

00323

23



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

RESPUESTA DE DOSIMETROS TERMOLUMINISCENTES  
TLD-300 (CaF<sub>2</sub>:Tm) A UN CAMPO MIXTO DE IONES DE  
HELIO Y PROTONES.

**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 :

**HECTOR ALEJANDRO GALVAN ESPINOZA**



FACULTAD DE CIENCIAS  
UNAM

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



A

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional  
Autónoma de México



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

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

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL  
DE CHILE

**DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA**  
**Jefa de la División de Estudios Profesionales de la**  
**Facultad de Ciencias**  
**Presente**

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:  
"Respuesta de dosímetros termoluminiscentes TLD-300 (CaF<sub>2</sub>:Tm) a un campo mixto  
de iones de helio y protones"

realizado por Galván Espinoza Héctor Alejandro

con número de cuenta 9219057-7 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

**A t e n t a m e n t e**

Director de Tesis  
Propietario

Propietario

M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos

Dra. Olga Leticia Avila Aguirre

Propietario

M. en C. Adolfo Zárate Morales

Suplente

M. en C. Patricia Raquel Avilés Mandujano

Suplente

M. en C. César Gustavo Ruíz Trejo

*Ana E. Buenfil Burgos*  
*Olga L. Avila Aguirre*  
*Adolfo Zárate Morales*  
*Patricia R. Avilés Mandujano*  
*César G. Ruíz Trejo*

**Consejo Departamental de Física**

*Patricia Goldstein Menache*

**DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE**  
Coordinadora de Licenciatura

B

A mi abuela Gabina, mi mamá (Teresa), mi papá (Emilio) y mi hermano (Javier), por su valioso apoyo y motivación.

"A Liz"

*Esto es para ustedes, y por ustedes...*

C

## Agradecimientos

Por su asesoría, tiempo, consejos, ayuda, motivación, apoyo, paciencia y amistad, muchísimas gracias **Ana Elena Buenfil Burgos**, ¡mi asesora!

A mi comité sinodal, por su tiempo y amabilidad para revisar este trabajo:  
M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos, Dra. Olga Ávila Aguirre, M. en C. Adolfo Zárate Morales, M. en C. Patricia Avilés Mandujano, M. en C. César Ruíz Trejo.

Uno muy especial a la Dra. Isabel Gamboa de Buen, por su valiosa y **ENORME** ayuda durante la realización de este trabajo.

Al M. en C. César Ruíz Trejo por sus sabios consejos, apoyo, amistad y ayuda durante las irradiaciones en el Peletrón.

A la Dra. María Ester Brandan Siqués, por su gran apoyo, por la revisión y comentarios a este trabajo.

A la Dra. Mercedes Rodrigues Villafuerte por su ayuda durante las deconvoluciones.

A la Dra. Olga Ávila y la M. en C. Guerda Masillon, por su apoyo durante las irradiaciones en el Peletrón.

A Karim López y Francisco Javier Jaimes por la operación del Peletrón y ayuda durante la irradiación.

A DGAPA-UNAM proyecto PAPIIT IN-101339. A los proyectos Conacyt I'036-E9109. G0010E y 40122-F que apoyan al acelerador Peletrón.

A mis amigos del grupo de dosimetría y de la licenciatura que tanto aprecio.

Finalmente al Instituto de Física, por haberme facilitado sus instalaciones y equipo, y a la H. Facultad de Ciencias, de mi siempre querida

“Universidad Nacional Autónoma de México”

## MONÓLOGO DEL BIEN

“Las cosas no son tan simples –pensaba aquella tarde el Bien– como creen algunos niños y la mayoría de los adultos.

“Todos saben que en ciertas ocasiones yo me oculto detrás del Mal, como cuando te enfermas y no puedes tomar un avión y el avión se cae y no se slava ni Dios; y que a veces, por lo contrario, el Mal se esconde detrás de mí, como aquel día en que el hipócrita Abel se hizo matar por su hermano Caín para que éste querada mal con todo el mundo y no pudiera reponerse jamás”

Las cosas no son tan simples.”

<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>Capítulo I</b>	<b>2</b>
<b>Interacción de la radiación con la materia</b>	
I. Radiación gamma	2
A) Efecto Compton	2
B) Efecto fotoeléctrico	4
II. Equilibrio de partículas cargadas	5
III. Interacción de las partículas cargadas con la materia	6
A) Colisiones "suaves" ( $b \gg a$ )	7
B) Colisiones "fuertes" ( $b \sim a$ )	7
C) Interacción nuclear de partículas cargadas pesadas ( $b \ll a$ )	8
IV. Poder de frenado	8
A) Poder de frenado	8
B) Poder de frenado restringido	9
V. Alcance	9
A) Alcance CSDA	10
B) Alcance proyectado	10
<b>Capítulo II</b>	<b>12</b>
<b>Conceptos de dosimetría</b>	
I. Fluencia	12
II. Dosis absorbida	12
A) Definición	13
B) Cálculo de la dosis absorbida proveniente de partículas cargadas	13
C) Cálculo de la dosis absorbida proveniente de radiación gamma	14
III. Dosimetría	15
A) Dosimetría	15
B) Dosímetro	15
IV. Dosimetría termoluminiscente	16
A) Introducción	16
B) Proceso Termoluminiscente	16
1. Cristales	16
2. Teoría de Randall-Wilkins	17
3. Estabilidad de las trampas	18
C) Equipo lector termoluminiscente	19

D) Dosimetría termoluminiscente	20
V. Eficiencia	20
VI. Deconvolución	21
VII. Dosímetro CaF <sub>2</sub> :Tm (TLD-300)	22
<b>Capítulo III</b>	<b>24</b>
<b>Procedimiento experimental</b>	
I. Dosímetros	24
II. Irradiación con gammas de <sup>60</sup> Co	24
III. Irradiación con protones e iones de helio	24
A) Peletrón	25
B) Energía de las partículas, dispersión de Rutherford y fluencia	27
1. Cálculos para conocer la energía de las partículas a la salida del blanco de oro	27
2. Determinación de la fluencia	29
C) Irradiación	31
D) Lectura	35
E) Deconvolución	35
<b>Capítulo IV</b>	<b>38</b>
<b>Resultados</b>	
<b>Capítulo V</b>	<b>50</b>
<b>Discusión y conclusiones</b>	
I. Discusión	
A) Dosis	50
B) LET	50
II. Conclusiones	51
<b>Bibliografía y referencias</b>	<b>54</b>
<b>Apéndices</b>	<b>58</b>



## Introducción

Una de las aplicaciones de los materiales termoluminiscentes es su uso como dosímetros, ya que con éstos se puede determinar la dosis recibida por un volumen expuesto a la radiación ionizante.

Dentro de la gran variedad de materiales y presentaciones que ofrecen estos dosímetros, se encuentra el dosímetro  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ , con nombre comercial TLD-300, que fue introducido en 1977 por Lucas y Kaspar [LUC 77].

Este dosímetro tiene una curva de brillo con 2 picos principales e independientes: el pico 3, que aparece a una temperatura de calentamiento de 150 °C y el pico 5 a 240 °C. Se ha reportado previamente [HOF 84], [HOF 96] que la respuesta termoluminiscente a la radiación ionizante del pico 5 no depende de la transferencia lineal de energía (LET por sus siglas en inglés), mientras que la del pico 3 sí depende. Esta característica permite determinar, con un solo dosímetro, la dosis de radiación absorbida y la LET, cuando éste se expone a un campo mixto de radiación.

Desde la introducción de este material se han hecho intentos de explotar sus propiedades para dosimetría en campos de radiación múltiples, utilizando un solo tipo de dosímetro. Por ejemplo, se ha usado para dosimetría clínica en campos mixtos de neutrones y rayos gamma, para discriminar entre radiación  $\alpha$  y radiación  $\beta$ , para dosimetría de partículas pesadas, para estimación de la calidad e intensidad de radiación de fotones de baja energía, para dosimetría del pión y para determinar la energía desconocida de fuentes de radiación  $\beta$  usando la proporción entre el pico 3 y el pico 5. También se encontró que los picos 3 y 5 tienen buena estabilidad, lo que permite hacer medidas precisas de dosis teniendo flexibilidad en el tiempo que transcurre entre la irradiación y la lectura del dosímetro.

El grupo de Dosimetría de la Radiación del IFUNAM, ha estudiado la respuesta del TLD-300 a partículas cargadas [BUE 99], y se desea estudiar la respuesta del dosímetro a campos mixtos de partículas cargadas pesadas; debido a esto, el objetivo de este trabajo es comprobar que es posible evaluar, simultáneamente y con un solo dosímetro (TLD-300), la dosis absorbida por los dosímetros expuestos a un campo de partículas cargadas pesadas mixto y la LET promedio del campo. El campo mixto que se usó en este trabajo consistió en iones de helio de 6 MeV y protones de 4 MeV, y las irradiaciones se llevaron a cabo en el acelerador Peletrón, ubicado en las instalaciones del IFUNAM.

Este trabajo se encuentra dividido en 5 capítulos. Los primeros dos, mencionan brevemente la forma en que la radiación gamma y las partículas cargadas interaccionan con la materia; el significado de la LET, algunos conceptos sobre dosimetría y la metodología para trabajar con este tipo de dosímetro. En el tercer y cuarto capítulos, se explica el método experimental utilizado y los resultados. Finalmente, en el capítulo 5 se muestran las discusiones y las conclusiones.

# CAPITULO I

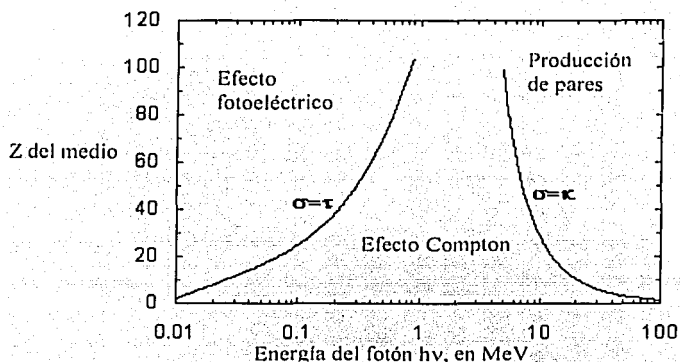
## Interacción de la radiación con la materia

La mayor parte de los conceptos de este capítulo provienen de la referencia [ATT 86].

### I. Radiación gamma

Existen 5 tipos de interacciones de la radiación gamma con la materia. Las más importantes para la física de radiaciones son: el efecto Compton, el efecto fotoeléctrico y la producción de pares. Su importancia radica en que transfieren energía a los electrones, los cuales la imparten a la materia por medio de muchas y pequeñas interacciones coulombianas a lo largo de sus trayectorias.

La probabilidad de que ocurra una de estas interacciones depende de la energía cuántica de la radiación gamma ( $E_\gamma = h\nu$ ) y del número atómico  $Z$  del medio absorbente. La figura I.1 indica las regiones de  $Z$  y  $E_\gamma$  en las cuales predomina cada interacción. Las curvas muestran las regiones en que dos tipos de interacciones son igualmente probables.



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Figura I.1. Importancia de los 3 tipos de interacción gamma con la materia. Las curvas muestran los valores de  $Z$  y  $E_\gamma$  para los cuales 2 efectos son igualmente probables. Las secciones transversales de interacción por átomo para el efecto Compton, el efecto fotoeléctrico y la producción de pares son, respectivamente,  $\sigma_c$ ,  $\sigma_p$  y  $\sigma_k$ .

