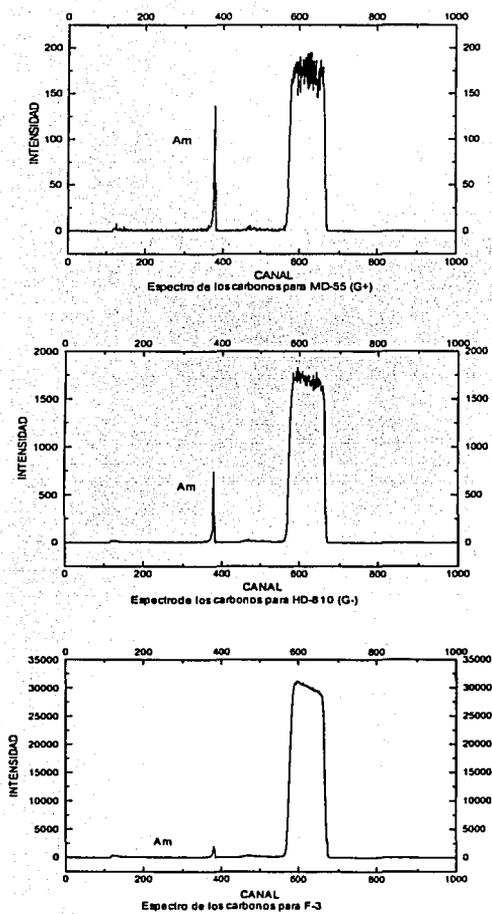
Fig. 4.2. Portadosímetro utilizado en las irradiaciones de las PTR, diseñado originalmente para irradiar dosímetros termoluminiscentes.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Figura 4.3. Espectros de los protones de 1 MeV de energía nominal, en las tres corridas, de las partículas dispersadas colectadas en el detector de barrera superficial, a un ángulo  $\theta_{det} = 135^\circ$  con respecto de la dirección del haz incidente.



TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Figura 4.4. Espectros de los carbonos de 14 MeV de energía nominal, en las tres corridas, de las partículas dispersadas colectadas en el detector de barrera superficial, a un ángulo  $\theta_{det} = 135^\circ$  con respecto de la dirección del haz incidente.

#### 4.1.2. La descripción

La irradiación de las películas de tinte radiocrómico (PTR), HD-810, MD-55 y F-3 se realizó en el acelerador de partículas cargadas Peletrón, del Instituto de Física de la UNAM, utilizando haces de protones de 1 MeV e iones de carbono de 14 MeV (energía nominal). El haz de partículas cargadas producido, pasa por una serie de dispositivos que lo enfocan y coliman. Este haz entra a la cámara de dispersión e incide en un blanco de oro; al interactuar se produce un haz disperso con el que se irradian las PTR. El espesor del blanco de oro para protones fue  $1.90 \pm 0.02 \text{ mg/cm}^2$  y para el caso de los carbonos se utilizó un blanco de oro de espesor  $0.374 \pm 0.014 \text{ mg/cm}^2$ .

El cálculo del espesor del blanco de oro se realizó por retrodispersión de Rutherford (RBS). Esta tiene lugar cuando un haz de partículas cargadas (en este caso se utilizaron protones y carbonos), cuya energía se sabe con precisión, incide en un blanco (en este caso de oro). Algunas partículas chocan elásticamente con los núcleos de la superficie y se retrodispersan, perdiendo sólo la energía necesaria para la conservación del momento lineal; otras partículas atraviesan todo el blanco,  $\Delta X$ , y el proyectil al atravesarlo pierde energía, cuyo valor depende de que tanto camino recorrió, o sea el grueso del blanco. Posteriormente la partícula, para retrodispersarse, tendrá que atravesar de nuevo el espesor del blanco para salir de éste. El conteo de partículas dispersadas a un ángulo  $\theta$  se realiza por medio de un detector colocado a un ángulo  $\theta$  con respecto a la dirección del haz original, y la medida de la diferencia de energías entre las partículas retrodispersadas en la superficie del blanco y las que se dispersaron después de atravesarlo totalmente, permite conocer el espesor,  $\Delta X$ , del mismo. El arreglo experimental para calcular el espesor del blanco de oro se muestra en la figura 4.5 y el espectro RBS para calcular el espesor, para protones y carbonos, en la figura 4.6.(a) y (b) respectivamente.

Para corroborar que las interacciones que ocurren en estas irradiaciones son de Rutherford se calcula la distancia de máximo acercamiento  $D$ , a la cual se aproximan las partículas cargadas al núcleo de oro:

$$D = (z_1 z_2 e^2) / E$$

La distancia de máximo acercamiento de los protones (de energía de 1 MeV) al núcleo de oro,  $D$ , es del orden de 114 fm. Como el radio  $R$  del núcleo del oro es del orden de 7.8 fm, es decir  $D \cong 15 R$ , esto implica que el protón no interactúa nuclearmente. Para el caso de los carbonos (de energía nominal 14 MeV) la distancia de máximo acercamiento es del orden 48.7 fm, es decir  $D \cong 6.4 R$  esto implica que el carbono no interactúa nuclearmente con el núcleo del átomo de Au.

Para realizar las irradiaciones en el Peletrón, debemos de antemano conocer el número de partículas que van a llegar a la película, para cada ángulo  $\theta$  definido por la dirección del haz original y la del haz dispersado. El número de cuentas que se registrará en el detector,



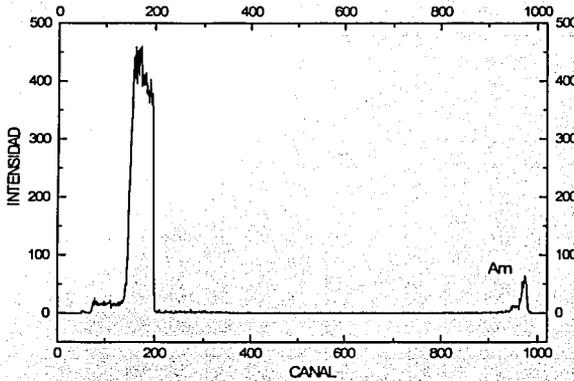


Figura 4.6. (a) El espectro RBS para protones, utilizado para calcular el espesor del blanco de oro.

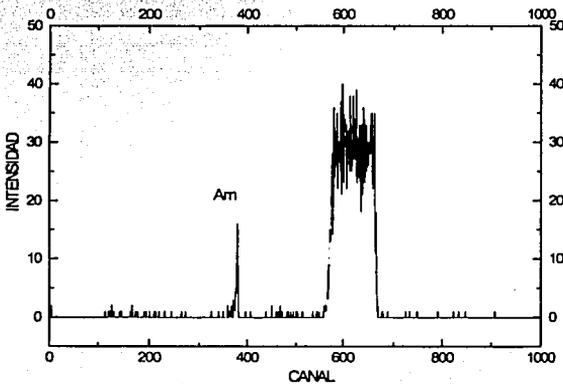


Figura 4.6.(b) El espectro RBS para carbonos, utilizado para calcular el espesor del blanco de oro.

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

#### 4.1.3. El cálculo teórico del número de partículas que se desea que se dispersen en el elástico a un ángulo dado.

Para estas irradiaciones el blanco de oro se coloca girado a  $20^\circ$  con respecto del haz incidente; el espesor del blanco es de  $1.90 \text{ mg/cm}^2$ , para el caso de los protones y de  $0.374 \text{ mg/cm}^2$  para el caso de los carbonos. El objetivo de este cálculo es encontrar la energía con la que las partículas cargadas incidentes interaccionan con la PTR y así conocer la fluencia de partículas que llega a la PTR, dependiendo del ángulo de dispersión y del número de partículas que se detectan en el detector, a un ángulo fijo. El esquema del camino del haz incidente que choca con el blanco de oro, hasta llegar a la PTR se muestra en la figura 4.1.

##### Primer cálculo:

##### La energía de los protones a la salida del blanco de oro.

A la energía incidente inicial  $T_0$  de los protones se le asocia un alcance  $R_0$ , usando las tablas de alcances en oro (Bi, 89), luego se resta:

$$R_B = R_0 - d$$

(4.1)

donde  $R_B$  es el alcance en oro de la partícula cargada después de atravesar la primera mitad del blanco, cuyo espesor vale  $d$ . De la disposición geométrica que se observa en la figura 4.1, puede verse que:

$$d = t / 2 \cos 20^\circ$$

(4.2)

donde  $t$  es el espesor del blanco. Posteriormente a  $R_B$  se le asocia una energía  $T_B$  usando las tablas de poderes de frenado en oro. Esta  $T_B$  es la energía que tiene el haz incidente a la mitad del blanco.

Suponiendo que el choque con el blanco de oro, ocurre a la mitad de su espesor, entonces un protón del haz incidente interacciona con un núcleo de oro, produciendo una dispersión elástica. El protón tiene una energía  $T_C$ , después de la interacción:

$$T_C = K_C T_B$$

(4.3)

en donde  $K_C$  se define como el factor cinemático de la dispersión, y tiene la siguiente forma:

$$K_C = \left[ \frac{M_1 \cos \theta_1 + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta_1}}{M_1 + M_2} \right]^2$$

(4.4)

en que:

$M_1$  es la masa del proyectil y

$M_2$  es la masa del blanco.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

La cinemática de la dispersión elástica se encuentra en el apéndice A.

Asociándole a  $T_C$ , un alcance  $R_C$ , en las tablas de poderes de frenado en oro y haciendo:

$$R_D = R_C - d_I \quad (4.5)$$

donde  $R_D$  es el alcance en oro de las partículas incidentes a la salida del blanco de oro y  $d_I$  es la distancia desde la mitad del espesor del blanco a la salida de éste. Como depende del ángulo de la dispersión,  $d_I$  es distinta para cada ángulo de dispersión y se calcula, como puede verse en la figura 4.1, con la siguiente ecuación:

$$d_I = t / 2 \cos \theta' \quad (4.6)$$

donde  $\theta' = 20^\circ - \theta$  para  $\theta < 20^\circ$   
 $\theta' = \theta - 20^\circ$  para  $\theta > 20^\circ$

Donde  $\theta'$  es el ángulo que forma el haz de partículas a la mitad del blanco con respecto a la perpendicular del haz girada  $20^\circ$ . Ahora a  $R_D$  se le asocia una energía  $T_D$ , en la tabla de poderes de frenado en oro, donde  $T_D$  es la energía del haz incidente a la salida del blanco de oro.

#### Segundo cálculo:

##### La energía depositada en la PTR.

Para el caso de la HD-810. Se calcula la energía  $\Delta T$  que se deposita en la PTR, de la siguiente manera: a  $T_D$  se le asocia un alcance  $R_E$ , según tablas de poderes de frenado en agua. Después se calcula:

$$R' = R_E - t' \quad (4.7)$$

en que  $t'$  es el espesor de la película, que para este caso es de 6 micras ( $6 \times 10^{-6}$  m). Como se utilizan tablas de poderes de frenado en agua, la densidad de ésta es de  $\rho_{\text{agua}} = 1 \text{ g/cm}^3$ . Posteriormente se le asocia una energía  $T'$  a  $R'$ ; para después calcular  $\Delta T$  de la siguiente manera:

$$\Delta T = T_D - T' \quad (4.8)$$

Para el caso de MD-55 y F-3. Debido a que estas películas son mas gruesas, comparadas con la Gaf Chromic (HD-810), la partícula cargada no alcanza a atravesar la PTR; esto implica que se deposita toda la energía  $T_D$ , en la PTR, por lo que no se calcula  $\Delta T$ .

En la sección 2.2.1 se explica el cálculo de la dosis absorbida para diferentes casos dependiendo de la energía, masa del proyectil y del espesor de la película. La dosis se calculó con la ec. 2.14, 2.17 y 2.19, dependiendo del espesor de la película, la energía y el tipo de partícula.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

**Tercer cálculo:**

**La fluencia de partículas que se desea que llegue a la PTR, para que reciba una dosis de radiación predeterminada, D.**

**Para el caso de la HD-810.** Utilizamos la siguiente ecuación:

$$D (\text{Gy}) = ( 1.602 \times 10^{-10} ) \Phi \Delta T / \rho t \quad (4.9)$$

donde  $t = 6 \times 10^{-4}$  cm es el espesor de la película

$\rho = 1.3 \text{ g/cm}^3$  es la densidad de la película

$\Delta T$  en MeV es la energía depositada en la película, y

$1.602 \times 10^{-10}$  es un factor que unifica las unidades.

Despejando  $\Phi$  de la ecuación 4.9 - se obtiene lo siguiente:

$$\Phi = D \rho t / ( 1.602 \times 10^{-10} ) \Delta T \quad (4.10)$$

sustituyendo valores en la ecuación 4.10 se obtiene:

$$\Phi = ( 4.869 \times 10^6 ) D / \Delta T \quad (4.11)$$

la ecuación 4.11 es valida sólo para HD-810.

**Para el caso de MD-55 y F-3.** para calcular la dosis se utilizó la ecuación 2.19

$$D (\text{Gy}) = ( 1.602 \times 10^{-10} ) \Phi T / \rho R \quad (4.12)$$

donde  $R$  = es el alcance de las partículas cargadas en cm

$T$  = es la energía de la partícula cargada en MeV

Para MD-55:

para F-3

$\rho = 1.3 \text{ g/cm}^3$

$\rho = 1.09 \text{ g/cm}^3$  este valor se obtuvo experimentalmente.