### A) Efecto Compton

Cuando se analiza la radiación electromagnética que ha pasado por una región en la que hay electrones libres, se observa que, además de la radiación incidente, hay otra de frecuencia diferente. Esta nueva radiación es la creada después de que la radiación inicial desaparece al chocar con los electrones libres. La frecuencia de la nueva radiación es menor que la de la incidente y en consecuencia la longitud de onda de la nueva radiación es mayor que la de la radiación incidente. La longitud de onda de la nueva radiación depende de la

dirección en la que es emitida después del choque (fig 1.2). Este fenómeno se denomina efecto Compton.

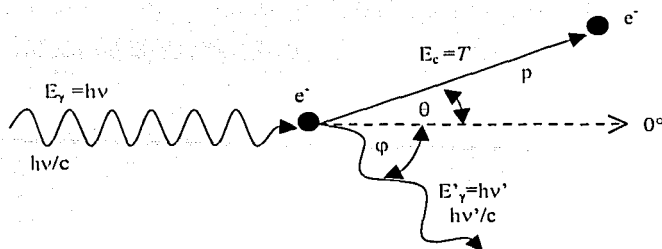


Figura 1.2. Cinemática del efecto Compton. Un fotón de energía cuántica  $h\nu$  que incide desde la izquierda choca con un electrón estacionario no ligado, dispersándolo a un ángulo  $\theta$  con respecto de la dirección original del fotón y con energía cinética  $T$ . El nuevo fotón  $h\nu'$  sale a un ángulo  $\phi$  con respecto de la dirección del fotón incidente y en el mismo plano en que está el fotón incidente y en el que sale el electrón. La energía y el momento del sistema se conservan. La suposición del electrón no ligado significa que las relaciones cinéticas descritas son independientes del número atómico del medio.

La figura 1.2 muestra esquemáticamente un fotón de energía  $h\nu$  chocando con un electrón. El fotón incidente lleva momento  $h\nu/c$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. El electrón estacionario no tiene energía cinética o momento.

Después de la colisión el electrón sale a un ángulo  $\theta$ , con energía cinética  $T$  y momento  $p$ . El nuevo fotón creado después de la colisión sale a un ángulo  $\phi$  con una nueva y menor energía cuántica  $h\nu'$  y momento  $h\nu'/c$ . La solución a la colisión se basa en la conservación de la energía y el momento. De la conservación de la energía se tiene que:

$$T = h\nu - h\nu' \quad (1.1)$$

La conservación del momento a lo largo de la dirección original del fotón ( $0^\circ$ ) se expresa como:

$$h\nu = h\nu' \cos\phi + pc \cos\theta \quad (1.2)$$

La conservación del momento perpendicular a la dirección de incidencia da la ecuación

$$h\nu' \sin\phi = pc \sin\theta \quad (1.3)$$

$pc$  se puede escribir en términos de  $T$  en las ecuaciones (1.2) y (1.3) haciendo uso de la teoría de la relatividad [ALO 86]:

$$pc = T(T + 2m_e c^2) \quad (1.4)$$

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

en donde  $m_0$  es la masa del electrón en reposo. Esta ecuación puede ser derivada de las tres siguientes relaciones relativistas:

$$m = \frac{m_0}{1 - (v/c)^2} \quad (1.5)$$

$$T = mc^2 - m_0c^2 \quad (1.6)$$

$$p = mv \quad (1.7)$$

donde  $v$  es la velocidad del electrón,  $m$  es la masa relativista y  $p$  es su momento.

Como un resultado de las sustituciones por  $pc$ , las ecuaciones (1.1), (1.2) y (1.3) forman un conjunto de tres ecuaciones simultáneas en los parámetros:  $h\nu$ ,  $h\nu'$ ,  $T$ ,  $\theta$  y  $\varphi$ . Esas ecuaciones pueden ser resueltas algebraicamente para obtener cualquiera de las variables que se escojan en una sola ecuación. El siguiente conjunto de tres ecuaciones, cada una en tres variables, provee de una manera conveniente una solución completa a la cinemática de las interacciones Compton:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\varphi)} \quad (1.8)$$

$$T = h\nu - h\nu' \quad (1.9)$$

$$\cot\theta = \left(1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}\right) \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad (1.10)$$

en donde  $m_0c^2$  (la energía en reposo del electrón) es 0.511 MeV, y  $h\nu$ ,  $h\nu'$  y  $T$  también están expresadas en MeV.

Se puede ver, de la ecuación (1.8), que para un valor dado de  $h\nu$ , la energía  $h\nu'$  y el ángulo  $\varphi$  del nuevo fotón están correlacionados una con el otro. De la ecuación (1.9) se obtiene la energía cinética  $T$  correspondiente al electrón dispersado, y la ecuación (1.10) da el ángulo de dispersión  $\theta$  del electrón.

## B) Efecto fotoeléctrico

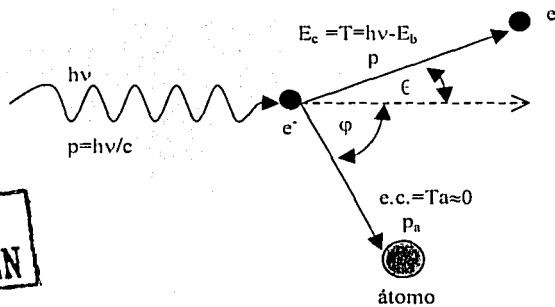
Se ha visto que en el caso del efecto Compton un fotón no puede dar toda su energía en una colisión con un electrón libre. Sin embargo, lo puede hacer en un encuentro con un electrón fuertemente ligado, como los que se encuentran en las capas internas del átomo, especialmente los de número atómico grande. El proceso por el cual la radiación incidente da toda su energía para liberar electrones de un material se denomina emisión fotoeléctrica ó efecto fotoeléctrico y se encuentra ilustrado esquemáticamente en la figura 1.3.

Un fotón incidente de energía  $h\nu$  se muestra interaccionando con un electrón de una capa atómica, que está ligado a ésta con una energía potencial  $E_b$ , es decir,  $E_b$  es la energía necesaria para que un electrón de dicha capa atómica escape del átomo. El efecto fotoeléctrico no puede ocurrir con un electrón a menos que  $h\nu > E_b$  para ese electrón. Mientras más pequeño sea  $h\nu$ , mayor será la probabilidad de ocurrencia del efecto

fotoeléctrico, siempre y cuando  $h\nu > E_b$ . El fotón es totalmente absorbido en la interacción y deja de existir. La energía cinética que el fotón le da al electrón, independiente de su ángulo de dispersión, es:

$$T = h\nu - E_b \quad (1.11)$$

El electrón sale de la interacción a un ángulo  $\theta$  con respecto a la dirección incidente del fotón, con momento  $p$ . Dado que el fotón ha sido totalmente absorbido, no existe un fotón extra para la conservación del momento, como el caso del efecto Compton. En el efecto fotoeléctrico este papel es adoptado por el átomo del cual el electrón fue arrancado.



TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Figura 1.3. Cinemática del efecto fotoeléctrico. Un fotón de energía cuántica  $h\nu$ , incidente desde la izquierda, choca con un electrón ligado a un átomo con una energía  $E_b$ . El fotón desaparece, dando una energía cinética al electrón de  $T = h\nu - E_b$ . El electrón sale a un ángulo  $\theta$  con respecto a la dirección original del fotón. Para conservar el momento, el resto del átomo sale a un ángulo  $\phi$ . La energía cinética del átomo es prácticamente cero.

## II. Equilibrio de partículas cargadas

Existe el equilibrio de partículas cargadas (EPC) dentro de un volumen  $v$ , si cada partícula cargada de un tipo y energía dados que abandona el volumen  $v$ , es reemplazada por una partícula idéntica de la misma energía que entra en dicho volumen.

En la figura 1.4 se muestra un volumen  $V$  que contiene un volumen  $v$ . Los límites de  $v$  y  $V$  deben estar separados por lo menos la distancia máxima de penetración de las partículas cargadas secundarias presentes. Si las condiciones siguientes son satisfechas para el volumen  $V$ , el EPC existirá para el volumen  $v$  (dentro del límite no estocástico):

- La composición del medio es homogénea.
- La densidad del medio es homogénea.
- Existe un *campo* de radiación indirectamente ionizante uniforme (es decir, la atenuación de la radiación es despreciable al pasar por el medio).
- No hay presencia de campos eléctricos o magnéticos inhomogéneos.

El EPC puede existir, bajo ciertas condiciones geométricas, sin que las cuatro condiciones anteriores se satisfagan.

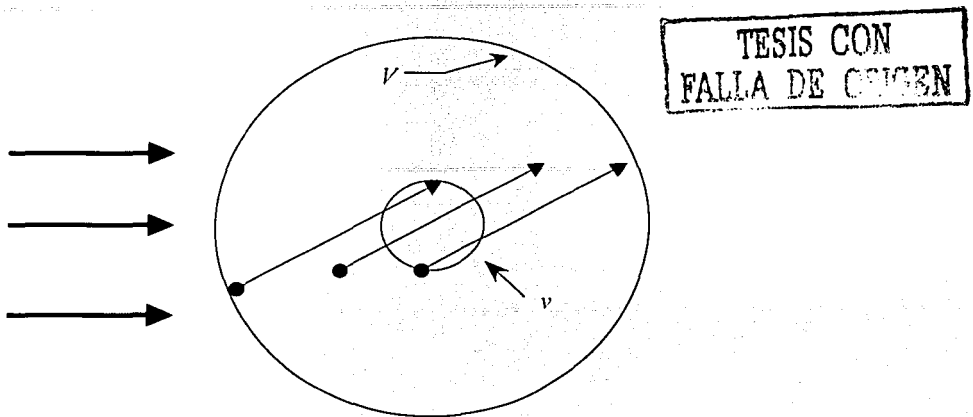


Figura 1.4. Condiciones de EPC cuando se irradia un volumen con una fuente externa. El volumen  $V$  contiene un medio homogéneo, uniformemente irradiado por radiación indirectamente ionizante. Las partículas cargadas secundarias son producidas uniformemente en  $V$ , no necesariamente isotrópicas, pero con la misma distribución en la dirección y la energía. Si la mínima distancia de separación de los límites de  $V$  y  $v$  es mayor que la distancia máxima de penetración de las partículas cargadas presentes en el medio, entonces existe EPC dentro de  $v$ .

### III. Interacción de las partículas cargadas con la materia

Las partículas cargadas pierden su energía de una manera distinta a la de la radiación no cargada. Un fotón o neutrón puede pasar por un trozo de materia sin interacción alguna o puede interactuar para perder su energía en uno o dos eventos "catastróficos".

En contraste, una partícula cargada, al estar rodeada por su campo eléctrico de fuerza coulombiana, interactúa con uno o más electrones, o con el núcleo, de prácticamente todos los átomos por los que pasa. La mayoría de estas interacciones individuales, transfieren solamente una pequeña fracción de la energía cinética incidente de la partícula, y es probable que la partícula pierda su energía cinética gradualmente en un proceso de fricción, también aludido como "aproximación de frenado continuo" (CSDA por sus siglas en inglés "continuous slowing-down approximation"). La probabilidad de que una partícula cargada pase a través de una capa de materia sin tener ninguna interacción es prácticamente nula. Una partícula cargada de 1 MeV típicamente tiene  $\sim 10^5$  interacciones antes de perder toda su energía cinética.

Desde el punto de vista estocástico, es imposible predecir aun de manera tosca, qué tan lejos un fotón o neutrón penetrará a través de la materia, ya que bastan una o dos interacciones que ocurran al azar para disipar toda su energía cuántica o cinética. Las partículas cargadas, sin embargo, pueden ser caracterizadas, de manera aproximada, por una trayectoria en común, hecha por la mayoría de tales partículas de un tipo y una energía dada en un medio específico. Debido a la gran cantidad de interacciones que sufre cada una de las partículas cargadas al ir perdiendo su velocidad, el largo de su trayectoria tiende a

aproximarse a un valor esperado que puede ser tomado como una media para una población muy grande de partículas idénticas. Ese valor esperado, llamado *alcance* se discutirá más adelante.

Las interacciones debidas a la fuerza coulombiana de las partículas cargadas pueden ser caracterizadas de forma muy simple en términos del tamaño relativo del *parámetro clásico de impacto*  $b$  como función del radio atómico  $a$ , como se muestra en la figura 1.5. Los siguientes tres tipos de interacciones resultan dominantes para  $b \gg a$ ,  $b \sim a$ , y  $b \ll a$ , respectivamente.

### A. Colisiones "Suaves" ( $b \gg a$ )

Cuando una partícula cargada pasa a una distancia considerable de un átomo, la influencia del campo de fuerza coulombiano de la partícula afecta al átomo como un todo, provocando que se distorsione, que se excite a un nivel más alto de energía, y algunas veces que se ionice, al sacar a un electrón de la capa de valencia. El efecto neto es la transferencia de una pequeña cantidad de energía (un par de eV) del electrón a un átomo del medio absorbente.

Como los valores grandes de  $b$  son claramente más probables que los pequeños (en los que los electrones llegan a estar más cerca de los átomos), las colisiones "suaves" son, por mucho, el mayor tipo de interacciones de las partículas cargadas, y éstas contribuyen aproximadamente con la mitad de la energía transferida al medio absorbente.

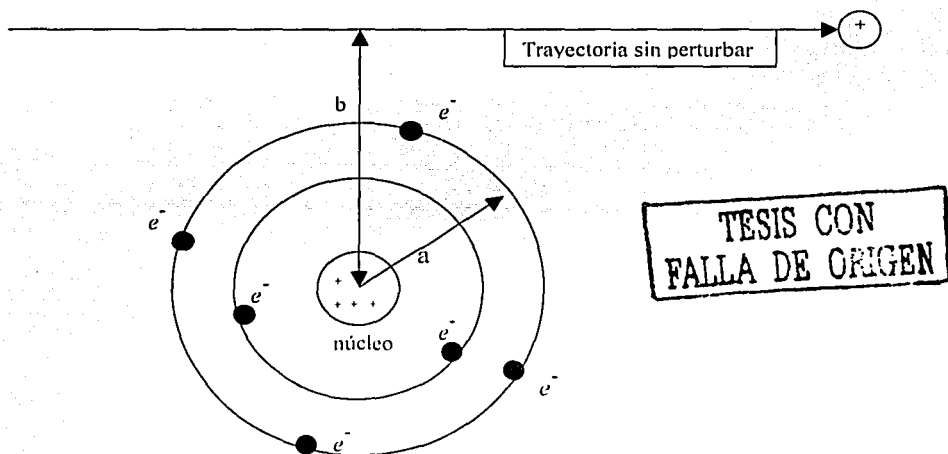


Figura 1.5. Parámetros importantes en la colisión de partículas cargadas con átomos:  $a$  es el radio clásico del átomo;  $b$  es el parámetro clásico de impacto.

### B. Colisiones "fuertes" ( $b \sim a$ )

Cuando el parámetro de impacto es del orden de las dimensiones atómicas, es más probable que la partícula incidente interactúe en primer lugar con un electrón, el cual es expulsado del átomo con una energía cinética considerable y se llama rayo delta ( $\delta$ ). Para el

tratamiento teórico de las colisiones fuertes, las energías de amarre atómicas se desprecian y los electrones atómicos se consideran como “libres”. Los rayos  $\delta$  son lo suficientemente energéticos para provocar interacciones de fuerza coulombiana en su trayecto. De esta manera un rayo  $\delta$  disipa su energía cinética a través de un camino diferente (llamado “vía secundaria”) al de la partícula cargada primaria.

La probabilidad de que ocurra una colisión fuerte depende del espín mecánico-cuántico y de los efectos de intercambio, involucrando de esta manera la naturaleza de la partícula incidente. Entonces, como se verá en las siguientes secciones, la forma que toma la ecuación del poder de frenado, que incluye el efecto de colisiones fuertes, depende del tipo de partícula, siendo diferente para electrones y partículas pesadas.

Aunque las colisiones fuertes son menores en número al compararlas con las colisiones suaves, las fracciones de las energías de las partículas incidentes que se gastan por estos dos procesos son generalmente comparables.

### C. Interacción nuclear de las partículas cargadas pesadas ( $b \ll a$ )

Una partícula cargada pesada que tenga una energía cinética grande ( $\sim 100$  MeV) y un parámetro de impacto menor que el radio nuclear puede interaccionar inelásticamente con el núcleo. Cuando la partícula cargada pesada choca con uno o más nucleones (protones o neutrones), éstos pueden ser conducidos fuera del núcleo por medio de un proceso de *cascada intranuclear*, colimados fuertemente en la dirección frontal. Los núcleos altamente excitados decaen de su estado excitado por medio de la emisión de las llamadas partículas *de evaporación* (en su mayoría nucleones de relativamente baja energía) y rayos  $\gamma$ . De esta manera la distribución espacial de la dosis absorbida cambia cuando las interacciones nucleares están presentes, ya que parte de la energía cinética que debería depositarse como excitación e ionización local, es llevada fuera por neutrones y rayos  $\gamma$ .

## IV. Poder de frenado.

### A. Poder de frenado.

Se llama *poder de frenado*,  $(dT/dx)_{Y,T,Z}$ , al valor esperado de la cantidad de energía perdida, por unidad de camino recorrido  $x$ , por una partícula cargada  $Y$  de energía cinética  $T$ , en un medio de número atómico  $Z$ . Los subíndices no necesitan ser indicados explícitamente ya que esa información es clara del contexto. Las unidades típicas del poder de frenado son MeV/cm ó J/m ( $1 \text{ MeV/cm} = 1.602 \times 10^{-11} \text{ J/m}$ ). Dividiendo el poder de frenado por la densidad  $\rho$  del medio absorbente se obtiene la cantidad llamada *poder de frenado másico*  $(dT/\rho dx)$ , generalmente en  $\text{MeV cm}^2/\text{g}$  ó  $\text{J m}^2/\text{kg}$  ( $1 \text{ MeV cm}^2/\text{g} = 1.602 \times 10^{-14} \text{ J m}^2/\text{kg}$ ).

Cuando se está interesado en el destino de la energía perdida por la partícula cargada, el poder de frenado puede dividirse en “poder de frenado por colisión” y “poder de frenado radiativo”. El primero es la tasa de energía perdida que resulta de las colisiones suaves y fuertes, las cuales convencionalmente son referidas como “interacciones por colisión”. El poder de frenado radiativo es aquel perteneciente a las interacciones radiativas de la partícula incidente (bremsstrahlung).

El *poder de frenado másico por colisión* puede escribirse como:



$$\left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c = \left( \frac{dT_s}{\rho dx} \right)_c + \left( \frac{dT_h}{\rho dx} \right)_c \quad (1.12)$$

donde los subíndices  $c$  indican las interacciones por colisión,  $s$  son las suaves y  $h$  las fuertes.

## B. Poder de frenado restringido.

El poder de frenado másico por colisión ( $dT/\rho dx$ ), expresa la tasa promedio de la energía perdida por una partícula cargada, en colisiones fuertes y suaves. Los rayos  $\delta$  resultantes de las colisiones fuertes pueden ser lo suficientemente energéticos para acarrear energía cinética a una distancia significativa del camino de la partícula inicial. Más aun, si se está calculando la dosis en un objeto pequeño o en una hoja delgada atravesada por partículas cargadas, el uso del poder de frenado por colisión sobrestimará la dosis, a menos que los rayos  $\delta$  que se escapan sean reemplazados.

El *poder de frenado restringido* es esa fracción del poder de frenado por colisión que incluye todas las colisiones suaves más aquellas colisiones fuertes que resultan en rayos  $\delta$  con energías menores que un valor de corte  $\Delta$ . El poder de frenado restringido en  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$  se simboliza como  $(dT/\rho dx)_\Delta$ . Una forma alternativa y muy importante de poder de frenado restringido es conocida como *transferencia lineal de energía* (LET por sus siglas en inglés "linear energy transfer"), simbolizada como  $L_\Delta$ . Las unidades usuales de  $L_\Delta$  son  $\text{keV} / \mu\text{m}$ , entonces:

$$L_\Delta (\text{keV} / \mu\text{m}) = \frac{\rho (\text{g} / \text{cm}^3)}{10} \left[ \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_\Delta (\text{MeV} \text{ cm}^2 / \text{g}) \right] \quad (1.13)$$

La transferencia lineal de energía es de gran importancia en radiobiología y microdosimetría.

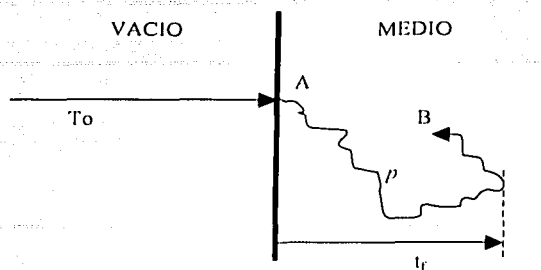
## V. Alcance.

El concepto de alcance de partícula cargada puede ser definido de la siguiente manera:

*El alcance  $R$  de una partícula cargada de un tipo y una energía dados, en un medio determinado, es el valor esperado de la longitud de la trayectoria  $p$  que ésta sigue hasta que se detiene.*

Una segunda cantidad, relacionada con la primera, el *alcance proyectado*, se define como:

*El alcance proyectado  $\langle r \rangle$  de una partícula cargada de un tipo y una energía inicial dados, en un medio determinado, es el valor esperado de la máxima penetración  $t_f$  de la partícula en su dirección inicial.*



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Figura 1.6. Se ilustra el concepto de *trayectoria  $p$*  y *profundidad máxima de penetración,  $t_f$* , para un electrón. La distancia total del camino desde el punto de entrada A hasta el punto B donde se detiene es  $p$ . Nótese que  $t_f$  no es necesariamente la profundidad del punto B.

Ninguna de estas cantidades es estocástica y las unidades son de masa/área ya que depende del material en el que incide la partícula, y la dividirse por la densidad de dicho material se encuentra el alcance en unidades de longitud. Los conceptos de  $p$  y  $t_f$  se ilustran en la figura 1.6.

### A. Alcance CSDA

Experimentalmente el alcance puede ser determinado (en principio), para un medio óptico transparente como una emulsión fotográfica, al seguir microscópicamente la trayectoria de cada partícula en tres dimensiones, y obtener la media de la trayectoria de muchas partículas idénticas de la misma energía inicial. Una cantidad muy similar pero no idéntica, es el llamado alcance CSDA (ver I.III), que representa el alcance en la aproximación de frenado continuo. En términos del poder de frenado másico, el alcance CSDA se define como:

$$R_{CSDA} \equiv \int_0^{T_0} \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)^{-1} dT \quad (1.14)$$

donde  $T_0$  es la energía inicial de la partícula. Si  $dT/\rho dx$  está en  $\text{MeV cm}^2/\text{g}$  y  $dT$  en  $\text{MeV}$ , entonces  $R_{CSDA}$  está dado en  $\text{g/cm}^2$ .