$t = 20 \text{ }\mu\text{m}$

$t = 31.9 \text{ }\mu\text{m}$

Para obtener el alcance se utiliza la tabla de poderes de frenado en polietileno. Despejando  $\Phi$  de la ecuación 4.12 se obtiene:

$$\Phi = D \rho R / ( 1.602 \times 10^{-10} ) T \quad (4.13)$$

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

**Cuarto cálculo:**

La relación entre el número de partículas dispersadas que llegan al detector, colocado a un ángulo  $\theta_{det}$  con respecto a la dirección del haz incidente, y el número de partículas  $\Phi$ , que llegan a la PTR, a un ángulo  $\theta_{PTR}$  (Av, 98).

De la relación de Rutherford se observa que si el "proyectil" son partículas cargadas, y de energía constante, al incidir sobre un blanco de oro, de espesor constante, el cociente de las partículas cargadas dispersadas a un ángulo  $\theta_i$  con respecto de las partículas cargadas dispersadas a un ángulo  $\theta_j$ , sólo depende del ángulo de dispersión y de los respectivos ángulos sólidos; esto es,

$$\frac{N(\theta_j)}{N(\theta_i)} = \frac{\text{sen}^4(\theta_j/2)\Delta\Omega_j}{\text{sen}^4(\theta_i/2)\Delta\Omega_i}$$

(4.14)

La relación 4.14 la interpretamos en términos prácticos de la manera siguiente: si medimos con un detector de barrera superficial el número de protones dispersados a un ángulo de referencia (en nuestro caso,  $135^\circ$  para altas fluencias), se puede conocer el número de partículas dispersadas a otro ángulo, sin necesidad de medirlo de manera directa. La medición directa del número de partículas dispersadas que inciden en la PTR no es posible de realizar, a menos que se coloque un detector para cada ubicación angular de la PTR.

Es importante mencionar que los ángulos utilizados son medidos en el sistema de laboratorio y los requeridos por las expresiones anteriores son en el sistema centro de masa, por lo cual se requiere convertirlos al sistema c.m. con la relación:

$$\tan\theta_L = \text{sen}\theta_{cm}(\cos\theta_{cm} + M_1/M_2)$$

(4.15)

donde  $\theta_L$  y  $\theta_{cm}$  son los ángulos medidos en el laboratorio y en el centro de masa, respectivamente;  $M_1$  y  $M_2$  son las masas del núcleo proyectil y del núcleo blanco, respectivamente.

De la relación de Rutherford, se llega a la relación 4.16, como se muestra más detalladamente en el apéndice B:

$$\Phi = \frac{R_{det}^2 \text{sen}^4(\theta/2)_{det} N_{det}}{R_{PTR}^2 \text{sen}^4(\theta/2)_{PTR} A_{det}}$$

(4.16)

Donde  $\Phi$  es el número de partículas dispersadas a un ángulo  $\theta$  con respecto de la dirección original del haz, que llega a la PTR por unidad de área. Despejando  $N_{det}$  de la ecuación 4.16 y luego sustituyendo los parámetros conocidos como son:

$$R_{det} = 8.6 \text{ cm}$$
$$R_{PTR} = 7.7 \text{ cm}$$

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

$r_{\text{colimador}} = 0.099 \text{ cm} \Rightarrow A_{\text{det}} = 0.0308 \text{ cm}^2$   
 $\theta_{\text{det}} = 135^\circ$  tanto en las irradiaciones con protones como con carbonos. Se obtiene:

$$N_{\text{det}} = \frac{\Phi \text{ sen}^4(\theta/2)_{\text{PTR}} (\text{partículas})}{29.5}$$

(4.17)

despejando  $\Phi$  se obtiene:

$$\Phi = \frac{N_{\text{det}} \cdot 29.5 \text{ (cm}^{-2}\text{)}}{\text{sen}^4(\theta/2)_{\text{PTR}}}$$

(4.18)

Las relaciones 4.17 y 4.18 son válidas para las tres películas usadas.

El intervalo de sensibilidad de las PTR es el siguiente:

PELICULA	INTERVALO DE SENSIBILIDAD (Gy)
HD-810	(7, 10 <sup>3</sup> )
MD-55	(2, 10 <sup>2</sup> )
F-3	(5 x 10 <sup>3</sup> , 50 x 10 <sup>3</sup> )

De aquí en adelante llamaremos a HD-810 como G- por ser la película GafChromic menos sensible y a MD-55 como G+ por ser la más sensible.

En el caso de G-, se utilizó la ecuación 4.11 para calcular  $\Phi$ , para lo cual hay que asignar un valor a la dosis que se desea aplicar a una región ( $\theta_{\text{PTR}}$ ) de la película. Se eligió la dosis correspondiente al extremo superior del intervalo útil de dosis de G- (10<sup>3</sup> Gy), para el ángulo de menor dispersión del haz en la película, esto es  $\theta_{\text{PTR}} = 15.5^\circ$ . Una vez obtenida  $\Phi$ , se sustituye su valor en la ecuación 4.17, donde  $\theta_{\text{PTR}} = 15.5^\circ$  debido a la geometría en la colocación del dispositivo experimental. Así obtenemos el número de cuentas en el detector  $N_{\text{det}}$ . Fijando este valor y sustituyendo en la ecuación 4.18, con  $\theta_{\text{PTR}} = 64.5^\circ$  que es el ángulo del extremo final del dispositivo experimental donde va ir colocada la PTR, se obtiene la fluencia en esa posición y por lo tanto la dosis esperada. Para el caso de F-3 y G+ el cálculo es análogo, sólo que ahora se utiliza la ecuación 4.13 en lugar de la 4.11.

**4.2 El equipo experimental**

El equipo electrónico asociado a la detección de las partículas cargadas aceleradas, en el Peletrón, que chocan con un blanco de oro y se dispersan un ángulo  $\theta_{\text{det}}$ , con la dirección original del haz, al cual se encuentra colocado el detector de barrera superficial es:

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

- a) El detector de barrera superficial (DBS).
- b) El preamplificador.
- c) La fuente de alto voltaje.
- d) El generador de pulsos.
- e) El amplificador.
- f) El analizador de pulsos monocanal (timing SCA).
- g) La compuerta lineal de pulsos (linear gate stretcher).
- h) El osciloscopio.
- i) La copa de Faraday.

El diagrama de bloques del circuito utilizado se muestra en la figura 4.8

**4.2.1. El Peletrón.** El Peletrón es un acelerador electrostático de partículas del tipo tandem de 3 MV y es capaz de acelerar una variedad de iones en un intervalo de energías. Se utiliza en experimentos de retrodispersión, PIXE, implantación de iones y física nuclear. El acelerador consiste de una estructura con soporte aislante, de alto voltaje; un sistema de carga que produce el alto voltaje y el tubo de aceleración a través del cual pasa el haz de iones; en el centro del acelerador se encuentra la terminal de alto voltaje. El principio de operación es simple, el haz se produce en una fuente de iones negativos donde son pre-acelerados a energías pequeñas del orden de 40-80 keV, los iones negativos son atraídos por la terminal de alto voltaje, que está cargada positivamente y así son acelerados. Una vez dentro de la terminal los iones negativos entran a un dispositivo conocido como "stripper", donde se les extraen dos o más electrones hasta convertirse en iones positivos; éstos salen hasta la segunda etapa del acelerador, donde son repelidos por la terminal de alto voltaje y así acelerados otra vez, a través del tubo de aceleración de alta energía, hasta el otro extremo del acelerador. El Peletrón utiliza cadenas cargadas que consisten de cilindros de acero (o cápsulas, del inglés, pellets, de donde se origina la palabra Peletrón) junto con conexiones de material aislante sólido tal y como el nylon. Los cilindros metálicos, que están cargados, salen por una polea a potencial a tierra, y la carga se traslada cuando ellos pasan sobre la polea, a una terminal de alto potencial (alto voltaje). Esta doble aceleración duplica la energía de los iones con una sola carga, es decir una energía mayor que se obtendría en un acelerador de una sola etapa con la misma terminal de alto voltaje. Los intervalos máximos de voltajes de operación son de 200 kV a 25 MV y tiene una corriente de haz de pocos microamperes a 0.8 miliamperes. Las máquinas que dan 1 MV o más están encerradas en tanques de presión y están aisladas por gas de hexafluoruro de azufre (SF<sub>6</sub>) a presiones superiores a las 8 atm (800 kilopascales). Este arreglo puede también ser usado para acelerar electrones si la terminal está a una polaridad negativa y la fuente de electrones está en la terminal. Comúnmente los aceleradores de dos pasos o tandem, han utilizado una columna de acabado doble, extendiéndose a través del tanque encapsulado de un extremo al otro, con una terminal de alto potencial al centro. En la figura 4.7 se muestra un esquema del Peletrón.

#### **4.2.2. El equipo electrónico asociado.**

**4.2.2.a El detector de barrera superficial ( DBS ).** Los detectores de barrera superficial son semiconductores de estado sólido y consisten en un cristal de silicio o de germanio que contiene impurezas que le permiten conducir electricidad. El semiconductor que tiene mayor movilidad se llama tipo P; el movimiento de cargas es por electrones. El semiconductor que tiene mayor número de electrones se denomina tipo N. En la unión de dos semiconductores N-P se forma una barrera de potencial cuando se aplica un voltaje, es decir, una línea de cargas positivas y negativas quedando una neutralidad eléctrica, llamada zona de depleción. Al incidir la radiación se produce ionización y así se liberan cargas móviles que se pueden recolectar en un par de electrodos. Su operación se parece a la de una cámara de ionización, excepto que, en vez de interactuar en un gas, las cargas se desplazan dentro de un cristal sólido. También con estos detectores se tiene información sobre la energía de la radiación. Los de silicio se usan para detectar partículas cargadas y rayos X; y los de germanio para rayos  $\gamma$ .

**4.2.2.b El preamplificador.** Es un dispositivo que tiene las siguientes funciones (a) como acoplamiento de impedancias entre el sistema de detección y la electrónica ( es muy importante acoplar, para que no se pierda la información ) y (b) mejorar la relación entre la señal y el ruido.

**4.2.2.c La fuente de alto voltaje.** Sirve para alimentar al DBS. Esto es, para darle un voltaje de polarización.

**4.2.2.d El generador de pulsos.** Son usados en sistemas de procesamientos de pulsos para simular la detección de un evento en el detector con un pulso electrónico. Genera pulsos de precisión estable, manda señales en forma de pulsos cuadrados o senoidales y tiene la función de poder atenuar estos pulsos, en cierto intervalo de atenuación por algunos factores. Se utiliza físicamente para calibración de sistemas y para pruebas de estabilidad, también para verificar que los componentes individuales de un sistema operen adecuadamente.

**4.2.2.e El amplificador.** Es uno de los componentes más importantes en un sistema de procesamiento de pulsos, es un instrumento versátil para usarse con todos los tipos de pulsos de los detectores de radiación; amplifica algún espectro de frecuencia dentro de unos límites de ancho de banda. Aumenta la información obtenida, en tamaño, sin alterarla.

**4.2.2.f El ancho de pulsos monocanal.** La amplitud de un pulso analógico en la entrada de un amplificador es típicamente proporcional a la carga liberada en el detector o la energía del evento detectado, la selección de un intervalo de niveles de señales en la salida del amplificador es equivalente a seleccionar un intervalo de energías o carga de esos eventos; esto puede realizarse usando este analizador de pulsos monocanal, es decir, permite el paso de pulsos de cierta altura menor (abriendo una ventana inferior) hasta de una altura mayor (abriendo una ventana superior). Con la ventana inferior se discrimina parte del ruido

electrónico. De esta forma se analizan pulsos entre estos dos niveles, además de analizar la altura de los pulsos también analiza la señal de tiempo.

**4.2.2.g La compuerta lineal de pulsos.** Provee una duración variable de la compuerta, es decir el tiempo en que pueden pasar los pulsos. Permite el paso y el bloqueo de señales analógicas en un intervalo de voltaje.

**4.2.2.h El osciloscopio.** Nos permite visualizar si la señal de entrada corresponde a la señal de salida. Si existe diferencia corresponde a la cantidad de ruido electrónico que se está generando. Si la señal de entrada es igual a la de salida, se puede empezar con toda confianza la irradiación.

**4.2.2.i La copa de Faraday.** La copa de Faraday consiste de un cilindro hueco de material absorbente (Aluminio), el cual es suficientemente denso para frenar el haz, colocado sobre aislantes dentro de la cámara de investigación del Peletrón. La carga del haz es transferida al bloque absorbente y el número de partículas en el haz puede ser calculado por la carga colectada. La copa de Faraday debe ser colocada detrás del blanco (en dirección del haz a 0°) y las fluencias bajas no pueden ser medidas exactamente porque la carga colectada es pequeña. La copa de Faraday mide el número de partículas incidentes a cero grados, para poder medir 1 coulomb se necesita medir  $6.25 \times 10^{18}$  electrones. (Hi, 56).

**4.2.3 El equipo lector de las películas.** Además del equipo electrónico también se utilizó el equipo lector de las PTR, el cual consiste de un digitalizador de imágenes ( Escáner ) y un programa comercial asociado llamado OSIRIS.

**4.2.3.a El digitalizador de imágenes ( Escáner ).** Debido a la alta resolución del escáner, éste garantiza un método de lectura con el cual pueden extraerse todos los datos disponibles en una imagen. Los escáners modernos, son a menudo usados para digitalizar fotografías para fines de publicidad; como estos equipos ofrecen gran resolución, las imágenes se obtienen relativamente fácil y rápidamente (Tg, 98). El escáner utilizado en este trabajo fue un Microtek Scanner y el programa asociado es el Corel Photo-Paint para Windows. El escáner tiene la capacidad de producir imágenes a color en tres componentes: rojo, verde y azul. La intensidad del componente rojo varía con la dosis debido al pico de absorción de la película en la parte roja del espectro. M. A. Stevens, J. R. Turner, R. P. Hugtenburg y P. H. Butler estudiaron la relación entre la dosis y la intensidad de cada componente de color, con la de la señal del escáner para imágenes blancas y negras. La variación de la señal del escáner con la dosis para imágenes blancas y negras que encontraron es más suave que para alguno de los componentes del color, por lo tanto el modo de imágenes fotográficas blancas y negras es más útil para este fin. Este modo utiliza 256 tonos de gris, con una señal del escáner de 255 para objetos blancos y 0 para objetos negros. La técnica del escáner provee más información en la distribución de dosis que con la de un densitómetro de banda ancha y baja resolución. La digitalización de la película es más rápida y es un proceso relativamente simple que requiere menos costo. En la figura 4.9 se muestra el equipo lector (St, 96).

4.2.3.b El programa Osiris. Es un software comercia utilizado para medir los tonos de gris de las películas digitalizadas.

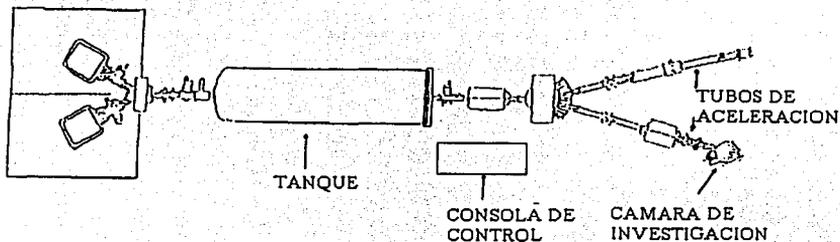
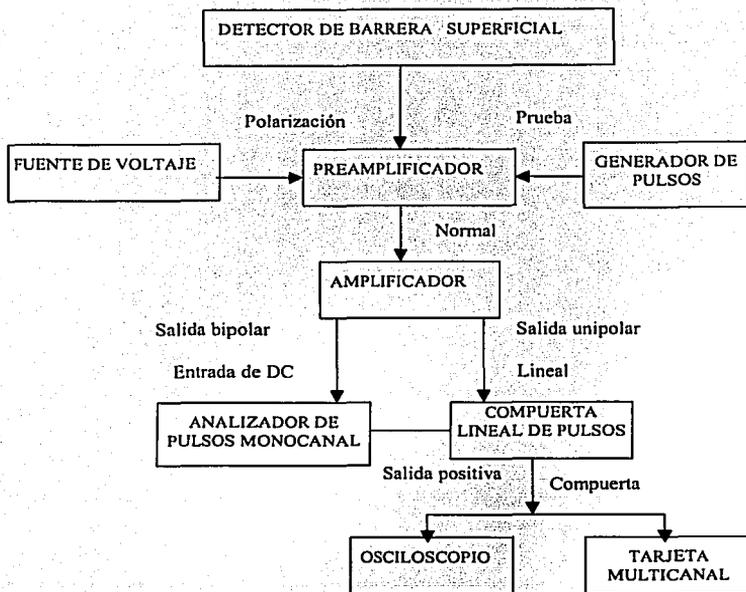


Figura 4.7 El acelerador de partículas cargadas Peletrón del IFUNAM, donde se realizaron las irradiaciones de las películas de tinte radiocrómico.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

Figura 4.8 Diagrama de bloques del equipo electrónico utilizado para medir la fluencia de partículas.

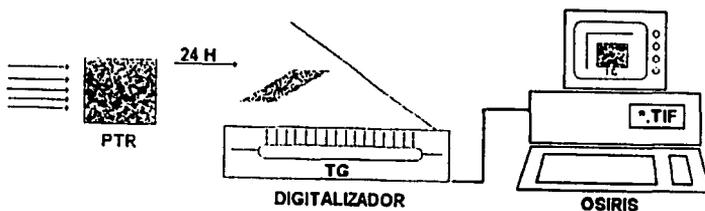


Figura 4.9 El equipo lector (escáner y computadora) utilizado para leer el tono de gris de las PTR.

## Capítulo V

### Los resultados y su análisis

#### 5.1 El análisis experimental

Después de la irradiación de las PTR, éstas se almacenaron en el laboratorio de dosimetría por un periodo de 24 h, para poder leer su respuesta. Como se mencionó anteriormente, el escáner utilizado en este trabajo fue un Microtek Scanner y el software asociado es el Corel Photo-Paint para windows y un programa de cómputo comercial llamado Osiris. El procedimiento para la digitalización de las PTR, que se utilizó fue el siguiente:

#### EL PROCEDIMIENTO PARA LA DIGITALIZACION DE LAS PTR

1. Encender el escáner y la PC.
2. Se colocan las PTR apuntando hacia abajo y sobre éstas se coloca una hoja fotográfica blanca, ejerciendo presión sobre el escáner.
3. Se abre el programa Corel5 → Corel Photo-Paint.
4. En el menú de *File*, ir a *Select Source seleccionar origen*, aparece la ventana de *Select Source* y seleccionar *Microtek ScanWizard*.
5. Volvemos al menú de *File*, ir a *Acquire*, aparece la ventana de *Preview*, en el menú de *Scanner* seleccionar *E3, ID = 6*, y en el menú de *View* seleccionar *Show Setting window* donde se seleccionan las condiciones de trabajo, las cuales se explican en el siguiente punto.
6. Las condiciones y parámetros con los que se trabajaron son los siguientes:

Type → 256 Shades of Gray  
Resolution → 300 dpi  
Input x Scaling = output  
W : A 100 % C  
H : B D  
No autocontrast  
Brightness 0 %  
Contrast 0 %  
Descreen none  
Filter none  
Channel Master  
Shadow 0  
Highlight 255  
Midtone 1.00  
Exposure 0 %

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

En que A, B, C y D son valores variables que definen el tamaño de la imagen. Una vez seleccionados estos parámetros hacemos clic en *reset* y se seleccionan los siguientes parámetros:

- x \_ Shadow and Highlight
  - x \_ Curve
  - x \_ Brightness and Contrast
  - x \_ Exposure
  - x \_ Filter
- y se selecciona *reset*.

7. En la ventana de *Preview*, seleccionar el icono de *preview*, no olvidando hacer presión sobre el escáner; en ese momento se empieza la digitalización. Después se marca sólo la zona de interés de la figura, con el fin de no utilizar mucha memoria del CPU; en seguida se selecciona *Scan* y aparece sólo la zona marcada de la figura. Luego guardar el archivo con el nombre deseado con la extensión de *BITMAP.TIFF* (\* .Tif).

La forma de las PTR digitalizadas, irradiadas con protones y carbonos, se observa en la figura 5.1 en tono de grises y 5.2 a color respectivamente.

Después de la digitalización de las PTR, se procedió a leer la respuesta de éstas, es decir el tono de gris, con el programa de cómputo llamado *Osiris*. Para tener una referencia de la dosis recibida en las distintas zonas de la película (que está cortada en una tira que ocupa todo el soporte), se marcan las posiciones correspondientes a los distintos ángulos de dispersión con respecto a la dirección inicial del haz. Estas marcas ayudan a medir la respuesta en la posición precisa. Para conocer algunas lecturas de puntos intermedios es necesario conocer exactamente la ubicación en grados de esos puntos, y así asociarle su dosis correspondiente. Entonces para poder leer exactamente en la posición correcta, se midió la distancia (en cm) que existe entre dos puntos consecutivos del portadosímetro (la diadema) y con una regla de tres se obtiene a cuánto equivale un grado en cm. Esta ecuación sólo es válida si la curvatura de la diadema corresponde a un sector de circunferencia cuyo radio es R.

$$\begin{aligned} 360^\circ & \text{---} 2\pi R \\ 1^\circ & \text{---} x \\ \Rightarrow 1^\circ & = 0.1344 \text{ cm} \end{aligned}$$

Donde R es la distancia del blanco a la diadema en cm, y en este caso  $R_{PTR} = 7.7$  cm. Para conocer la equivalencia de 1 cm en píxeles, las cuales son las unidades en que se mide en el programa *Osiris*, se recortó un cuadrado de acetato 1 cm de lado, después se digitalizó y se midió la distancia de uno de sus lados en píxeles (con *Osiris*), con lo que se obtuvo:

$$1 \text{ cm} = 118 \text{ píxeles}$$

De esta manera se conoce a cuánto le corresponde 1° en píxeles.

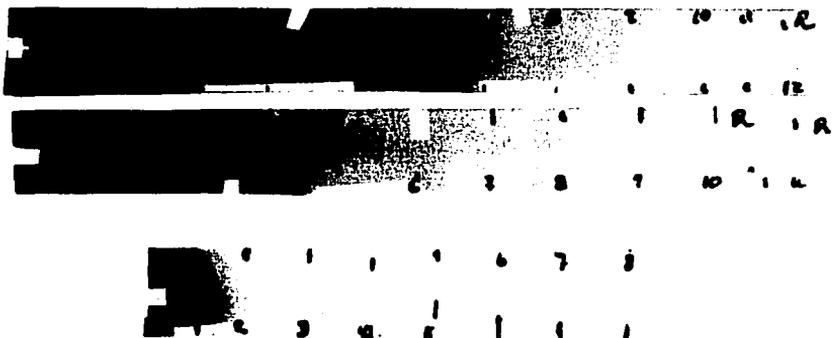


Figura 5.1 (a) Imagen de las PTR digitalizadas, irradiadas con protones de 1 MeV de energía nominal. De arriba hacia abajo, G+, G- y F-3.

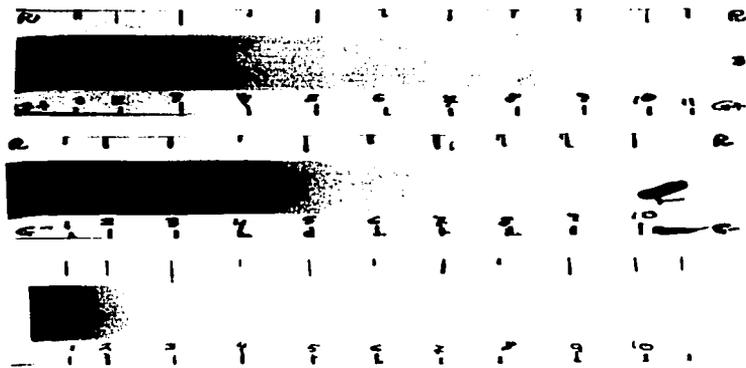


Figura 5.1 (b) Imagen de las PTR digitalizadas, irradiadas con carbonos de 14 MeV de energía nominal. De arriba hacia abajo, G+, G- y F-3.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

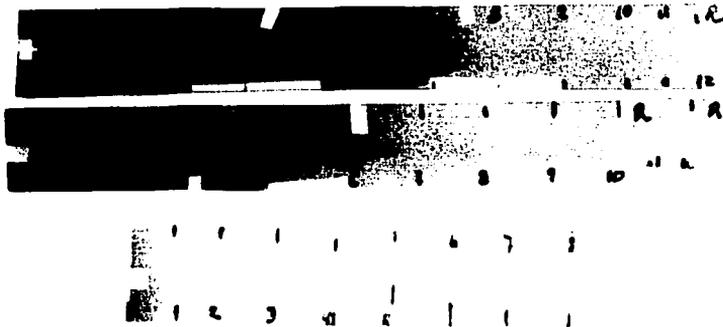


Figura 5.2 (a) Imagen de las PTR digitalizadas, irradiadas con protones de 1 MeV de energía nominal. De arriba hacia abajo, G+, G- y F-3, a color.

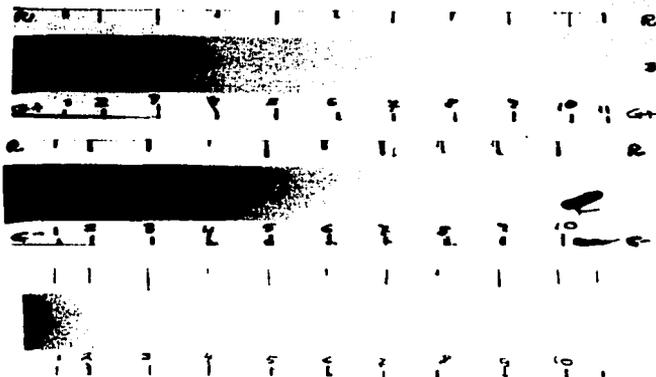


Figura 5.2 (b) Imagen de las PTR digitalizadas, irradiadas con carbonos de 14 MeV de energía nominal. De arriba hacia abajo, G+, G- y F-3, a color.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Para conocer la dosis depositada en la PTR en cada una de las tres irradiaciones, con el haz de protones, utilizamos la ecuación 4.9 para G- y la ecuación 4.12 para G+ y F-3, en donde se desconocen los valores de  $\Phi$ ,  $\Delta T$  y  $T_D$ . La fluencia  $\Phi$  se determina con la ecuación 4.18, donde  $N_{det}$  es el valor experimental que se obtuvo del número de partículas colectadas en el detector al final de cada corrida en la irradiación de las PTR, y son los siguientes:

$$\begin{aligned}
 N_{det} &= 36013 \text{ cuentas} && \text{irradiación de G+} \\
 N_{det} &= 331059 \text{ cuentas} && \text{irradiación de G-} \\
 N_{det} &= 3399547 \text{ cuentas} && \text{irradiación de F-3}
 \end{aligned}$$

Los valores de la fluencia para las tres irradiaciones con protones se observan en la tabla 5.1.