### B. Alcance proyectado

El alcance proyectado  $\langle r \rangle$ , definido al inicio de la sección, es más fácil de visualizar en términos de placas planas de un medio absorbente, colocadas perpendicularmente al haz incidente de partículas cargadas. Se cuenta el número de partículas incidentes que penetran el material conforme su grosor aumenta desde 0 hasta  $\infty$ .

En este caso  $\langle r \rangle$  puede ser definido como:

$$\langle t \rangle \equiv \frac{\int_0^{\infty} t \cdot t_f(t) dt}{\int_0^{\infty} t_f(t) dt} = \frac{\int_0^{\infty} t \frac{dN(t)}{dt} dt}{\int_0^{\infty} \frac{dN(t)}{dt} dt} = - \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \cdot t_f(t) dt \quad (1.15)$$

donde  $N_0$  es el número de partículas incidentes menos aquellas que sufren reacciones nucleares.  $N(t)$  es el número de partículas que penetran un trozo de material de espesor  $t$ , y  $t_f(t) = dN(t)/dt$  es la distribución diferencial de las partículas, a las profundidades de penetración más grandes,  $t_f = dN(t)/dt$ , que es la pendiente de la curva del número de partículas que penetra vs.  $t$ , siempre es negativa o cero.

La figura 1.7 muestra gráficas típicas del número de partículas que penetra a través del material al aumentar su grosor  $t$ . Todas las partículas se suponen monoenergéticas e inciden perpendicularmente.

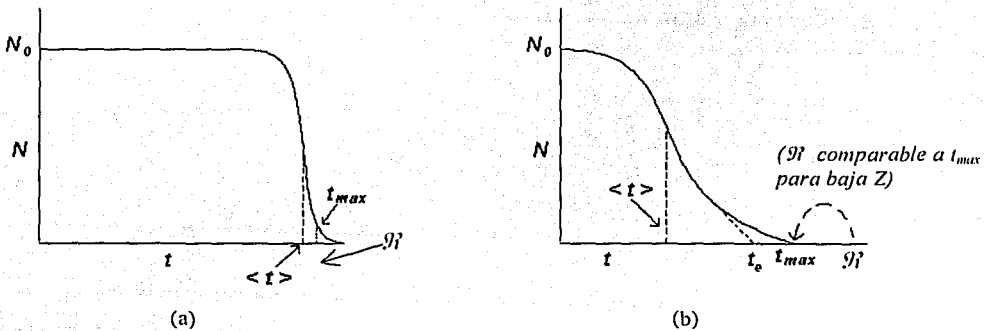


Figura 1.7. Número de partículas cargadas monoenergéticas que penetran a través de una rebanada de material de espesor  $t$ .  $\langle t \rangle$  es el alcance proyectado,  $t_e$  es la profundidad de penetración extrapolada,  $t_{max}$  es la profundidad máxima de penetración, y  $R$  el alcance ( $\approx R_{e,NP,d}$ ). El inciso "a" se refiere a las partículas pesadas sin considerar interacciones nucleares, el "b" se refiere a electrones.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## CAPITULO II

### Conceptos de dosimetría

La mayor parte de los conceptos de este capítulo provienen de la referencia [ATT 86].

#### I. Fluencia

Se considera un punto  $P$  en un campo de radiación ionizante y se le asocia un volumen diferente de cero. El caso más simple de tal volumen es una esfera centrada en  $P$ , como lo muestra la figura II.1, que tiene la ventaja de presentar la misma área para cualquier sección transversal de los rayos incidentes de cualquier dirección.

De esta manera, refiriéndose a la figura II.1, sea  $N_e$  el valor esperado del número de rayos incidentes en la esfera que rodea al punto  $P$  durante un intervalo que va desde un tiempo inicial arbitrario  $t_0$  a un tiempo posterior  $t$ . Si la esfera se reduce infinitesimalmente en  $P$  con una área máxima circular  $da$ , se define la cantidad llamada fluencia,  $\Phi$ , como el cociente de la diferencial  $dN_e$  por  $da$ :

$$\Phi = \frac{dN_e}{da}, \quad (\text{II.1})$$

que generalmente está expresada en unidades de  $\text{m}^{-2}$  o  $\text{cm}^{-2}$ .

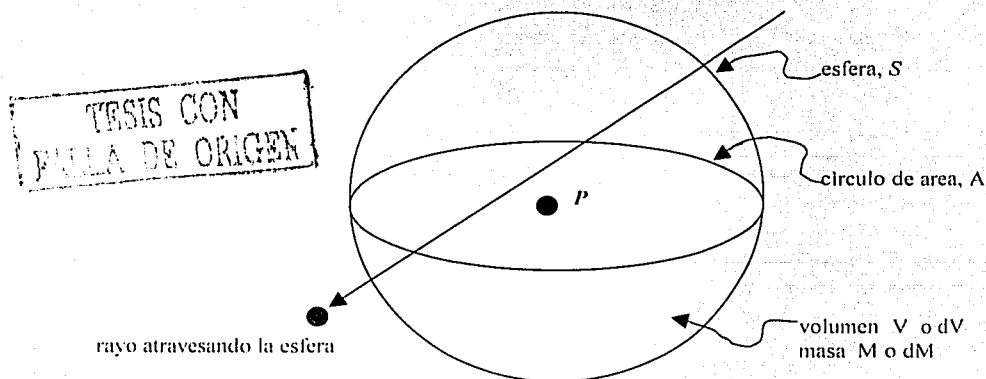


Figura II.1. Caracterización de un campo de radiación en un punto  $P$  en términos de la radiación que atraviesa la superficie esférica  $S$ .

#### II. Dosis absorbida

La dosis absorbida es relevante en todo tipo de campos de radiación ionizante, ya sea ionización directa o indirecta.

### A) Definición.

La dosis absorbida  $D$  se puede definir de mejor manera en términos de la cantidad estocástica relacionada con ella, la *energía impartida*  $c$ . La energía impartida por radiación ionizante a la materia de masa  $m$  en un volumen finito  $V$  se define como:

$$c = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \Sigma Q \quad (11.2)$$

donde  $(R_{in})_u$  es la energía radiante<sup>1</sup> de las partículas no cargadas que entra a  $V$ ,  $(R_{out})_u$  es la energía radiante de toda la radiación no cargada que sale de  $V$ ,  $(R_{in})_c$  es la energía radiante de las partículas cargadas que entran a  $V$ ,  $(R_{out})_c$  es la energía radiante de las partículas cargadas que salen de  $V$ , y  $\Sigma Q$  es la energía neta derivada de la masa en reposo en  $V$  ( $m \rightarrow E$  positiva,  $E \rightarrow m$  negativa). Ahora se puede definir la dosis absorbida  $D$  en cualquier punto  $P$  en  $V$  como:

$$D = \frac{d}{dm} c \quad (11.3)$$

donde  $c$  es ahora el valor esperado de la energía impartida dentro del volumen  $V$  durante algún intervalo de tiempo,  $dc$  es para un volumen infinitesimal  $dv$  en el punto  $P$ , y  $dm$  es la masa en  $dv$ .

De esta manera, la dosis absorbida  $D$  es el valor esperado de la energía impartida a la materia por unidad de masa en un punto. Las dimensiones y unidades de la dosis absorbida son erg/g, rad, o J/kg. La unidad en el Sistema Internacional es llamada *Gray* (Gy). Estas unidades están relacionadas por:

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 10^2 \text{ rad} = 10^4 \text{ erg/g} \quad (11.4)$$

El valor promedio  $D$  de la dosis absorbida a través de un volumen que contiene una masa  $m$  es:  $(c)_e/m$ . La cantidad  $(c)_e = Dm$  es también llamada la *dosis integral*, expresada en unidades de g·rad, o joules.

Debe notarse que  $D$  representa la energía por unidad de masa que permanece en la materia en  $P$  para producir cualquier efecto atribuible a la radiación. Algunos tipos de efectos son proporcionales a  $D$ , mientras que otros dependen de  $D$  de una forma más complicada. Para el caso de este trabajo, la dosis se determina a partir de la fluencia.

### B) Cálculo de la dosis absorbida proveniente de partículas cargadas

Considérese un haz paralelo de partículas cargadas de energía cinética  $T_0$  que incide perpendicularmente en una rebanada de material de número atómico  $Z$ . Si las partículas cargadas no pueden penetrar a través de la rebanada de material de espesor  $\rho t$ , entonces habrá una capa de material no irradiado más allá de la profundidad de penetración de la partícula. Si un haz de partículas, cuya fluencia vale  $\Phi$  (partículas/cm<sup>2</sup>), de energía  $T_0$ , incide perpendicularmente en la rebanada de material y la retrodispersión es despreciable,

<sup>1</sup> La energía radiante es la energía de las partículas emitidas, transferidas o recibidas (ICRU, 1980)

ya que es insignificante para partículas cargadas pesadas, entonces la energía impartida en la rebanada de material por  $\text{cm}^2$  es igual a la fluencia de energía por la energía de las partículas.

$$E = \Phi T_0 \quad (\text{MeV} / \text{cm}^2) \quad (\text{II.5})$$

La dosis absorbida promedio en zona irradiada de la rebanada está dada por:

$$D = 1.602 \times 10^{-10} \times \frac{\Phi T_0}{\rho \langle l \rangle} \quad \text{Gy} \quad (\text{II.6})$$

con  $\langle l \rangle$  el alcance proyectado de las partículas en el medio absorbente de densidad  $\rho$ . La figura II.2 muestra un dibujo del concepto anterior.

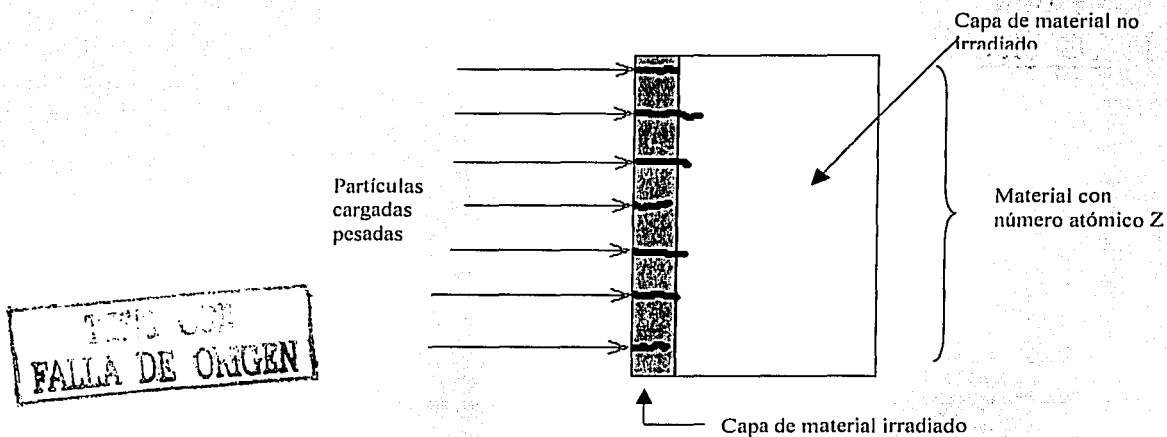


Figura II.2. Las partículas cargadas pesadas inciden sobre el material con número atómico Z, irradiando solo una rebanada de dicho material.

### C) Cálculo de la dosis absorbida proveniente de radiación gamma

Cuando ocurre un proceso de desintegración radiactiva, los nuevos núcleos pueden quedar en un estado excitado, y cuando se desexcitan para estar en su estado base emiten un rayo gamma proveniente del núcleo. De los distintos procesos de desintegración radiactiva, en esta sección se describe el caso del decaimiento  $\beta^-$  porque en este trabajo se usó una fuente radiactiva de  $^{60}\text{Co}$  para irradiar los TLD-300 con radiación gamma.

El  $^{60}\text{Co}$  decae por emisión  $\beta^-$ , como lo indica la figura II.3, a un estado excitado del  $^{60}\text{Ni}$ , y cuando éste último se desexcita emite radiación gamma. Ignorando cualquier pérdida radiativa de los rayos  $\beta$  y suponiendo que toda su energía cinética se disipa en colisiones durante el depósito de la dosis, bajo condiciones de equilibrio de partícula cargada, la dosis absorbida debida a  $n$  desintegraciones  $\beta$  por gramo del material radiactivo es  $nE_{\text{prom}}$

$nE_{\text{prom}}$  (MeV/g), donde  $E_{\text{prom}}$  es la energía promedio de los rayos gamma provenientes del núcleo desexcitado.

Para la fuente que se usó en este trabajo, la contribución de la radiación  $\beta^-$  no se considera porque esta es absorbida debido a su baja energía (96 y 625 keV), y sólo se aprovechan los 2 rayos gamma de 1.33 y 1.17 MeV que se emiten en la desexcitación del Ni.

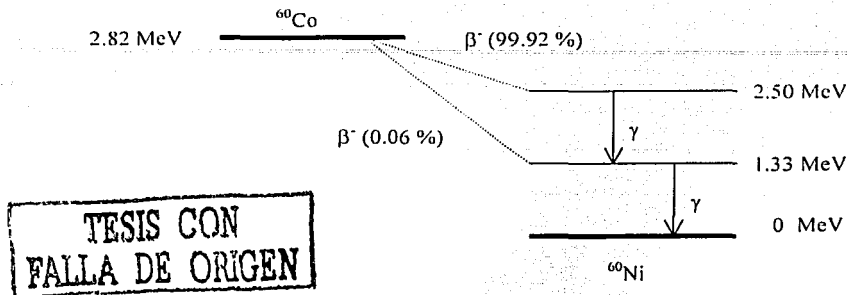


Figura II.3. Se muestra el esquema del decaimiento del  $^{60}\text{Co}$ . Los rayos gamma principales tienen energías de 1.17 y 1.33 MeV.

### III. Dosimetría

#### A) Dosimetría

Estrictamente, la dosimetría de la radiación (o simplemente "dosimetría") se refiere a la medida de la dosis absorbida como resultado de la interacción de la radiación ionizante con la materia. De manera más amplia se refiere a la *determinación* (ya sea por medición, cálculo o una combinación de ambos) de esa cantidad, así como de cualquier otra cantidad radiológica relevante. Generalmente se mide una cantidad y se deriva otra cantidad de la primera, a través de cálculos basados en las relaciones previamente definidas.

#### B) Dosímetro

Un dosímetro puede definirse de manera general, como un instrumento que es capaz de proveer una lectura  $r$ , que es una medida de la dosis absorbida  $D_g$  depositada en su *volumen sensible*  $V$  por radiación ionizante. Si la dosis no es homogénea en  $V$ , entonces  $r$  es la medida de algún tipo de valor medio  $D_g$ . Idealmente  $r$  es proporcional a  $D_g$ , y cada elemento de volumen de  $V$  tiene la misma influencia en el valor de  $r$ , en cuyo caso  $D_g$  es simplemente la dosis promedio en  $V$ . Esta idealización es a menudo, pero no siempre, una buena aproximación en dosímetros prácticos.

## IV. Dosimetría Termoluminiscente

### A) Introducción

Una forma particular de dosimetría es la dosimetría termoluminiscente, que aprovecha la capacidad que tienen algunos materiales de mantener a los electrones en estados metaestables, cuando se irradian, y mantenerse así hasta que se calientan y emiten luz. La luz emitida puede correlacionarse con la dosis absorbida por el material utilizado [McK 81] [McK 95].

### B) Proceso termoluminiscente

La luminiscencia describe el proceso de emisión de radiación óptica de un material por cualquier causa. Los materiales luminiscentes absorben energía, almacenan una parte, y la convierten en radiación óptica que después emiten. Con la adición de un prefijo (“termo” en este caso) se describe el medio por el cual el material recibe la energía de excitación para que se produzca el efecto de luminiscencia.

#### 1. Cristales

El volumen sensible de un dosímetro termoluminiscente (TLD, por sus siglas en inglés, *thermoluminescent dosimeter*), consiste en una pequeña masa (~1-100 mg) de cristal dieléctrico que contiene *activadores* (impurezas) adecuados para que pueda funcionar como cristal termoluminiscente. Los activadores, que sólo se encuentran en pequeñas cantidades, suministran dos tipos de *centros* o impurezas en la red cristalina:

- a) *Trampas* para los electrones y para “agujeros”, que capturan y mantienen a los portadores de carga en un pozo de potencial eléctrico en donde pueden permanecer por largos periodos de tiempo.
- b) *Centros luminiscentes* localizados en trampas para electrones y agujeros, los cuales emiten luz cuando los electrones y agujeros se recombinan en dichos centros.

La figura II.4 es un diagrama de niveles de energía que ilustra el proceso termoluminiscente. A la izquierda se muestra un evento de ionización que mueve a un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción, para después emigrar hacia una trampa para electrones (es decir, un sitio en la red cristalina donde falta un ion negativo). El agujero que deja el electrón en la banda de valencia emigra a una trampa para agujeros. A la temperatura que tiene el cristal durante la irradiación, estas trampas son lo suficientemente profundas en términos de energía potencial, para no permitir el escape de los electrones o agujeros durante periodos de tiempo grandes, hasta que el cristal se calienta con el fin de liberarlos. En la parte derecha de la figura II.4 se muestra el efecto de tal calentamiento. Se supone que los electrones son liberados primero, esto es, que la trampa de los electrones en este cristal es de menor profundidad que la de los agujeros. (El caso opuesto también puede ser cierto, que los agujeros sean liberados primero). Nuevamente, el electrón entra en la banda de conducción y ahora migra a una trampa para agujeros, la cual se supone que actúa como centro luminiscente o que está cercana a uno. En este caso la recombinación está acompañada por la liberación de un fotón. Estos procesos son estocásticos y el número de recombinaciones más emisión de luz no corresponde al número



de eventos de ionización por radiación. En general, el primero puede ser menos del 1% del segundo.

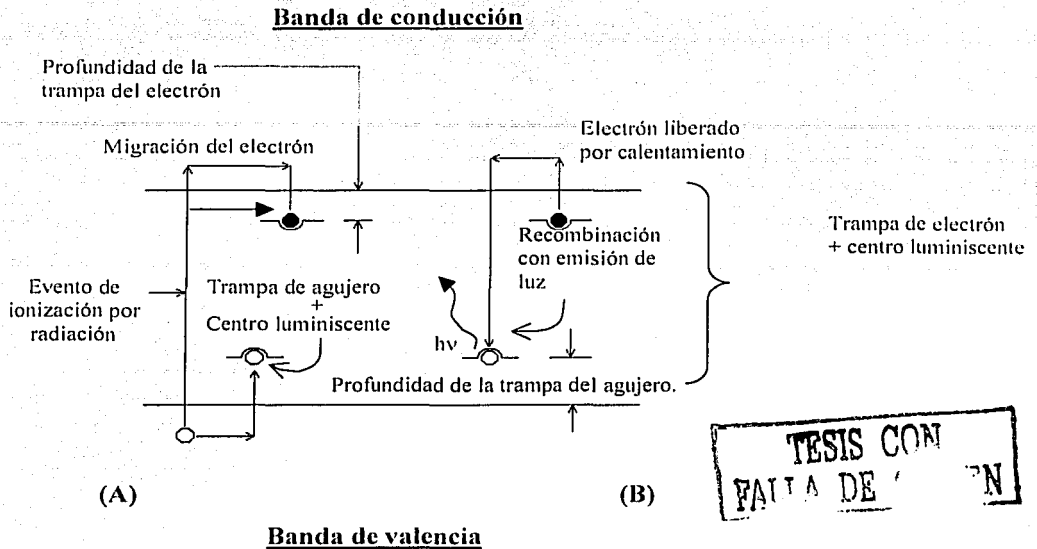


Figura II.4. Diagrama de niveles de energía del proceso termoluminiscente para cualquier cristal: (A) ionización por radiación y trampas para electrones y agujeros; (B) calentamiento para liberar electrones dando lugar a la producción luminiscente.

## 2. Teoría de Randall-Wilkins

La cinética de primer orden para la liberación, a una temperatura  $T(K)$ , de los portadores de carga atrapados, fue descrita para los electrones por Randall y Wilkins [RAN 45] utilizando la ecuación de Boltzmann,

$$p = \frac{1}{\tau} = \alpha e^{-\frac{E}{kT}}, \quad (II.7)$$

donde  $p$  es la probabilidad de escape de los electrones por unidad de tiempo ( $s^{-1}$ ),  $\tau$  es la vida media en la trampa,  $\alpha$  es llamado factor de frecuencia,  $E$  es la energía de la profundidad de la trampa (eV), y  $k$  es la constante de Boltzmann ( $k = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} = 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$ ).

Es evidente, de la ecuación (II.7), que si suponemos los valores  $k$ ,  $E$  y  $\alpha$  constantes, al aumentar  $T$  se provoca que aumente  $p$  y que disminuya  $\tau$ . De esta manera, si la temperatura  $T$  se aumenta linealmente como función del tiempo, comenzando a temperatura ambiente, acaecerá un aumento en la cantidad de electrones liberados de las trampas, alcanzando un

máximo a una temperatura  $T_m$ , para seguir con una disminución en la liberación de los electrones, debida a que, aunque  $p$  crece con  $T$ , la cantidad de electrones atrapados se va reduciendo.

Suponiendo que la intensidad en la emisión de luz es proporcional a la cantidad de electrones liberados, se observará un pico en la intensidad termoluminiscente (TL), a la temperatura  $T_m$ . Este es llamado *pico de brillo* y se muestra en la figura II.5 ( $T_{m1}$  y  $T_{m2}$ ). La presencia de más de una trampa de profundidad  $E_i$  da lugar a varios picos. El conjunto de todos los picos es llamado *curva de brillo* (figura II.4,  $T_{m1} + T_{m2}$ ).