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	Fluencia $\Phi$ (cm <sup>-2</sup> ) G+	Fluencia $\Phi$ (cm <sup>-2</sup> ) G-	Fluencia $\Phi$ (cm <sup>-2</sup> ) F-3
	13.5	5.733E+10	5.271E+11	5.255E+11
	14.5	4.314E+10	3.966E+11	3.954E+11
1	15.5	3.309E+10	3.042E+11	3.033E+11
	17.75	1.931E+10	1.776E+11	1.770E+11
	18.9	1.506E+10	1.384E+11	1.380E+11
2	20	1.203E+10	1.106E+11	1.103E+11
	24	5.856E+09	5.383E+10	5.367E+10
	26	4.273E+09	3.928E+10	3.916E+10
3	28	3.195E+09	2.937E+10	2.928E+10
	29.75	2.520E+09	2.316E+10	2.309E+10
	31.5	2.016E+09	1.853E+10	1.847E+10
	33.25	1.633E+09	1.501E+10	1.497E+10
4	35	1.338E+09	1.230E+10	1.227E+10
	38.5	9.262E+08	8.514E+09	8.488E+09
5	42	6.634E+08	6.099E+09	6.080E+09
	44	5.557E+08	5.108E+09	5.093E+09
	46	4.695E+08	4.316E+09	4.303E+09
	48	3.998E+08	3.675E+09	3.664E+09
6	50	3.430E+08	3.153E+09	3.144E+09
	53.75	2.621E+08	2.409E+09	2.402E+09
7	57.5	2.044E+08	1.879E+09	1.874E+09
	61	1.649E+08	1.516E+09	1.511E+09
8	64.5	1.350E+08	1.241E+09	1.237E+09
9	72	9.167E+07	8.427E+08	8.402E+08

Tabla 5.1 Valores de las fluencias a diferentes ángulos de dispersión, en las tres irradiaciones de las PTR con protones de 1 MeV de energía nominal.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Para el cálculo de  $\Delta T$  y  $T_D$  se siguen los pasos del numeral 4.1.3. Los valores del factor cinemático  $K_C$ , la energía a la salida del blanco de oro,  $T_B$ , y la energía depositada en las 6 micras de PTR ( $G^-$ ),  $\Delta T$ , se encuentran en la tabla 5.2. PI es la posición en el soporte de irradiación, y los espacios vacíos en esa columna corresponden a posiciones intermedias.

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	$K_C$	$T_C = K_C T_B$ (MeV)	$T_D$ (MeV)	$\Delta T = T_D - T'$ (MeV)
	13.5	0.9997	0.9352	0.8722	0.1856
	14.5	0.9997	0.9352	0.8723	0.1856
1	15.5	0.9996	0.9352	0.8723	0.1856
	17.75	0.9995	0.9351	0.8725	0.1855
	18.9	0.9995	0.9350	0.8725	0.1855
2	20	0.9994	0.9349	0.8725	0.1855
	24	0.9991	0.9347	0.8720	0.1855
	26	0.9990	0.9345	0.8710	0.1857
3	28	0.9988	0.9344	0.8710	0.1857
	29.75	0.9987	0.9342	0.8710	0.1857
	31.5	0.9985	0.9341	0.8705	0.1858
	33.25	0.9983	0.9339	0.8690	0.1860
4	35	0.9982	0.9338	0.8690	0.1860
	38.5	0.9978	0.9334	0.8680	0.1867
5	42	0.9974	0.9330	0.8660	0.1870
	44	0.9971	0.9328	0.8645	0.1882
	46	0.9969	0.9326	0.8625	0.1875
	48	0.9966	0.9323	0.8610	0.1877
6	50	0.9964	0.9321	0.8600	0.1877
	53.75	0.9958	0.9316	0.8560	0.1883
7	57.5	0.9953	0.9311	0.8515	0.1892
	61	0.9948	0.9306	0.8470	0.1903
8	64.5	0.9942	0.9301	0.8420	0.1910
9	72	0.9930	0.9289	0.8263	0.1940

Tabla 5.2. Se muestran los valores del factor cinemático ( $K_C$ ), la energía de la partícula a la salida del blanco de oro ( $T_D$ ) y la energía ( $\Delta T$ ), depositada en 6 micras de PTR ( $G^-$ ), para los ángulos experimentales de interés, durante la irradiación de ésta con protones de 1 MeV de energía nominal.

Una vez obtenidos los valores de  $\Phi$ ,  $\Delta T$  y  $T_D$  se obtiene la dosis depositada en las PTR. Se muestran los resultados de la dosis depositada en  $G^+$  irradiada con protones de energía nominal de 1 MeV, en la tabla 5.3. Los resultados de la dosis depositada en  $G^-$  irradiada con protones de energía nominal de 1 MeV, en la tabla 5.4. Los resultados de la dosis depositada en F-3 irradiada con protones de energía nominal de 1 MeV, en la tabla 5.5.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	$T_D$ (MeV)	Fluencia $\Phi$ (cm <sup>-2</sup> )	Alcance g/cm <sup>2</sup>	Alcance (cm)	Dosis (Gy)
3	28	0.8710	3.195E+09	1.986E-03	1.986E-03	172.65
	29.75	0.8710	2.520E+09	1.986E-03	1.986E-03	136.18
	31.5	0.8705	2.016E+09	1.984E-03	1.984E-03	108.98
	33.25	0.8690	1.633E+09	1.979E-03	1.979E-03	88.37
4	35	0.8690	1.338E+09	1.979E-03	1.979E-03	72.42
	38.5	0.8680	9.262E+08	1.975E-03	1.975E-03	50.16
	42	0.8660	6.634E+08	1.968E-03	1.968E-03	35.98
5	44	0.8645	5.557E+08	1.960E-03	1.960E-03	30.20
	46	0.8625	4.695E+08	1.956E-03	1.956E-03	25.51
	48	0.8610	3.998E+08	1.951E-03	1.951E-03	21.74
6	50	0.8600	3.430E+08	1.948E-03	1.948E-03	18.66
	53.75	0.8560	2.621E+08	1.934E-03	1.934E-03	14.29
7	57.5	0.8515	2.044E+08	1.919E-03	1.919E-03	11.18
	61	0.8470	1.649E+08	1.903E-03	1.903E-03	9.04
8	64.5	0.8420	1.350E+08	1.886E-03	1.886E-03	7.43
9	72	0.8263	9.167E+07	1.833E-03	1.833E-03	5.09

Tabla 5.3. Valores de la dosis para G+ irradiada con protones de 1 MeV de energía nominal.

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	$\Delta T = T_D - T'$ (MeV)	Fluencia $\Phi$ (cm <sup>-2</sup> )	Dosis (Gy)
3	28	0.1857	2.937E+10	1120.07
	29.75	0.1857	2.316E+10	883.42
	31.5	0.1858	1.853E+10	707.10
	33.25	0.1860	1.501E+10	573.50
4	35	0.1860	1.230E+10	469.98
	38.5	0.1867	8.514E+09	326.48
5	42	0.1870	6.099E+09	234.24
	44	0.1882	5.108E+09	197.45
6	50	0.1877	3.153E+09	121.56
7	57.5	0.1892	1.879E+09	73.03
8	64.5	0.1910	1.241E+09	48.67
9	72	0.1940	8.427E+08	33.58

Tabla 5.4. Valores de la dosis para G- irradiada con protones de 1 MeV de energía nominal.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	$T_D$ (MeV)	Fluencia $\Phi$ (cm <sup>-2</sup> )	Alcance g/cm <sup>2</sup>	Alcance (cm)	Dosis (Gy)
	33.25	0.8690	1.50E+10	1.713E-03	1.822E-03	1039.42
4	35	0.8690	1.23E+10	1.713E-03	1.822E-03	851.80
	38.5	0.8680	8.49E+09	1.710E-03	1.819E-03	589.84
5	42	0.8660	6.08E+09	1.704E-03	1.813E-03	423.03
	44	0.8645	5.09E+09	1.699E-03	1.807E-03	354.74
	46	0.8625	4.30E+09	1.693E-03	1.801E-03	300.08
6	48	0.8610	3.66E+09	1.688E-03	1.796E-03	255.87
	50	0.8600	3.14E+09	1.685E-03	1.793E-03	219.66
	53.75	0.8560	2.40E+09	1.673E-03	1.780E-03	168.22
7	57.5	0.8515	1.87E+09	1.659E-03	1.765E-03	131.66
	61	0.8470	1.51E+09	1.645E-03	1.750E-03	106.53
8	64.5	0.8420	1.24E+09	1.630E-03	1.734E-03	87.47
	72	0.8263	8.40E+08	1.582E-03	1.683E-03	60.08

Tabla 5.5. Valores de la dosis para F-3 irradiada con protones de 1 MeV de energía nominal.

En las tablas 5.6, 5.7 y 5.8 se muestran los valores de las dosis, con su incertidumbre asociada, para cada una de las PTR en las tres irradiaciones (el detalle del cálculo de las incertidumbres se explica en el apéndice D), el valor del tono de gris con su incertidumbre asociada y el valor de la respuesta con su respectiva incertidumbre, la cual se calculó como se explica en el numeral 3.3.3.A del capítulo 3.

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	Dosis (MeV)	$\pm \sigma_{Dosis}$	Tono de gris TG	$\pm \sigma_{TG}$	$\text{Log}(TG_r / TG) \pm \sigma_{Respuesta}$	
3	28	172.65	13.02	80	3	0.436	0.016
	29.75	136.18	9.73	97	3	0.352	0.013
	31.5	108.98	7.41	113	2	0.286	0.008
4	33.25	88.37	5.73	127	1	0.235	0.003
	35	72.42	4.50	136	2	0.206	0.006
	38.5	50.16	2.88	151	1	0.160	0.003
5	42	35.98	1.92	161	1	0.132	0.003
	46	25.51	1.27	170	1	0.109	0.003
6	50	18.66	0.87	178	1	0.089	0.002
7	57.5	11.18	0.47	190	1	0.060	0.002
8	64.5	7.43	0.29	196	1	0.047	0.002
9	72	5.09	0.19	200	1	0.038	0.002

Tabla 5.6. Valores de la respuesta y la dosis para G+, donde  $TG_r = 218.4 \pm 2.3$  y  $\sigma_{Respuesta} = 0.4343 [(\sigma_{TG_r} / TG_r)^2 + (\sigma_{TG} / TG)^2]^{1/2}$

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

# TESIS CON FALLA DE ORIGEN

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	Dosis (MeV)	$\pm \sigma_{Dosis}$	Tono de gris TG	$\pm \sigma_{TG}$	Log( TG <sub>r</sub> / TG )	$\pm \sigma_{Respuesta}$
3	28	1120.1	84.3	32	3	0.851	0.041
	29.75	883.4	63.0	37	2	0.788	0.023
	31.5	707.1	47.9	46	2	0.694	0.019
	33.25	573.5	37.1	56	3	0.608	0.023
4	35	470.0	29.1	70	2	0.512	0.012
	38.5	326.5	18.6	95	2	0.379	0.009
5	42	234.2	12.5	113	2	0.304	0.008
	44	197.5	10.1	123	2	0.267	0.007
6	50	121.6	5.7	143	1	0.201	0.003
7	57.5	73.0	3.1	160	1	0.152	0.003
8	64.5	48.7	1.9	174	2	0.116	0.005
9	72	33.6	1.2	185	1	0.089	0.002

Tabla 5.7. Valores de la respuesta y la dosis para G-, donde  $TG_r = 227.3 \pm 3.9$  y  $\sigma_{Respuesta} = 0.4343 [ (\sigma_{TG_r} / TG_r)^2 + (\sigma_{TG} / TG)^2 ]^{1/2}$

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	Dosis (MeV)	$\pm \sigma_{Dosis}$	Tono de gris TG	$\pm \sigma_{TG}$	Log( TG <sub>r</sub> / TG )	Alcance (mm)	Log( TG <sub>r</sub> / TG ) Alcance (mm)	$\pm \sigma_{Respuesta}$ Alcance (mm)
1	13.5	36413.9	16.9	155	3	0.198302	0.018330	10.818	0.459
	14.5	27403.0	15.7	168	3	0.163325	0.018330	8.910	0.423
	15.5	21018.7	14.7	183	3	0.126183	0.018330	6.884	0.388
	17.75	12264.2	12.8	204	2	0.079004	0.018340	4.308	0.232
2	18.87	9561.3	12.1	211	2	0.064352	0.018340	3.509	0.224
	20	7641.7	11.4	218	2	0.050177	0.018340	2.736	0.217
	24	3718.4	9.4	231	1	0.025022	0.018330	1.365	0.103
	26	2716.6	8.7	235	1	0.017566	0.018290	0.960	0.101
	28	2030.9	8.1	237	1	0.013886	0.018290	0.759	0.100
	29.75	1601.8	7.6	239	1	0.010236	0.018290	0.560	0.099
	31.5	1281.4	7.1	241	1	0.006617	0.018280	0.362	0.099

Tabla 5.8. Valores de la respuesta y la dosis para F-3, donde  $TG_r = 244.7 \pm 3.5$  y  $\sigma_{Respuesta} = 0.4343 [ (\sigma_{TG_r} / TG_r)^2 + (\sigma_{TG} / TG)^2 ]^{1/2}$ . En este caso la respuesta se normaliza por el alcance de los protones en la película (mm), usando tablas de poderes de frenado en polietileno.