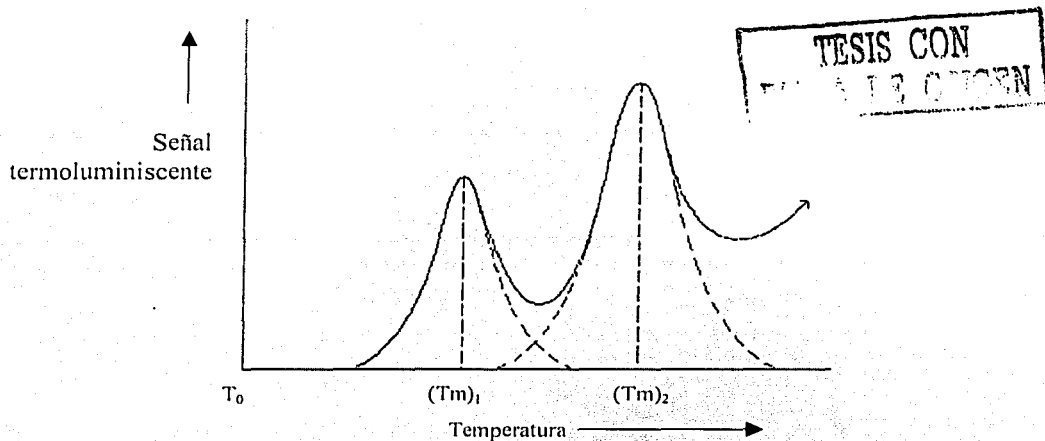


Figura II.5. Una curva de brillo termoluminiscente, esto es, señal TL en función de la temperatura, como resultado del calentamiento gradual

El valor de  $T_m$  está relacionado con la tasa de calentamiento  $q$  (K/s) en la forma que se muestra en la siguiente relación, derivada de la teoría de Randall-Wilkins:

$$\frac{E}{kT_m^2} = \frac{\alpha}{q} e^{-E/kT_m} \quad (II.8)$$

Aunque no es obvio de la ecuación (II.8),  $T_m$  aumenta gradualmente respecto de  $q$ . La eficiencia de la emisión de luz disminuye con la tasa de incremento de la temperatura debido a un proceso llamado *desvanecimiento térmico*. De esta manera a mayores tasas de calentamiento se observa una pérdida en la salida total de luz del cristal.

### 3. Estabilidad de las trampas

La utilidad de una trampa para las aplicaciones dosimétricas, depende de su independencia del tiempo y de las condiciones ambientales.

Si las trampas no son estables a temperatura ambiente antes de la irradiación, es posible que migren dentro del cristal y se combinen con otras trampas para formar una

configuración diferente a la original, además de que se observan cambios en la sensibilidad del dosímetro y en la forma de la curva de brillo. En general los cristales TL funcionan mejor como dosímetros si reciben un tratamiento térmico uniforme, reproducible y óptimo antes de la irradiación [FUR 83].

La incapacidad de las trampas de retener a los portadores de carga a temperatura ambiente, después de la irradiación, recibe el nombre de *fuga en trampas*, y desde luego ésta aumenta si la temperatura ambiente aumenta.

### C) Equipo lector termoluminiscente

El instrumento que se utiliza para calentar un TLD y medir la luz termoluminiscente emitida por el TLD, es llamado equipo lector termoluminiscente. Su diseño se muestra esquemáticamente en la figura II.6. El cristal termoluminiscente se coloca encima de la plancheta a temperatura ambiente; a ésta se le hace pasar una corriente para calentarla de manera controlada. Mientras el TLD es calentado, la luz que emite es recolectada por el tubo fotomultiplicador.

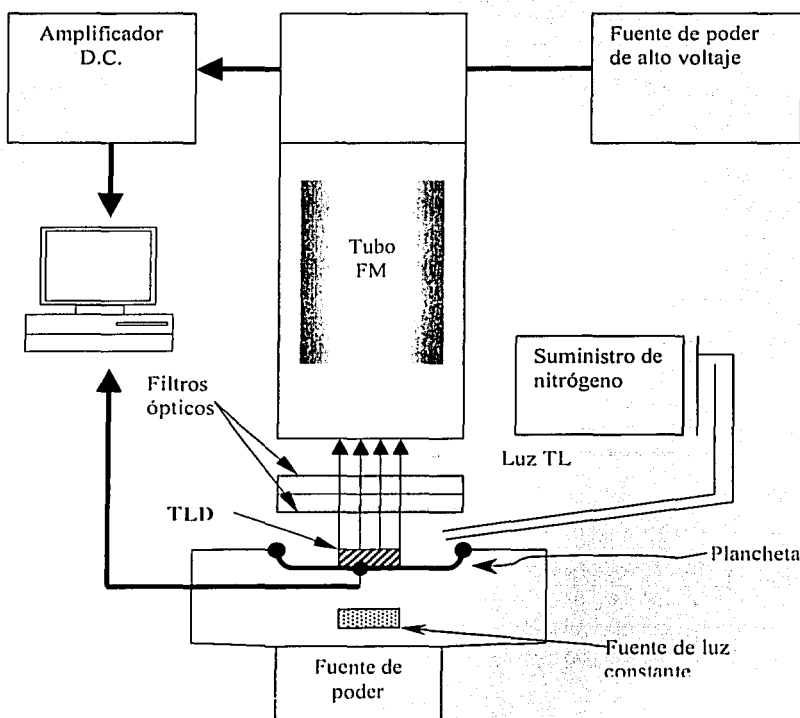


Figura II.6. Diagrama esquemático de un equipo lector TL.

TESIS CON  
FALTA DE COTEN

Durante la lectura, se hace fluir gas  $N_2$  al sitio donde está colocada la plancheta de manera que envuelva al TLD, para que los efectos de superficie en el cristal, debido al calentamiento, no produzcan emisión de luz. Este flujo de gas  $N_2$  también ayuda a disminuir el fondo falso en la señal TL, especialmente cuando las dosis a medir son bajas ( $\mu Gy$ ).

Es necesario un calentamiento reproducible de la plancheta para que se logre una dosimetría TL reproducible. Además el tubo foto multiplicador (FM) debe tener la misma sensibilidad a la luz, para que a una cantidad de luz proveniente de un TLD durante la lectura, corresponda siempre el mismo valor de la señal. Para esto se requiere una sensibilidad del tubo FM constante y un sistema óptico adecuado (filtros, espejos y lentes), entre otras cosas. El equipo también tiene una fuente de luz constante con un espectro apropiado (un cristal de centelleo con una fuente radiactiva de emisión  $\beta$ ) para verificar la sensibilidad del tubo FM.

En el presente trabajo se utilizó un equipo lector termoluminiscente de marca Harshaw, modelo 3500.

#### **D) Dosimetría termoluminiscente**

Partiendo de los temas discutidos en las secciones anteriores, se observa que la termoluminiscencia puede utilizarse para medir dosis absorbida en un medio expuesto a radiación ionizante. La señal TL puede amplificarse y transformarse de luz a un pulso eléctrico con un tubo fotomultiplicador, y se obtiene una curva de la corriente en función de la temperatura o tiempo, con la ayuda de una graficadora o computadora asociadas al lector.

La integral de esta curva durante todo el tiempo de calentamiento es proporcional a la luz emitida por el cristal TL. El parámetro dosimétrico a medir (es decir, la respuesta del dosímetro) puede ser:

- a) El área bajo la curva de brillo.
- b) El área bajo uno o varios picos de la curva de brillo.
- c) La altura de alguno de los picos de la curva de brillo.

Debido a que estas cantidades dependen del volumen del dosímetro, se utilizan normalizadas por la masa del dosímetro. El volumen sensible de un dosímetro TL corresponde al que ocupa una masa de 1 a 100 mg de un material dieléctrico que contiene impurezas. Cuando los dosímetros se irradian con partículas cargadas, la energía puede depositarse en una cuantas micras de espesor del dosímetro. esto es, las partículas no lo atraviesan, por lo que hay que tener cuidado al evaluar el volumen sensible.

#### **V. Eficiencia**

La eficiencia de un material termoluminiscente, está formalmente definida como la señal TL por unidad de dosis absorbida. Es muy difícil definir tal parámetro en un sentido absoluto, ya que éste depende del sistema de lectura TL utilizado en la medición, además de los filtros ópticos, la tasa de calentamiento y el método de medición de la señal TL (generalmente el área de uno o varios picos de la curva de brillo, o la altura de un pico TL).

Para evitar incertidumbres asociadas con la medición absoluta de la eficiencia, se define la eficiencia relativa  $\eta_{k,l}$ , de un material TL, como la respuesta TL por unidad de dosis de radiación estudiada, entre la respuesta TL por unidad de dosis de una radiación de referencia. Este cociente debe evaluarse para dosis en la región lineal de las curvas de respuesta, y se expresa como:

$$\eta_{k,l} = \frac{\left( \frac{RTL}{D_0} \right)_k}{\left( \frac{RTL}{D_0} \right)_l} \quad (II.9)$$

donde  $(RTL/D_0)_k$  y  $(RTL/D_0)_l$  son las respuestas TL por unidad de dosis del material al ser expuesto a radiación del tipo  $k$  y  $l$ , respectivamente,  $D_0$  es la dosis absorbida en el material; la respuesta TL es la señal TL emitida por unidad de masa irradiada [GAM 96].

Si se utiliza la radiación gamma del  $^{60}\text{Co}$  como referencia, y partículas cargadas pesadas (PCP) como la radiación a estudiar, la eficiencia se expresa como:

$$\eta = \frac{\left( \frac{RTL}{D_0 <t>} \right)_{PCP}}{\left( \frac{RTL}{D_0 t} \right)_\gamma} \quad (II.10)$$

donde  $<t>$  es el alcance en el dosímetro de la radiación estudiada,  $PCP$  es el tipo de partícula que incide en el dosímetro,  $t$  es el grosor del dosímetro y  $\gamma$  es la radiación de referencia ( $^{60}\text{Co}$ ).

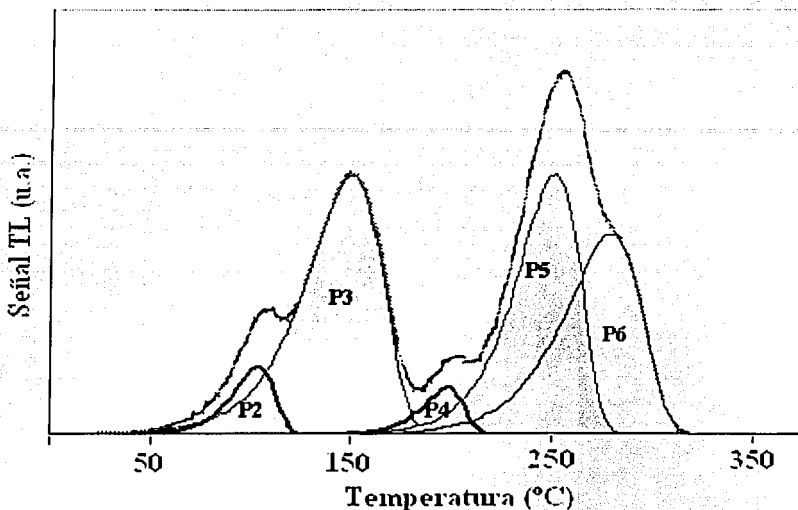
## VI. Deconvolución

La deconvolución de una curva de brillo es el proceso analítico de separarla en sus picos componentes usando algoritmos cinéticos de primer orden [CGC 88]. La deconvolución hace que esos picos puedan ser mostrados individualmente, analizados, y sus áreas cuantificadas, por lo que los patrones de dosis absorbida pueden ser identificados. Como medida de la precisión de la deconvolución tenemos la de sumar las áreas bajo los picos y compararla con el área bajo la curva original, además de reconstruir con estos picos la curva original. Si se logra una diferencia menor del 2%, entre el área de la curva experimental y la envolvente de los picos obtenida por medio de deconvolución, se considera más que adecuado para la mayoría de las aplicaciones.