La respuesta de las PTR se correlaciona con la dosis a través de una gráfica de la respuesta como función de la dosis. A continuación se muestran tales gráficas obtenidas con los valores de las tablas 5.6, 5.7 y 5.8, para cada una de la PTR, en las tres irradiaciones con un haz de protones de 1 MeV de energía nominal, (figuras 5.3 a 5.8)

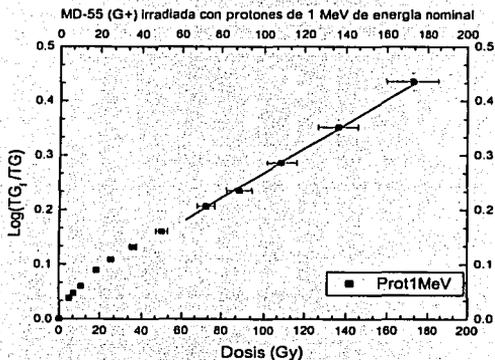


Figura 5.3. Respuesta como función de la dosis para G+ irradiada con protones de 1 MeV de energía nominal.

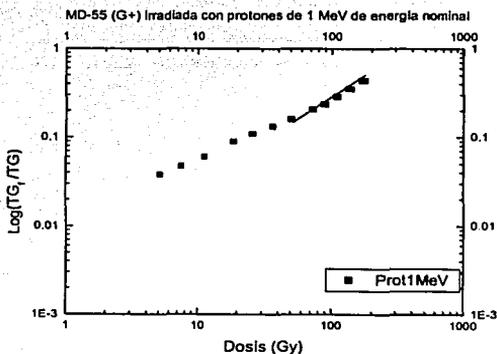


Figura 5.4. Respuesta como función de la dosis para G+ irradiada con protones de 1 MeV de energía nominal, graficada en escala log-log, para mostrar más detalle del comportamiento de la respuesta.

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

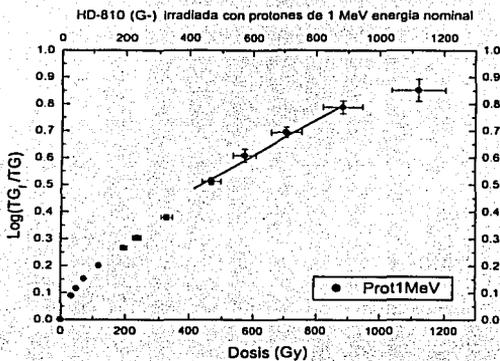


Figura 5.5. Respuesta como función de la dosis para G- irradiada con protones de 1 MeV de energía nominal.

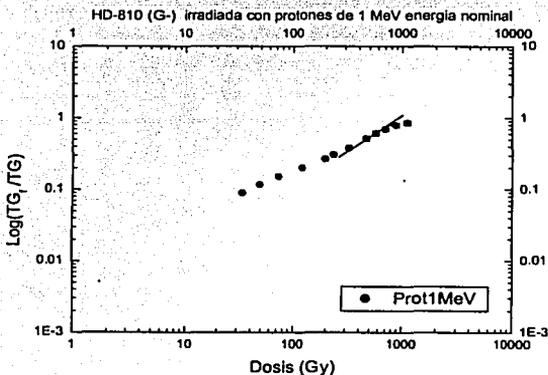


Figura 5.6. Respuesta como función de la dosis para G- irradiada con protones de 1 MeV de energía nominal, graficada en escala log-log, para mostrar más detalle del comportamiento de la respuesta.

TESIS CON  
FALLA DE COPIEN

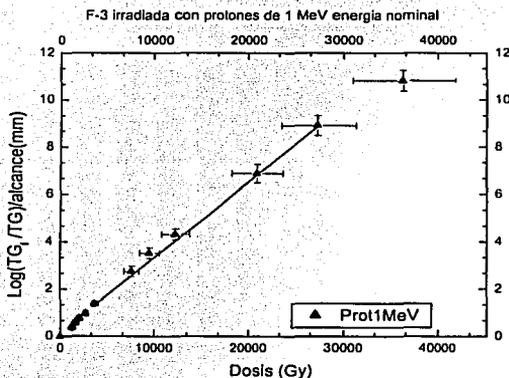


Figura 5.7. Respuesta como función de la dosis para F-3 irradiada con protones de 1 MeV de energía nominal.

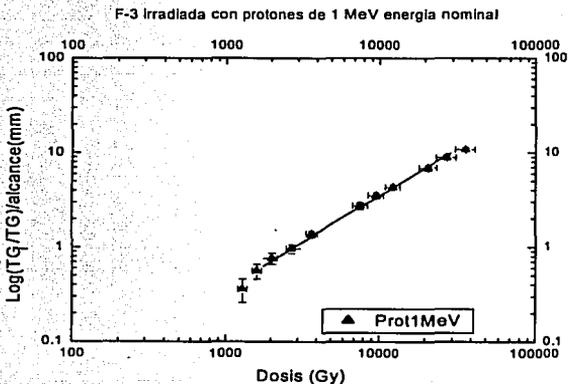


Figura 5.8. Respuesta como función de la dosis para F-3 irradiada con protones de 1 MeV de energía nominal, graficada en escala log-log, para mostrar más detalle del comportamiento de la respuesta.

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Como puede verse en las figuras 5.3 a 5.8, las tres películas irradiadas con protones de 1 MeV tienen un comportamiento similar: una zona más que lineal, seguida por una lineal y después se observa saturación. Los intervalos para cada zona son distintos para cada película, debido a sus diferentes sensibilidades e intervalo de uso. Los intervalos de las dos últimas zonas son:

PELICULA	LINEAL	INICIO DE SATURACION
MD-55	70-135 Gy	≈160 Gy
HD-810	450-880 Gy	≈1100 Gy
F-3	2000-36,000 Gy	≈36,000 Gy

Para el caso de la irradiación de las PTR con un haz de carbonos de 14 MeV de energía nominal, el procedimiento para obtener los resultados de la respuesta como función de la dosis fue análogo al de protones. Para conocer la dosis depositada en la PTR por el haz de carbonos, utilizamos la ecuación 4.9 para G- y la ecuación 4.12 para G+ y F-3, en donde se desconocen los valores de  $\Phi$ ,  $\Delta T$  y  $T_D$ . Para calcular la fluencia  $\Phi$  se usa la ecuación 4.18, donde  $N_{det}$  es el valor experimental del número de partículas colectadas en el detector al final de cada corrida en la irradiación de las PTR,

$$\begin{array}{ll}
 N_{det} = 15384 \text{ cuentas} & \text{irradiación de G+} \\
 N_{det} = 152419 \text{ cuentas} & \text{irradiación de G-} \\
 N_{det} = 2701558 \text{ cuentas} & \text{irradiación de F-3.}
 \end{array}$$

Para la irradiación de F-3  $R_{PTR} = 7.85$  cm y para las películas Gaf fue de 7.8 cm. Los resultados de la fluencia para las tres corridas para carbonos se observan en la tabla 5.10

Pl.	Angulo $\theta_{PTR}$	Fluencia $\Phi$ (cm <sup>-2</sup> ) G+	Fluencia $\Phi$ (cm <sup>-2</sup> ) G-	Fluencia $\Phi$ (cm <sup>-2</sup> ) F-3
	13.5	2.32E+09	2.30E+10	4.02E+11
	14.5	1.74E+09	1.73E+10	3.02E+11
1	15.5	1.34E+09	1.33E+10	2.32E+11
	16.6	1.02E+09	1.01E+10	1.77E+11
	17.75	7.81E+08	7.73E+09	1.35E+11
	18.9	6.09E+08	6.03E+09	1.06E+11
2	20	4.86E+08	4.82E+09	8.44E+10
	21	4.01E+08	3.97E+09	6.95E+10
	23	2.80E+08	2.77E+09	4.85E+10
	24	2.37E+08	2.35E+09	4.10E+10
	26	1.73E+08	1.71E+09	3.00E+10
3	28	1.29E+08	1.28E+09	2.24E+10
	29.75	1.02E+08	1.01E+09	1.77E+10
	31.5	8.15E+07	8.07E+08	1.41E+10
	33.25	6.60E+07	6.54E+08	1.14E+10
4	35	5.41E+07	5.36E+08	9.38E+09
	38.5	3.74E+07	3.71E+08	6.49E+09
5	42	2.68E+07	2.66E+08	4.65E+09
	46	1.90E+07	1.88E+08	3.29E+09
6	50	1.39E+07	1.37E+08	2.40E+09
	53.75	1.06E+07	1.05E+08	1.84E+09
7	57.5	8.26E+06	8.19E+07	1.43E+09
8	64.5	5.46E+06	5.40E+07	9.46E+08
9	72	3.71E+06	3.67E+07	6.43E+08

Tabla 5.10. Fluencias sobre las PTR, irradiadas con un haz de carbonos de 14 MeV de energía nominal.

Para el cálculo de  $\Delta T$  y  $T_D$  se siguen los pasos del numeral 4.1.3. Los resultados del factor cinemático  $K_c$ , la energía a la salida del blanco de oro,  $T_D$ , y de la energía depositada,  $\Delta T$ , en la PTR, se encuentran en la tabla 5.11.

TESIS CON  
 PARTIDA DE ORIGEN

PI	Angulo $\theta$ PTR	$K_C$	$T_C=K_C T_B$ (MeV)	$T_D$ (MeV)	$\Delta T = T_D - T'$ (MeV)
	13.5	0.99664	13.644	13.334	4.101
	14.5	0.99613	13.637	13.334	4.101
1	15.5	0.99558	13.630	13.328	4.102
	16.6	0.99494	13.621	13.319	4.103
	17.75	0.99422	13.611	13.306	4.105
	18.9	0.99345	13.600	13.291	4.107
2	20	0.99268	13.590	13.266	4.110
	21	0.99194	13.580	13.278	4.108
	23	0.99036	13.558	13.256	4.112
	24	0.98952	13.547	13.244	4.113
	26	0.98774	13.522	13.219	4.116
3	28	0.98584	13.496	13.191	4.120
	29.75	0.98407	13.472	13.166	4.123
	31.5	0.9822	13.446	13.137	4.127
	33.25	0.98025	13.420	13.106	4.132
4	35	0.9782	13.392	13.078	4.137
	38.5	0.97385	13.332	13.013	4.148
5	42	0.96918	13.268	12.941	4.159
	46	0.96347	13.190	12.853	4.171
6	50	0.95739	13.107	12.756	4.185
	53.75	0.9514	13.025	12.659	4.199
7	57.5	0.94515	12.939	12.559	4.213
8	64.5	0.93292	12.772	12.347	4.244
9	72	0.91919	12.584	12.091	4.288

Tabla 5.11. Valores del factor cinemático para los ángulos experimentales de interés, para la irradiación de las PTR irradiadas con carbonos de 14 MeV de energía nominal.

Una vez obtenidos los valores de  $\Phi$ ,  $\Delta T$  y  $T_D$ , se determina la dosis depositada en las PTR. Se muestran los resultados de la dosis depositada en G+ irradiada con carbonos de energía nominal de 14 MeV, en la tabla 5.12. Los resultados de la dosis depositada en G- irradiada con carbonos de energía nominal de 14 MeV, en la tabla 5.13. Los resultados de la dosis depositada en F-3 irradiada con carbonos de energía nominal de 14 MeV, en la tabla 5.14.

**TESIS CON  
PALA DE ORIGEN**

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	$T_D$ MeV	Fluencia $\Phi$ ( $cm^{-2}$ )	Alcance (cm)	Dosis (Gy)
	13.5	13.334	2.317E+09	1.8281E-03	2083.0
	14.5	13.334	1.744E+09	1.8281E-03	1567.3
1	15.5	13.328	1.337E+09	1.8272E-03	1202.2
	16.6	13.319	1.020E+09	1.8258E-03	916.9
	17.75	13.306	7.807E+08	1.8237E-03	701.9
	18.9	13.291	6.086E+08	1.8214E-03	547.3
2	20	13.266	4.864E+08	1.8175E-03	437.5
	21	13.278	4.010E+08	1.8194E-03	360.6
	23	13.256	2.800E+08	1.8159E-03	251.9
	24	13.244	2.367E+08	1.8141E-03	212.9
	26	13.219	1.727E+08	1.8102E-03	155.4
3	28	13.191	1.291E+08	1.8058E-03	116.2
	29.75	13.166	1.018E+08	1.8019E-03	91.7
	31.5	13.137	8.147E+07	1.7974E-03	73.4
	33.25	13.106	6.601E+07	1.7925E-03	59.5
4	35	13.078	5.409E+07	1.7882E-03	48.8
	38.5	13.013	3.744E+07	1.7780E-03	33.8
5	42	12.941	2.682E+07	1.7670E-03	24.2
	46	12.853	1.898E+07	1.7537E-03	17.1
6	50	12.756	1.386E+07	1.7389E-03	12.5
	53.75	12.659	1.059E+07	1.7242E-03	9.6
7	57.5	12.559	8.264E+06	1.7090E-03	7.5
8	64.5	12.347	5.455E+06	1.6767E-03	5.0
9	72	12.091	3.705E+06	1.6378E-03	3.4