En la figura II.7 se muestra una curva de brillo de un dosímetro TLD-300, junto con los picos que la componen, obtenidos por medio de deconvolución. Se conoce el número de picos de este dosímetro debido a trabajos realizados por diferentes autores [BOS 91].

Los valores importantes de los picos individuales que se pueden conocer a través de la deconvolución son: área bajo la curva o integral, altura o valor máximo, y posición en el eje

X del valor máximo; este último valor se puede relacionar con una temperatura (como en la figura II.7), o con un canal de lectura (como en los equipos multicanal).



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Figura II.7. Curva de brillo del TLD-300, junto con los picos 2 al 6 que la componen obtenidos con deconvolución. Esta figura fue realizada con un programa tomado de [MER 02].

## VII. Dosímetro $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ (TLD-300)

El dosímetro de  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  (*fluoruro de calcio con impurezas de tulio*), conocido con el nombre comercial de TLD-300, es un material termoluminiscente que tiene una curva de brillo con dos picos principales e independientes, y de acuerdo con la nomenclatura usual se refieren como pico 3 y pico 5, que ocurren cerca de los 150 y 250 °C respectivamente. Este dosímetro tiene un intervalo útil hasta dosis de varios miles de Gy, pero su intervalo lineal abarca desde 0 hasta los 100 Gy aproximadamente.

Desde la introducción de este material por Lucas y Kaspar [LUC 77] se han hecho intentos de explotar sus propiedades para dosimetría en campos de radiación múltiples usando un solo tipo de dosímetro. Rank y Theus [RAN 79], Dielhof *et al.* [DIE 88], y Temme *et al.* [TEM 81] usaron el TLD-300 para dosimetría de neutrones y para dosimetría clínica en un campo mixto de neutrones y rayos  $\gamma$ . Shachar y Horowitz [SHA 88] encontraron que el TLD-300 es superior al TLD-700 para la dosimetría n- $\gamma$ , usando la relación entre picos 3 y 5. Hoffmann *et al.* [HOF 80a, 84], así como Loncol [LON 96] lo usaron para dosimetría de partículas pesadas. Además Hoffmann *et al.* [HOF 80b] encontraron que entre varios materiales termoluminiscentes el TLD-300 era el más adecuado para la dosimetría del pión. El material ha sido usado también para estimación de la calidad e intensidad de radiación de fotones de baja energía [LAK 82]. La proporción entre el pico 3 y el pico 5 fue usada por Furetta y Tuyn [FUR 85] para determinar la energía desconocida de fuentes de radiación  $\beta$ .

Lakshmanan [LAK 83] y Wang [WAN 89] usaron el TLD-300 para discriminar entre radiación  $\alpha$  y radiación  $\beta$ . Furetta y Lee [FUR 83] encontraron que los picos 3 y 5 del material tienen buena estabilidad, lo que permite hacer medidas precisas de dosis teniendo flexibilidad en el tiempo que transcurra entre la irradiación y la lectura del dosímetro. Hoffmann *et al.*[HOF 84], encontraron que con los picos principales es posible medir la dosis total y la LET promedio de un campo de iones pesados.

Dentro del grupo de Dosimetría de la Radiación del IFUNAM, Buenfil *et al.*[BUE 99] y Olvera [OLV 01], han estudiado la respuesta del TLD-300 a partículas cargadas pesadas y a radiación  $\gamma$ .

Así, y debido a la importancia de este material para dosimetría, es necesario realizar más trabajo experimental para conocer mejor sus propiedades dosimétricas.

En este trabajo se estudió al respuesta de los TLD-300 a un campo mixto de partículas cargadas pesadas.

## CAPITULO III

### Procedimiento experimental

En este capítulo se describe cómo se prepararon los dosímetros TLD-300 para irradiarse en el acelerador Peletrón del IFUNAM, y cómo se llevaron a cabo las irradiaciones con radiación y de  $^{60}\text{Co}$  y con iones de helio y protones.

#### I. Dosímetros

Para la realización del experimento, se utilizaron 29 dosímetros TLD-300 de la marca comercial Harshaw/Bicron, en la presentación de  $3.2 \times 3.2 \times 0.9 \text{ mm}^3$ . Estos fueron seleccionados de un lote de 50 dosímetros que habían sido caracterizados e identificados 6 meses antes de su uso. La caracterización consistió en hornear los dosímetros a  $400^\circ\text{C}$  durante 1 hora para, 24 horas después, irradiarlos durante 2 minutos con una fuente de  $^{90}\text{Sr}$ , y 24 horas después tomar su lectura en el equipo lector Harshaw 3500. Esto fue con el fin de tener una referencia de la respuesta de cada dosímetro e identificar a cada uno de éstos. A partir de los resultados de las lecturas se seleccionaron aquellos que se mantenían más cerca del promedio total, para utilizarlos en el experimento.

Los dosímetros utilizados fueron horneados, 1 hora a  $400^\circ\text{C}$ , 72 horas antes de la irradiación y se mantuvieron aislados de la luz solar. Aunque es más común hornear los dosímetros 24 horas antes de la irradiación, la diferencia de 48 horas no hace diferencia en la respuesta TL.

#### II. Irradiación con gammas de $^{60}\text{Co}$

Se escogieron 2 dosímetros para ser irradiados en la fuente de  $^{60}\text{Co}$ . Las dosis que recibieron fueron de 0.01 y 0.45 Gy; estas dosis se encuentran en el intervalo lineal del TLD-300 a la irradiación con gammas de  $^{60}\text{Co}$  [OLV 01]. Los tiempos de irradiación para cada dosis fueron 3h 13 min y 7d 22h 45min respectivamente. Para irradiar los dosímetros se recubrieron con lucita de un espesor de 2 mm para tener equilibrio de partícula cargada durante la irradiación. La fuente de  $^{60}\text{Co}$  es una fuente calibrada a través de una intercomparación [EST 01] y se encuentra situada en el laboratorio de Dosimetría de la Radiación del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM). Debido a que se irradiaron en la zona en que la respuesta es lineal con la dosis, no fue necesario irradiar más dosímetros, ya que sólo se necesita el cociente de señal / dosis para obtener la sensibilidad del mismo a radiación gamma.

#### III. Irradiación con protones e iones de helio

La irradiación de los dosímetros se realizó en el acelerador Peletrón del IFUNAM, utilizando protones de 4 MeV e iones de helio de 6 MeV. La elección de éstas se debió a que se buscaron dos tipos de partículas con diferentes energías tales que se pudieran obtener en el acelerador y además de que la diferencia de la LET de entrada a los dosímetros asociada a cada una se encontrara lo suficientemente separada para observar el comportamiento reportado [HOF 84].



Para la irradiación de los dosímetros, es necesario hacer una serie de cálculos y verificaciones con el fin de que la dosis esté bien determinada. Antes de la irradiación, se hacen cálculos para obtener el número de partículas que se desea que lleguen al detector, para dar la dosis correcta a cada dosímetro y se realizan pruebas para verificar que el arreglo electrónico asociado al acelerador funcione correctamente. Estos cálculos y verificaciones, junto con el material utilizado para el experimento, se describen en las secciones siguientes.

### A) Peletrón

El Peletrón es un acelerador electrostático de partículas, del tipo tandem, de 3 MV, capaz de acelerar una variedad de iones en un intervalo de energías dependiendo del tipo de ión. El acelerador consiste en 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 sale el haz de iones; en el centro del acelerador se encuentra la terminal de alto voltaje. El principio de operación es el siguiente: el haz se produce en una fuente de iones negativos donde son preacelerados 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 de esta forma los iones 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, en la que son repelidos por la terminal de alto voltaje y así acelerados una segunda vez a través del tubo de aceleración de alta energía, hasta el otro extremo del acelerador [ROB 03]. En la figura III.1 se muestra un diagrama esquemático del Peletrón.

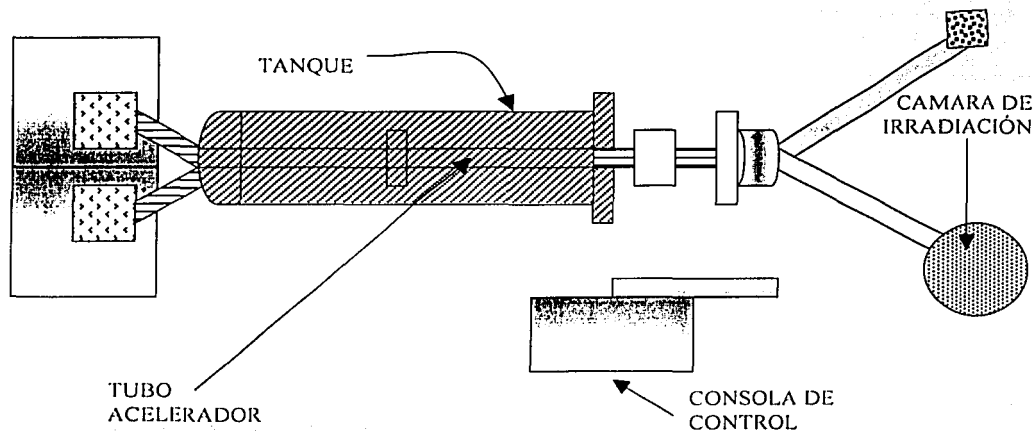


Figura III.1. El acelerador de partículas cargadas Peletrón del IFUNAM, donde se realizó la irradiación de los dosímetros [ROB 03].

TESIS CON  
VALIA DE CREDITO

El equipo electrónico (figura III.2) asociado a la detección de las partículas producidas en reacciones inducidas por el haz, es necesario para verificar que la detección de las partículas se realice de manera correcta. Este equipo electrónico consta de: preamplificador, fuente de alto voltaje, generador de pulsos, amplificador, analizador de pulsos monocanal (timing SCA), compuerta lineal de pulsos (linear gate stretcher), osciloscopio y detector de barrera superficial (DBS). Este último se utiliza para medir la fluencia a una distancia  $R_{det}$  fija, del centro del blanco. Un diagrama esquemático de la colocación de estos equipos se muestra en la figura III.2. El método que se utiliza es hacer pasar un pulso eléctrico, que simula la detección de la radiación, a través de todo el equipo electrónico del acelerador y verificar que el número de pulsos a la entrada y a la salida sean iguales [ROB 03].