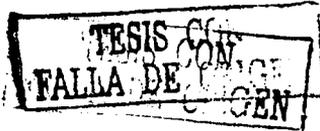
Tabla 5.12. Valores de la dosis para G+ irradiada con carbonos de 14 MeV de energía nominal.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	$\Delta T = T_D - T'$ MeV	Fluencia $\Phi$ ( $cm^{-2}$ )	Dosis (Gy)
	13.5	4.101	2.296E+10	19338.8
	14.5	4.101	1.728E+10	14551.6
1	15.5	4.102	1.325E+10	11164.1
	16.6	4.103	1.010E+10	8511.2
	17.75	4.105	7.735E+09	6521.2
	18.9	4.107	6.030E+09	5086.5
2	20	4.110	4.819E+09	4068.2
	21	4.108	3.970E+09	3349.6
	23	4.112	2.770E+09	2339.4
	24	4.113	2.345E+09	1981.0
	26	4.116	1.711E+09	1446.7
3	28	4.120	1.279E+09	1082.5
	29.75	4.123	1.009E+09	854.4
	31.5	4.127	8.072E+08	684.2
	33.25	4.132	6.540E+08	555.0
4	35	4.137	5.359E+08	455.4
	38.5	4.148	3.709E+08	316.0
5	42	4.159	2.657E+08	226.9
	46	4.171	1.880E+08	161.1
6	50	4.185	1.374E+08	118.1
	53.75	4.199	1.049E+08	90.5
7	57.5	4.213	8.187E+07	70.8
8	64.5	4.244	5.405E+07	47.1
9	72	4.288	3.671E+07	32.3

Tabla 5.13. Valores de la dosis para G- irradiada con carbonos de 14 MeV de energía nominal.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



PI	Angulo $\theta_{PTR}$	$T_D$ (MeV)	Fluencia $\Phi$ ( $cm^{-2}$ )	Alcance cm	Dosis (Gy)
	13.5	13.334	4.02E+11	1.7461E-03	446927.0
	14.5	13.334	3.02E+11	1.7461E-03	336292.8
1	15.5	13.328	2.32E+11	1.7452E-03	257960.7
	17.75	13.306	1.35E+11	1.7418E-03	150615.0
2	18.9	13.291	1.06E+11	1.7395E-03	117443.6
	20	13.266	8.44E+10	1.7357E-03	93893.2
	24	13.244	4.10E+10	1.7323E-03	45701.4
	26	13.219	3.00E+10	1.7285E-03	33360.0
3	28	13.191	2.24E+10	1.7242E-03	24948.2
	29.75	13.166	1.77E+10	1.7204E-03	19683.2
	31.5	13.137	1.41E+10	1.7160E-03	15751.8
	33.25	13.106	1.14E+10	1.7112E-03	12767.6
4	35	13.078	9.38E+09	1.7069E-03	10466.8
	38.5	13.013	6.49E+09	1.6970E-03	7249.7
5	42	12.941	4.65E+09	1.6863E-03	5197.2
	46	12.853	3.29E+09	1.6732E-03	3681.2
6	50	12.756	2.40E+09	1.6589E-03	2692.5
	53.75	12.659	1.84E+09	1.6445E-03	2059.1
7	57.5	12.559	1.43E+09	1.6297E-03	1608.3
8	64.5	12.347	9.46E+08	1.5984E-03	1064.2
9	72	12.091	6.43E+08	1.5605E-03	725.1

Tabla 5.14. Valores de la dosis para F-3 irradiada con carbonos de 14 MeV de energía nominal.

En las tablas 5.15, 5.16 y 5.17 se muestran los valores de las dosis con su incertidumbre asociada para cada una de las PTR en las tres irradiaciones (el detalle del cálculo de las incertidumbres se explica en el apéndice D), el valor del tono de gris con su incertidumbre asociada y el valor de la respuesta con su respectiva incertidumbre, la cual se calculó como se explica en el numeral 3.3.3, inciso A del capítulo 3.

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	Dosis Gy	$\pm \sigma_{Dosis}$	Tono de gris TG	$\pm \sigma_{TG}$	Tono de gris del fondo TG <sub>f</sub>	Log( TG <sub>f</sub> / TG )	$\pm \sigma_{Respuesta}$
	13.5	2083.0	313.1	32	2	218.8	0.8348	0.0271
	14.5	1567.3	219.8	35	2	218.5	0.7954	0.0248
1	15.5	1202.2	158.1	43	2	218.7	0.7064	0.0202
	16.6	916.9	112.9	58	4	218.0	0.5750	0.0300
	17.75	701.9	81.1	75	3	217.8	0.4629	0.0174
	18.9	547.3	59.6	92	3	218.0	0.3747	0.0142
2	20	437.5	45.1	107	3	218.3	0.3097	0.0122
	21	360.6	35.5	124	1	219.5	0.2480	0.0035
	23	251.9	22.8	140	1	219.5	0.1953	0.0031
	24	212.9	18.5	146	2	219.8	0.1776	0.0059
	26	155.4	12.6	155	1	218.3	0.1487	0.0028
3	28	116.2	8.8	166	1	220.0	0.1223	0.0026
	29.75	91.7	6.6	174	1	220.7	0.1033	0.0025
	31.5	73.4	5.0	181	1	220.3	0.0853	0.0024
	33.25	59.5	3.9	187	1	220.8	0.0721	0.0023
4	35	48.8	3.0	192	1	220.3	0.0596	0.0023
	38.5	33.8	1.9	197	1	221.0	0.0499	0.0022
5	42	24.2	1.3	203	1	219.7	0.0343	0.0021
	46	17.1	0.9	206	1	221.8	0.0320	0.0021
6	50	12.5	0.6	209	1	220.3	0.0228	0.0021
	53.75	9.6	0.4	211	1	221.3	0.0206	0.0021
7	57.5	7.5	0.3	214	1	220.3	0.0125	0.0020
8	64.5	5.0	0.2	216	1	220.3	0.0086	0.0020
9	72	3.4	0.1	217	1	221.0	0.0079	0.0020

Tabla 5.15. Valores de la respuesta y la dosis para G+, con sus respectivas incertidumbres.

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	Dosis Gy	$\pm \sigma_{Dosis}$	Tono de gris TG	$\pm \sigma_{TG}$	Tono de gris del fondo TG <sub>f</sub>	Log( TG <sub>f</sub> / TG )	$\pm \sigma_{Respuesta}$
	13.5	19338.8	2902.1	36	2	233.0	0.8111	0.0241
	14.5	14551.6	2037.0	34	2	233.0	0.8359	0.0255
1	15.5	11164.1	1464.9	32	2	230.5	0.8575	0.0271
	16.6	8511.2	1045.3	31	2	231.8	0.8737	0.0280
	17.75	6521.2	751.0	30	2	232.3	0.8888	0.0290
	18.9	5086.5	551.6	30	2	229.8	0.8841	0.0290
2	20	4068.2	418.1	31	2	229.8	0.8699	0.0280
	21	3349.6	328.8	33	2	230.3	0.8437	0.0263
	23	2339.4	210.8	44	2	233.3	0.7245	0.0197
	24	1981.0	171.6	54	2	233.5	0.6359	0.0161
	26	1446.7	116.4	76	3	235.0	0.4903	0.0171
3	28	1082.5	81.5	98	2	234.5	0.3789	0.0089
	29.75	854.4	60.9	117	2	233.3	0.2996	0.0074
	31.5	684.2	46.4	133	2	233.5	0.2444	0.0065
	33.25	555.0	35.9	147	2	234.0	0.2019	0.0059
4	35	455.4	28.2	156	2	233.0	0.1742	0.0056
	38.5	316.0	18.0	173	1	234.3	0.1316	0.0025
5	42	226.9	12.1	188	3	232.5	0.0923	0.0069
	46	161.1	8.0	199	3	232.3	0.0671	0.0065
6	50	118.1	5.5	207	1	235.5	0.0560	0.0021
	53.75	90.5	4.0	212	1	235.8	0.0461	0.0020
7	57.5	70.8	3.0	217	1	236.0	0.0365	0.0020
8	64.5	47.1	1.8	221	1	236.5	0.0294	0.0020
9	72	32.3	1.2	225	1	236.0	0.0207	0.0019

Tabla 5.16. Valores de la respuesta y la dosis para G-, con sus respectivas incertidumbres.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

PI	Angulo $\theta_{PTR}$	Dosis (Gy)	$\pm \sigma_{Dosis}$	Tono de		Log( TG <sub>i</sub> / TG)	Alcance (mm)	Log( TGf / TG)	
				gris	$\pm \sigma_{TG}$			Alcance (mm)	$\pm \sigma_{Respuesta}$
				TG				Alcance (mm)	Alcance (mm)

	13.5	446927.0	67058.4	134	3	0.2616	1.7461E-02	14.983	0.557
	14.5	336292.8	47066.4	145	3	0.2265	1.7461E-02	12.970	0.515
1	15.5	257960.7	33841.5	155	2	0.1957	1.7452E-02	11.215	0.321
	17.75	150615.0	17339.8	179	2	0.1345	1.7418E-02	7.724	0.279
	18.9	117443.6	16329.8	187	2	0.1155	1.7395E-02	6.643	0.267
2	20	93893.2	12066.6	194	2	0.1014	1.7357E-02	5.840	0.258
	24	45701.4	8130.6	215	1	0.0567	1.7323E-02	3.275	0.117
	26	33360.0	3676.3	221	1	0.0457	1.7285E-02	2.642	0.114
3	28	24948.2	2508.7	226	1	0.0351	1.7242E-02	2.033	0.111
	29.75	19683.2	3254.9	228	1	0.0312	1.7204E-02	1.815	0.111
	31.5	15751.8	2258.6	232	1	0.0254	1.7160E-02	1.483	0.109
	33.25	12767.6	1611.1	233	1	0.0236	1.7112E-02	1.378	0.109
4	35	10466.8	1216.2	235	1	0.0204	1.7069E-02	1.195	0.108
	38.5	7249.7	898.1	237	1	0.0171	1.6970E-02	1.006	0.108
5	42	5197.2	678.0	239	1	0.0125	1.6863E-02	0.743	0.108
	46	3681.2	517.4	240	1	0.0113	1.6732E-02	0.673	0.108
6	50	2692.5	336.4	241	1	0.0094	1.6589E-02	0.569	0.109
	53.75	2059.1	228.8	241	1	0.0098	1.6445E-02	0.596	0.110
7	57.5	1608.3	154.6	243	1	0.0065	1.6297E-02	0.399	0.110
8	64.5	1064.2	104.9	243	1	0.0059	1.5984E-02	0.367	0.112
9	72	725.1	75.1	243	1	0.0044	1.5605E-02	0.285	0.115

Tabla 5.17. Valores de la respuesta y la dosis para F-3, con sus respectivas incertidumbres.

La respuesta de las PTR se correlaciona con la dosis a través de una gráfica de la respuesta como función de la dosis. A continuación se muestran las gráficas de la respuesta como función de la dosis, obtenidas con los valores de las tablas 5.15, 5.16 y 5.17, para cada una de la PTR en las tres corridas de la irradiación con haz de carbonos de 14 MeV de energía nominal, figuras 5.9 a 5.14.

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

ESTA TESIS NO SALE  
DE LA BIBLIOTECA

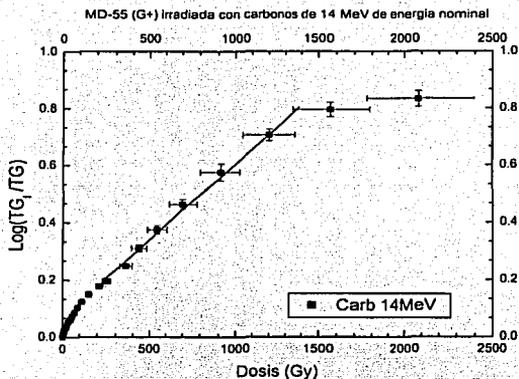
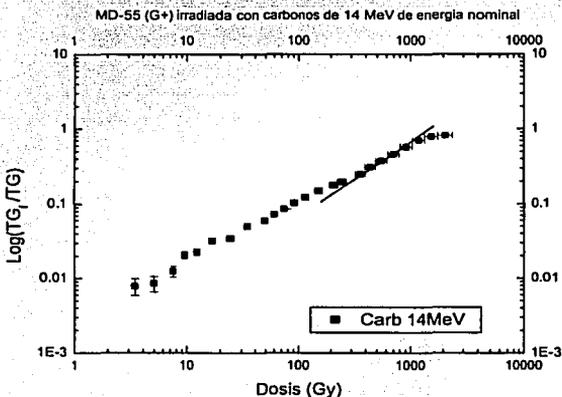


Figura 5.9. Respuesta como función de la dosis para G+ irradiada con un haz de carbonos de 14 MeV de energía nominal.



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Figura 5.10. Respuesta como función de la dosis para G+ irradiada con un haz de carbonos de 14 MeV de energía nominal, graficada en escala log-log, para mostrar más detalle del comportamiento de la respuesta.

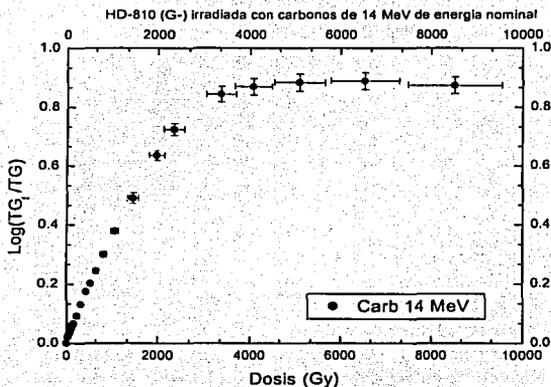
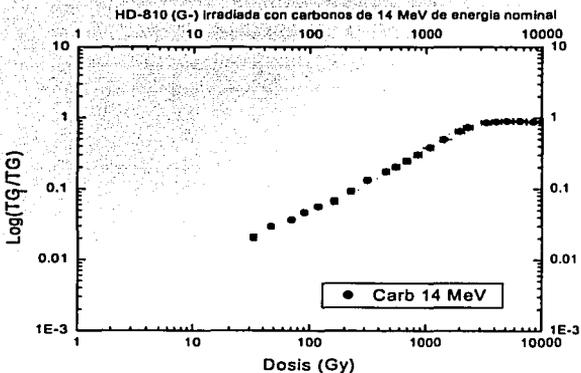


Figura 5.11. Respuesta como función de la dosis para G- irradiada con un haz de carbonos de 14 MeV de energía nominal.



TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Figura 12. Respuesta como función de la dosis para G- irradiada con un haz de carbonos de 14 MeV de energía nominal, graficada en escala log-log, para mostrar más detalle del comportamiento de la respuesta.

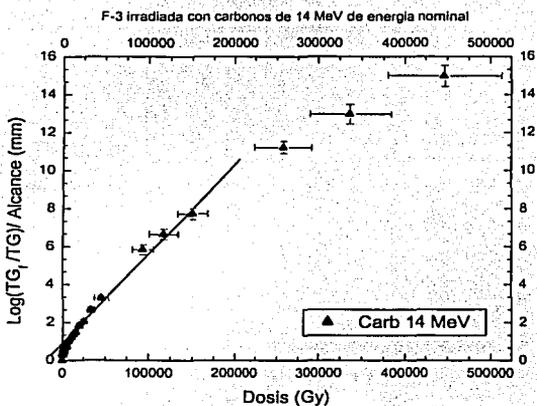
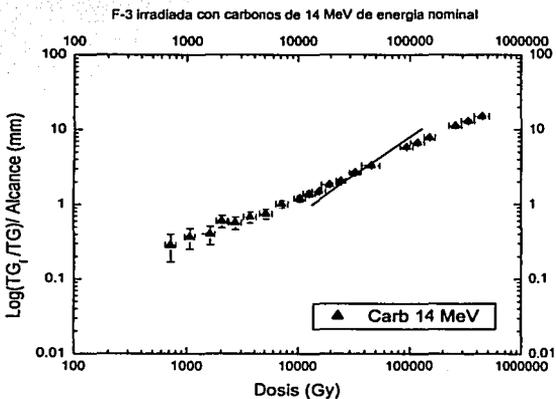


Figura 5.13. Respuesta como función de la dosis para F-3 irradiada con un haz de carbonos de 14 MeV de energía nominal.



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Figura 5.14. Respuesta como función de la dosis para F-3 irradiada con un haz de carbonos de 14 MeV de energía nominal, graficada en escala log-log para mostrar más detalle del comportamiento de la respuesta.

En las figuras 5.9 y 5.10 se representa el comportamiento de MD-55; se observa una parte más que lineal después una parte lineal aproximadamente de 200 Gy a 1200 Gy, y después se encuentra la zona de saturación, a partir de  $\approx 1300$  Gy. En las figuras 5.11 y 5.12 se representa el comportamiento de la HD-810, se observa que el intervalo de linealidad es amplio de 170 a 2500 Gy y la zona de saturación inicia  $\approx 2500$  Gy. En las figuras 5.13 y 5.14 se representa el comportamiento de F-3 y se observa que la zona de linealidad es limitada de 20000 a 150000 Gy y la saturación inicia en  $\approx 150000$  Gy.

PELICULA	LINEAL	INICIO DE SATURACION
MD-55	200-1200 Gy	$\approx 1300$ Gy
HD-810	170-2500 Gy	$\approx 2500$ Gy
F-3	20000-150,000 Gy	$\approx 150,000$ Gy

Comparando los resultados de este trabajo (protones de 1 MeV en MD-55 y carbonos de 14 MeV en HD-810) con los resultados del grupo de Física de Radiaciones y Dosimetría del Departamento de Física Experimental del Instituto de Física (UNAM), para los datos de las películas MD-55 irradiada con protones de energías 1.5, 3 y 4.5 MeV, y HD-810 irradiada con iones de carbono de 10 MeV [ figuras 5.15 y 5.16] respectivamente, se puede observar que los resultados de este trabajo se insertan correctamente en la sistemática de los datos obtenidos por el grupo Física de Radiaciones.

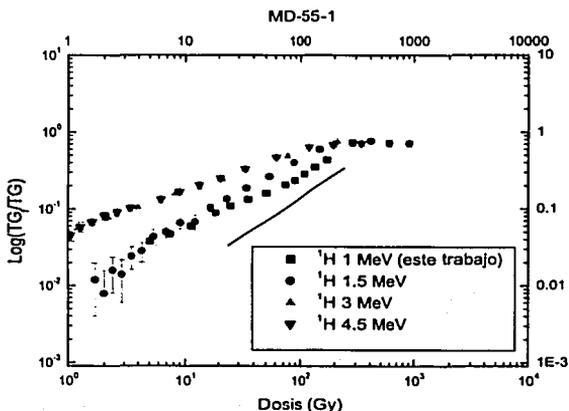


Figura 5.15. Respuesta como función de la dosis para MD-55 irradiada con un haz de protones de 1, 1.5, 3 y 4.5 MeV de energía nominal, graficada en escala log-log para mostrar más detalle del comportamiento de la respuesta.

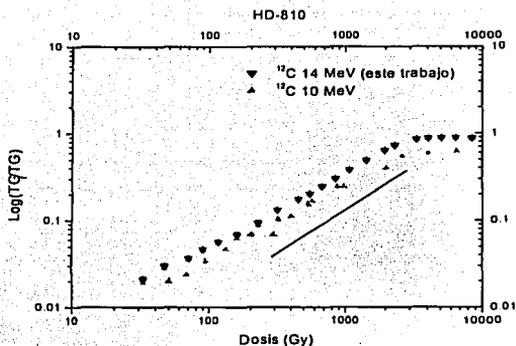


Figura 5.16. Respuesta como función de la dosis para HD-810 irradiada con un haz de carbonos de 10 y 14 MeV de energía nominal, graficada en escala log-log para mostrar más detalle del comportamiento de la respuesta.

Resumiendo la información presentada en este capítulo, se distinguen tres regiones en las curvas de respuesta como función de la dosis, para las tres películas: una más que lineal, seguida de una lineal y finalmente la de saturación. Como puede verse en la tabla 5.18, los intervalos de dosis a los que ocurren estas regiones, dependen de la película (sensibilidad), del tipo de partícula con que se irradia y comparando con el conjunto de datos del estudio hecho por el grupo de dosimetría, de la energía del proyectil.

<b>Protones</b>			
	MD-55	HD-810	F-3
Región más que lineal	Hasta 70 Gy	Hasta 450 Gy	Hasta 2000 Gy
Región lineal	70-135 Gy	450-880 Gy	2000-36000 Gy
Región de saturación	160 Gy	1100 Gy	36000 Gy
<b>Carbonos</b>			
Región más que lineal	Hasta 200 Gy	Hasta 170 Gy	Hasta 20000 Gy
Región lineal	200-1200 Gy	170-2500 Gy	20000-1.5x10 <sup>5</sup> Gy
Región de saturación	1300 Gy	2500 Gy	1.5 x 10 <sup>5</sup> Gy

Tabla 5.18 Resumen de la información contenida en las figuras 5.3 a 5.14

## Capítulo VI

### Las conclusiones

- 1) Es posible utilizar las PTR para evaluar dosis de radiación depositada por partículas cargadas pesadas, además de por rayos  $\gamma$  y electrones. Debido a que el comportamiento de la respuesta de las PTR como función de la dosis, no es necesariamente lineal, se requiere de una calibración previa, muy cuidadosa, para poder ser utilizadas. Se debe calibrar a la energía del haz que se va a utilizar.
- 2) En general la respuesta de las películas de tinte radiocrómico a la irradiación con partículas cargadas pesadas (protones e iones de carbono) tiene una región más que lineal, al inicio del intervalo útil de dosis, seguida de una lineal y posteriormente de saturación (tabla 5.18).
- 3) El límite inferior de la región lineal de las curvas de la respuesta como función de la dosis, en particular para MD-55 (G+), corresponde a valores de dosis útiles para dosimetría clínica, y dado que los tratamientos terapéuticos con protones están comenzando a ser frecuentes, y las PTR tienen una composición parecida al tejido humano, éstas pueden ser utilizadas para medir dosis depositada en la zona a irradiar.
- 4) Los resultados obtenidos en este trabajo se insertan adecuadamente (fig. 5.15 y 5.16) en la sistemática del conjunto de resultados generados por el grupo de dosimetría del Departamento de Física Experimental del IFUNAM, presentados en los congresos de Burgos, España ( 12<sup>th</sup> International Conference on Solid State Dosimetry , del 5 al 10 de julio de 1998), en Villahermosa, Tabasco (XLII Congreso Nacional de Física, del 25 al 29 de octubre de 1999) y otros publicados en (Bu, 02), en los que se encuentra una dependencia de la respuesta de las PTR, como función de la dosis absorbida, con la energía de las partículas incidentes, es decir, la respuesta por unidad de dosis aumenta con el incremento de la energía para un proyectil dado.
- 5) Otras conclusiones del conjunto de resultados de que forma parte este trabajo son que la sensibilidad relativa de las PTR irradiadas con partículas cargadas pesadas con respecto a  $^{60}\text{Co}$  decrece como función del poder de frenado, y decrece cuando aumenta el número de masa de la partícula incidente; éstas fueron presentadas en el congreso de Atenas, Grecia ( The 13<sup>th</sup> International Conference on Solid State Dosimetry, del 9 al 13 de julio del 2001).

## REFERENCIAS

- (At, 86) Attix, F. H., 1986, Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, John Wiley and Sons, Inc.
- (Av, 98) Avilés P. R., 1998, Respuesta termoluminiscente de Li:Ti,Mg irradiado con protones de 1.5 y 3 MeV, Tesis Profesional, FQ-UNAM.
- (Be, 92) Bevington P. R., D. K. Rovinson, 1992, Data deduction and error analysis for the physical science, McGraw-Hill N. Y.
- (Bi, 89) Biersack, J. P. And Ziegler, J. F. 1989, TRIM versión 92.12
- (Bu, 82) Buenfil A. E., 1982, Uso de películas de tinte radiocrómico como dosímetros secundarios, Tesis Profesional, FC-UNAM.
- (Bu, 02) A.E. Buenfil, C. Ruiz-Trejo, I. Gamboa-deBuen, P. Avilés, O. Avila, C. Olvera, R. Robledo, M. Rodríguez-Ponce, H. Mercado-Uribe, M. Rodríguez-Villafuerte and M.E. Brandan, 2002, Response Of Radiochromic Dye Films To Low Energy Heavy Charged Particles, NIM B, Vol. 197, No. 3-4, Dic. 2002.
- (Hi, 56) Hine Gerald J., Brownell Gordon L., 1956, Radiation Dosimetry, Academic Press Inc.
- (Ho, 70) Holm N. W., Berry R. J., Manual on radiation dosimetry , Marcel Dekker, Inc. 1970, New York., Cap. VI.
- (In, 91) Instruction manual for operation and service of 9SDH-2 pelletron accelerator, National Electrostatics Corporation, ( 1991 )
- (Mc, 91) McLaughlin W. L., Chen Yun-Dong, Soares, Miller A., Van Dyk G., Lewis D. F., Sensitometry of the response of a new radiochromic film dosimeter to gamma radiation and electron beams, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A302 , 1991, pp 165-176.
- (Me, 97) Medina L. A., 1997, Estudio del Transporte de Radiación Ionizante y Emisión de Luz en LiF: Mg, Ti ( TLD-100 ), Tesis Profesional, FC-UNAM.
- (Mi, 76) Miller A., Radiochromic dye film dosimetry., Part. I: General, IFUNAM 79-24, 1976
- (Mi, 79) Miller A., Radiochromic dye film dosimetry., Part. II: General, IFUNAM 79-25, 1979
- (Mi, 80) Miller A., McLaughlin W. L., On the radiochromic dye dose meter., Riso-M- 2254, december 1980, Denmark.
- (So, 94) Sou-Tung Chiu-Tsao, A. De la Zerda, Jun Lin, and Sae Ho Kim, High-sensitivity GafChromic film dosimetry for  $^{125}\text{I}$  seed, Med. Phys. Med. 21 (5), May 1994.

- (St, 96) M. A. Stevens, J. R. Turner, R. P. Hugtenburg and P. H. Butler, 1996, High-resolution dosimetry using radiochromic film and a document scanner, *Phys. Med. Biol.* 41, 1996.
- (Tg, 98) Azam N., Blackwell Ch. Coursey B., Gall K., Galvin J., McLaughlin W. L., Meigooni A., Nath R., Rodgers J., Soares Ch., Radiochromic film dosimetry: Recommendations of AAPM Radiation Therapy McLaughlin W. L., Committee Task Group 55., *Med. Phys.* 25 (11), 1998.
- (Tu, 95) Turner J. E., 1995, *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*, Second Edition, John Wiley and Sons, Inc.
- (Ur, 76) Uribe Rendón R. M., 1976, Secondary methods in dosimetry, Reporte interno, IFUNAM, 76-406, México.
- (Ur, 86) Uribe Rendón R. M., 1986, Desarrollo de una técnica dosimétrica para haces de electrones usando tintes radiocrómicos., Tesis Profesional, FC-UNAM.
- (Za, 94) Zárate A., 1994, Medición de la Radiación Ambiental en el D. F. Utilizando Dosímetros Termoluminiscentes., Tesis Profesional, FC-UNAM.

# APENDICE A

## CINEMATICA DE LA DISPERSION ELASTICA DE LAS PARTICULAS

Se presentará primero el caso general de reacción nuclear para después considerar el caso de la dispersión elástica. En una reacción nuclear las cuatro partículas que intervienen son distintas mientras que en la dispersión elástica  $m_1 = m_3$  y  $m_2 = m_4$ , en donde  $m_1$  es la masa del proyectil,  $m_2$  es la masa del blanco,  $m_3$  es la masa de la partícula ligera saliente, y  $m_4$  es la masa de la partícula pesada saliente.

Se define el valor  $Q$  de una reacción como:

$$Q = (m_1 + m_2 - m_3 - m_4) c^2$$

(A.1)

Donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $Q$  corresponde a la masa excedente en la reacción, transformada en energía. Si  $Q > 0$  la reacción es exoérgica, "genera energía" y puede ocurrir espontáneamente; si  $Q < 0$  se llama endoérgica y no ocurre espontáneamente. En el caso de la dispersión elástica,  $Q = 0$ .

La reacción se describe en el sistema de laboratorio, en la figura A.1. El blanco se considera inicialmente en reposo.

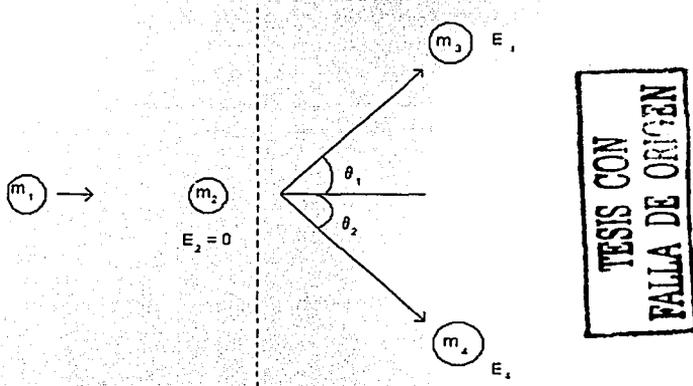


Figura A.1. Geometría de la cinemática de reacciones nucleares y dispersión elástica .

Las ecuaciones (no relativistas) de conservación de energía y de momento lineal antes y después de la colisión son:

$$E_1 + Q = E_3 + E_4$$

(A.2)

$$(2m_1E_1)^{1/2} = (2m_3E_3)^{1/2} \cos\theta_1 + (2m_4E_4)^{1/2} \cos\theta_2$$

$$0 = (2m_3E_3)^{1/2} \sin\theta_1 + (2m_4E_4)^{1/2} \sin\theta_2$$

(A.3)

Eliminando  $E_4$  y  $\theta_2$ , obtenemos  $E_3$  en términos de cantidades que generalmente se conocen en un experimento:

$$(E_3)^{1/2} = \phi \pm (\phi^2 + \omega)^{1/2}$$

(A.4)

en donde:

$$\phi = \frac{(m_1 m_3 E_1)^{1/2} \cos\theta_1}{m_3 + m_4}$$

(A.5)

$$\omega = \frac{m_4 Q + E_1 (m_4 - m_1)}{m_3 + m_4}$$

(A.6)

En la ecuación A.4, el signo + tiene sentido físico siempre que la reacción sea exoérgica y el proyectil sea más ligero que el blanco. En cualquier otro caso pueden tener sentido ambos signos.

En el caso de la dispersión elástica la ecuación A.4 se simplifica considerablemente. Como  $m_1 = m_3$ ,  $m_2 = m_4$ , y  $Q = 0$  se puede expresar  $E_3$  como:

$$E_3 = K_c E_1$$

(A.7)

en donde  $K_c$  se define como el factor cinemático de la dispersión, y se expresa de la siguiente manera:

$$K_c = \left[ \frac{m_1 \cos\theta_1 + \sqrt{m_2^2 - m_1^2 \sin^2\theta_1}}{m_1 + m_2} \right]^2$$

(A.8)

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

# **APENDICE B**

## DISPERSION DE RUTHERFORD

La fórmula de dispersión de Rutherford, indica el número de cuentas en el canal elástico dispersadas a un ángulo  $\theta$ ,

$$N(\theta) = N_0 (N_A / A) \rho t \cdot (d\sigma/d\Omega) \Delta\Omega$$

( B.1 )

donde:

- $N(\theta)$  = número de partículas dispersadas a un ángulo  $\theta$ , (p)  
 $N_0$ , = número de partículas incidentes, (p)  
 $N_A$  = número de Avogadro, (átomos/mol)  
 $A$  = masa atómica del blanco, (g/mol)  
 $\rho t$  = espesor máscico del blanco, (g/cm<sup>2</sup>)  
( $d\sigma/d\Omega$ ) = sección eficaz de dispersión elástica, (cm<sup>2</sup>/sr)  
 $\Delta\Omega$  = ángulo sólido, (sr)

Por otro lado se sabe que en el sistema centro de masa, la sección eficaz de Rutherford para la dispersión elástica tiene la siguiente forma:

$$(d\sigma/d\Omega) = (zZe^2/4\pi\epsilon_0)^2 (1/4E)^2 (1/\sin^4(\theta/2))$$

( B.2 )

donde:

- $z$ , es el número atómico del proyectil  
 $Z$ , es el número atómico del blanco  
 $E$ , es la energía del proyectil  
 $\theta$ , es el ángulo de dispersión  
 $e$ , es la carga elemental del electrón

La sección eficaz para el proceso de dispersión, es el área que el blanco presenta al proyectil para ser dispersado en un ángulo  $\theta$ , es decir, es una probabilidad de que cada centro dispersor produzca una dispersión en la dirección  $\theta$ .

De lo anterior puede observarse que si el "proyectil" son partículas cargadas de energía constante, al incidir éstas sobre un blanco de oro de espesor constante, el cociente de las partículas cargadas dispersadas a un ángulo  $\theta_1$  con respecto de las partículas cargadas dispersadas a un ángulo  $\theta_2$ , sólo depende del ángulo de dispersión y de los respectivos ángulos sólidos. Esto es,

$$\frac{N(\theta_i)}{N(\theta_j)} = \frac{\text{sen}^4(\theta_i/2)\Delta\Omega_i}{\text{sen}^4(\theta_j/2)\Delta\Omega_j}$$

( B.3 )

en términos de la notación del experimento:

$$\frac{N(\theta_{\text{det}})}{N(\theta_{\text{PTR}})} = \frac{\text{sen}^4(\theta_i/2)_{\text{PTR}} \Delta\Omega_{\text{det}}}{\text{sen}^4(\theta_j/2)_{\text{det}} \Delta\Omega_{\text{PTR}}}$$

( B.4 )

$$\text{como } \Delta\Omega_{\text{det}} = \frac{A_{\text{det}}}{R^2_{\text{det}}}$$

$$\Delta\Omega_{\text{PTR}} = \frac{A_{\text{PTR}}}{R^2_{\text{PTR}}}$$

$$\Phi_{\text{det}} = \frac{N_{\text{det}}}{A_{\text{det}}}$$

sustituyendo en la relación B.4 y multiplicando por  $1/A_{\text{det}}$  y  $1/A_{\text{PTR}}$  en el numerador y denominador de ambos términos de dicha relación, obtenemos:

$$\Phi_{\text{PTR}} = \frac{R^2_{\text{det}} \text{sen}^4(\theta/2)_{\text{det}} N_{\text{det}}}{R^2_{\text{PTR}} \text{sen}^4(\theta/2)_{\text{PTR}} A_{\text{det}}}$$

( B.5 )



# APENDICE C

## PROCEDIMIENTO Y PRUEBAS PARA LA IRRADIACION DE LAS PTR CON PARTICULAS CARGADAS EN EL ACELERADOR PELETRON

La electrónica asociada a la medición de cuentas en el elástico, en el desarrollo experimental, durante las irradiaciones de las PTR con protones y carbonos, es la siguiente:

- a) El detector de barrera superficial (DBS).
- b) El preamplificador.
- c) La fuente de alto voltaje.
- d) El generador de pulsos.
- e) El amplificador.
- f) El analizador de pulsos monocanal (timing SCA).
- g) La compuerta lineal de pulsos (linear gate stretcher).
- h) El osciloscopio.
- i) La copa de Faraday.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

<b>ELECTRONICA</b>	
<b>EQUIPO</b>	<b>PARAMETROS</b>
1. Research Pulser 448 No. serie : 222199	Pulse Height : 2000 Relay line frequency : Int Osc Rise time : 20 Decay time constant : 10 Normalise : 50 Pulse / sec: 20 Polarity : NEG
2. Research Amplifier 450 No. serie : 1222196	Coarse Gain: 20 Fine Gain : 1.5 Input Mode : + Norm BLR : Out Integrate : 2.0 Differentiate : 2.0 Unipolar output range : 10 v + Unipolar
3. Timing SCA 551 No. serie : 1362785	Upper level : 10.2 Lower level : 0.43 Delay : 2.44 1-11 $\mu$ s / INT

<b>ELECTRONICA</b>	
<b>EQUIPO</b>	<b>PARAMETROS</b>
4. Compuerta lineal de pulsos 542 No. de serie : 1362792	Acoplamiento de CD: BAJO COMPUERTA COINCIDENCIA
5. Detector de barrera superficial	Voltaje = +100 v $\theta = 55^\circ$ y/o $135^\circ$ $R_{det} = 8.6$ cm $R_{colimador} = 0.099$ cm
<b>PROCEDIMIENTO PARA LA IRRADIACION</b>	
1. Recortar las PTR	
2. Recoger la electrónica	
3. Colocar los parámetros de la electrónica	
4. Centrado del haz	Esto lo hace el técnico del Peletrón con un cristal de cuarzo, con el que localiza el haz.
5. Comprobar la electrónica	Uno de los equipos a comprobar es el pulser. La señal de entrada que se mande debe ser igual a la señal de salida, tanto en el amplificador como en el multicanal.
6. Linealidad	Primero se polariza el detector. Se hace con el pulser y la fuente triple. X 1 X 1.2 X 1.4 X 1.2 X 1.4 X 1.2 X 2.0 X 1.2 X 1.4 X 2.0 X 5
7. Se obtiene el espectro para calcular el espesor del blanco de oro.	Se utiliza la fuente de alfas. La energía de las alfas del americio es de 5.48 MeV
8. Colocación del dispositivo experimental.	Se coloca la diadema donde van montadas las PTR, se gira el blanco a 20 grados, se miden las distintas distancias, como son, distancia blanco-película, blanco-detector y el radio del colimador.

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

### SUGERENCIAS Y PRECAUCIONES

**1. NUNCA CAMBIAR LA ESCALA DE LA CARGA DE LA COPA DE FARADAY**

2. Tomar las lecturas de la copa de Faraday

3. Grabar cada uno de los espectros de energía en disquete en código ASCCI

4. Al final de la corrida pedir una impresión de los parámetros de la corrida al técnico del Peletrón.

5. Hacer levantamientos de niveles de radiación.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

# APENDICE D

## CALCULO DE INCERTIDUMBRES PARA LA FLUENCIA.

Para el cálculo de las incertidumbres se utilizó la relación general para la propagación de incertidumbres (Be, 92, Av, 98)

$$u^2 = \sum_{i=1}^n [d f/d x_i]^2 u^2(x_i)$$

(D.1)

donde  $u$  es la incertidumbre de la variable incógnita (o de interés) resultado de la propagación de las incertidumbres,  $u(x_i)$  de las variables medidas,  $x_i$ .

La fluencia,  $\phi_{PTR}$ , fue calculada como se explica en el apéndice B.

$$\phi_{PTR} = \frac{R_{det}^2 \text{sen}^4(\theta/2)_{det} N_{det}}{R_{PTR}^2 \text{sen}^4(\theta/2)_{PTR} \pi R_{det}^2}$$

(D.2)

esta relación incluye explícitamente la dependencia de las variables medidas, y resulta independiente del área del dosímetro.

donde  $N_{det}$  representa el número de cuentas de los partículas dispersadas elásticamente al detector de barrera superficial,  $(d\sigma/d\Omega)_{PTR}$  y  $(d\sigma/d\Omega)_{det}$  son la sección eficaz diferencial para las partículas dispersadas elásticamente a los ángulos de dispersión en la PTR y del detector de barrera superficial (det), respectivamente, y  $\Delta\Omega_{PTR}$  y  $\Delta\Omega_{det}$  son los ángulos sólidos para la PTR y el detector de barrera superficial, respectivamente.

Aplicando la relación (D.1) a la ecuación (D.2) se obtiene para la incertidumbre de la fluencia,  $u^2(\phi_{PTR})$ ,

$$u^2(\phi_{PTR}) = [d\phi_{PTR}/dN_{det}]^2 u^2(N_{det}) + [d\phi_{PTR}/dR_{det}^2]^2 u^2(R_{det}) + [d\phi_{PTR}/dR_{PTR}^2]^2 u^2(R_{PTR}) + [d\phi_{PTR}/d\theta_{det}]^2 u^2(\theta_{det}) + [d\phi_{PTR}/d\theta_{PTR}]^2 u^2(\theta_{PTR})$$

Realizando los cálculos de las derivadas y dividiendo entre la fluencia, tenemos la incertidumbre relativa igual a

$$[u(\phi_{PTR})/\phi_{PTR}]^2 = [u(N_{det})/N_{det}]^2 + [2 u(R_{det})/R_{det}]^2 + [2 u(R_{PTR})/R_{PTR}]^2 + [2 u(\theta_{det})/\theta_{det}]^2 + [2 \cos(\theta_{det}/2) u(\theta_{det})/\text{sen}(\theta_{det}/2)]^2 + [2 \cos(\theta_{PTR}/2) u(\theta_{PTR})/\text{sen}(\theta_{PTR}/2)]^2$$