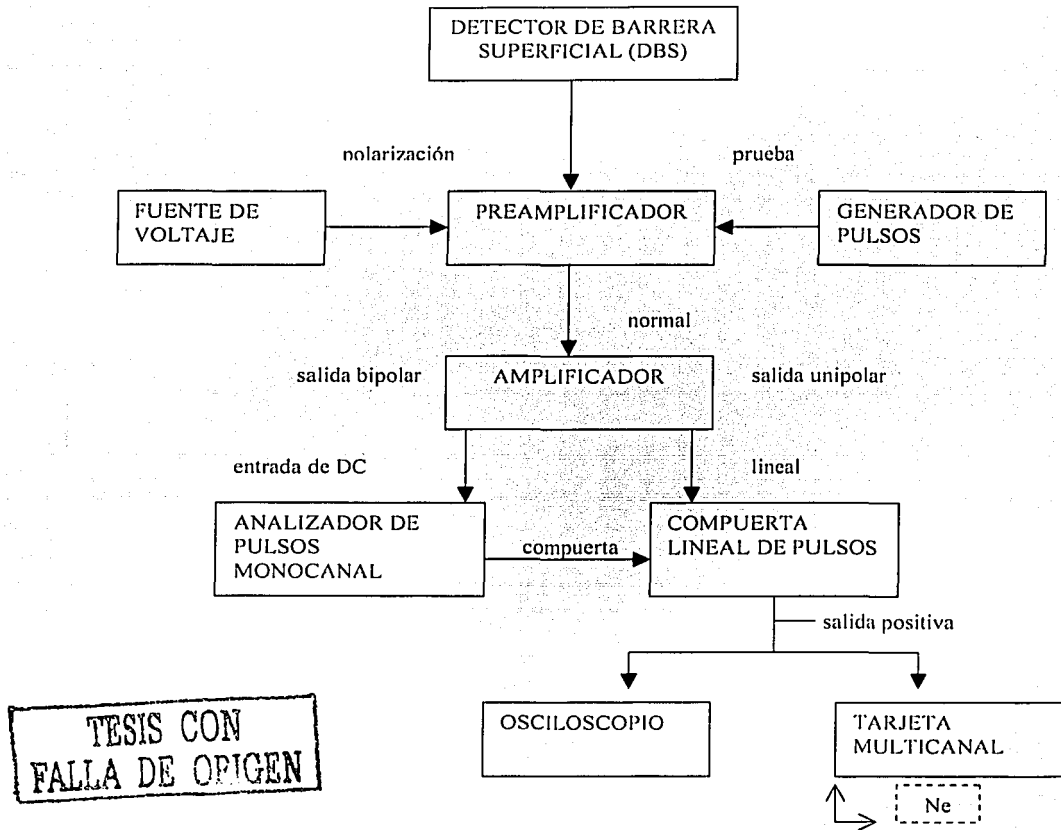


Figura III.2. Diagrama de bloques de la conexión de las componentes electrónicas que se usan para medir el número de partículas ( $N_e$ ) en el detector [ROB 03]. El generador de pulsos se utiliza para verificar el buen funcionamiento de todo el arreglo. . -

## B) Energía de las partículas, dispersión de Rutherford y fluencia

En esta sección sólo se muestran los cálculos necesarios que se utilizaron para la realización del experimento que se describe más adelante.

### 1. Cálculos para conocer la energía de las partículas a la salida del blanco de oro

El blanco de oro es necesario para provocar una dispersión de Rutherford al momento de la irradiación. Al incidir las partículas sobre éste habrá una disminución de la energía en las partículas dispersadas, estas últimas tendrán diferente energía que las incidentes, o las que no se dispersaron.

Considérese que la interacción de las partículas incidentes con el blanco de oro, ocurre exactamente en el centro del blanco como lo muestra la figura III.3.

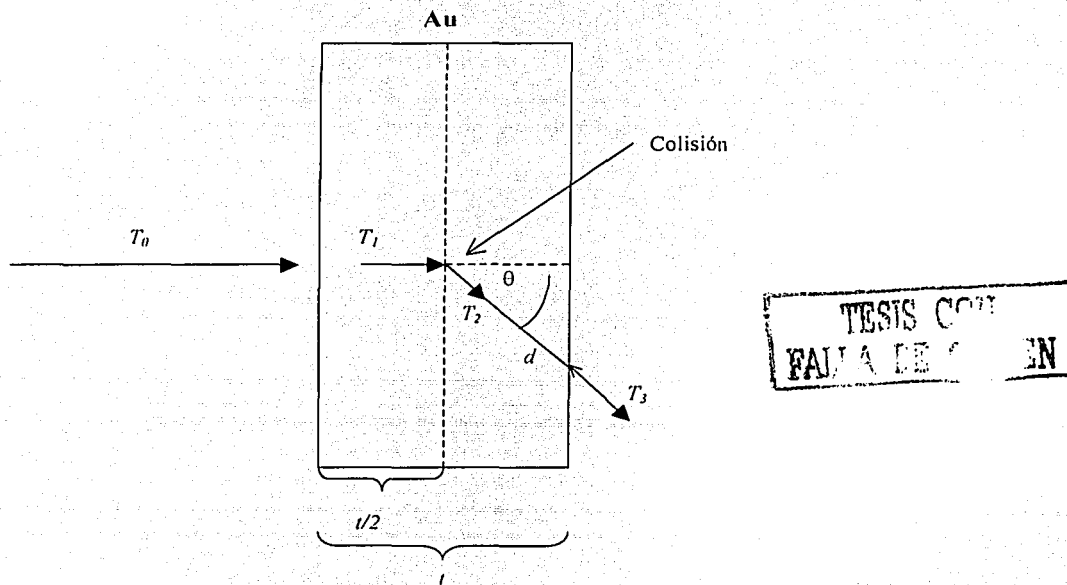


Figura III.3. El haz con energía inicial  $T_0$  incide sobre el blanco de oro, interacciona con una energía  $T_1$  al centro de éste en  $l/2$ , para salir con una energía  $T_2$  y recorrer una distancia  $d$  y salir con una energía  $T_3$ .

Utilizando los conceptos definidos en el capítulo II, de poder de frenado y alcance, se puede llevar a cabo el siguiente cálculo.

A las partículas con energía inicial  $T_0$  se les asocia un alcance  $R_0$  en el blanco, utilizando las tablas de alcances en oro.

$$T_0 \rightarrow R_0 \quad \dots \quad (III.1)$$

Al alcance  $R_0$  se le resta la mitad del grueso del blanco  $t/2$  y se le llama  $R_1$ ; el alcance y el grueso del blanco tienen las mismas unidades.

$$R_0 - t/2 = R_1 \quad (\text{III.2})$$

Al nuevo alcance se le asocia una nueva energía  $T_1$  con la ayuda de las tablas [BER 93].

$$R_1 \rightarrow T_1 \quad (\text{III.3})$$

La energía  $T_1$  se multiplica por el factor cinemático  $K$  (apéndice 2) para encontrar una nueva energía  $T_2$ .

$$T_1 K = T_2 \quad (\text{III.4})$$

Nuevamente a  $T_2$  se le asocia un alcance  $R_2$  con ayuda de las tablas.

$$T_2 \rightarrow R_2 \quad (\text{III.5})$$

El ángulo  $\theta$ , será el ángulo de salida de las partículas. En este caso se usaron 9 ángulos, uno para cada posición de los dosímetros, como se verá más adelante. A partir del ángulo seleccionado, se encuentra la distancia  $d$ ; esta distancia se le restará a  $R_2$  para obtener el nuevo alcance  $R_3$ .

$$R_2 - d = R_3 \quad (\text{III.6})$$

Finalmente al alcance  $R_3$  se le asocia una energía  $T_3$ , que será la energía con que salen las partículas del blanco de oro, a los diferentes ángulos  $\theta$ .

$$R_3 \rightarrow T_3 \quad (\text{III.7})$$

Con esta energía salen las partículas del blanco de oro y llegan a una capa de mylar donde se encuentran los dosímetros. Haciendo un cálculo similar al anterior se conoce la energía  $T_4$  con la que salen las partículas del mylar y llegan a los dosímetros. Para conocer la dosis que se le da a los dosímetros, a la energía  $T_4$  se le asocia un alcance  $\langle l \rangle$  en  $\text{Cal}^2/\text{cm}$ .

Para los dos tipos de haces, protones de 4 MeV e iones de helio de 6 MeV, el alcance de las partículas es menor que el grueso del dosímetro, de manera que se utiliza la fórmula II.6 para encontrar la dosis:

$$D = 1.602 \times 10^{-10} \times \frac{\Phi T_4}{\rho \langle l \rangle} \text{ Gy} \quad (\text{III.8})$$

donde  $T_4$  está en MeV,  $\Phi$  está en  $\text{cm}^{-2}$ ,  $\rho$  en  $\text{g}/\text{cm}^3$  y  $\langle l \rangle$  en cm. En este caso  $\rho = 3.18 \text{ g}/\text{cm}^3$  y  $\langle l \rangle$  vale  $109.6 \text{ } \mu\text{m}$  para protones de 4 MeV y  $22.6 \text{ } \mu\text{m}$  para iones de helio de 6 MeV [BER 93].

## 2. Determinación de la fluencia

La expresión de la dispersión de Rutherford se utiliza para el cálculo de la fluencia en los TLD. El número de partículas en el canal elástico, dispersadas en función de un ángulo  $\theta$ , cumple la relación:

$$N_e(\theta) = N_o \left( \frac{N_A}{A} \right) \rho t \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Delta\Omega \quad (\text{III.9})$$

donde :

$N_e(\theta)$  = número de partículas dispersadas a un ángulo  $\theta$

$N_o$  = número de partículas incidentes

$N_A$  = número de Avogadro

$A$  = masa atómica del blanco

$(d\sigma/d\Omega)$  = sección eficaz de dispersión elástica

$\Delta\Omega$  = ángulo sólido del detector

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:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left( \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left( \frac{1}{4E} \right)^2 \left( \frac{1}{\text{sen}^4(\theta/2)} \right) \quad (\text{III.10})$$

donde

$z$  es el número atómico del proyectil

$Z$  es el número atómico del blanco

$E$  es la energía del proyectil en el sistema centro de masa

$\theta$  es el ángulo de dispersión

$e$  es la carga elemental

De lo anterior puede observarse que si los "proyectiles" son partículas cargadas de energía dada, al incidir sobre el blanco de oro de espesor dado, el cociente de partículas cargadas dispersadas a un ángulo  $\theta_i$  con respecto de las partículas cargadas dispersadas a un ángulo  $\theta_k$ , sólo depende del ángulo de dispersión y de los respectivos ángulo sólidos, que en términos de la notación del experimento queda como:

$$\frac{N(\theta_{\text{det}})}{N(\theta_{\text{TLD}})} = \frac{\text{sen}^4(\theta_{\text{TLD}}/2)\Delta\Omega_{\text{det}}}{\text{sen}^4(\theta_{\text{det}}/2)\Delta\Omega_{\text{TLD}}} \quad (\text{III.11})$$

donde :

$$\Delta\Omega_{\text{det}} = \frac{A_{\text{det}}}{R_{\text{det}}^2}, \quad \Delta\Omega_{\text{TLD}} = \frac{A_{\text{TLD}}}{R_{\text{TLD}}^2}, \quad \Phi_{\text{det}} = \frac{N_{\text{det}}}{A_{\text{det}}}$$

Las áreas del detector y de los TLD son  $A_{det}$ ,  $A_{TLD}$  respectivamente y las distancias del detector y de los TLD son  $R_{TLD}$ ,  $R_{det}$  respectivamente, al punto donde ocurrió la dispersión; al sustituir estos valores en la ecuación (III.11) y multiplicar por  $1/A_{det}$  y  $1/A_{TLD}$  en el numerador y denominador de ambos términos de dicha relación, se obtiene:

$$\Phi = \frac{R_{det}^2 \text{sen}^4\left(\frac{\theta}{2}\right)_{det} N_{det}}{R_{TLD}^2 \text{sen}^4\left(\frac{\theta}{2}\right)_{TLD} A_{det}} \quad (\text{III.12})$$

donde  $\Phi$  es el número de partículas dispersadas a un ángulo  $\theta$ , con respecto de la dirección original del haz, que llega al TLD, por unidad de área [AVI 98].

Los ángulos utilizados en las expresiones anteriores se encuentran en el sistema centro de masa y los utilizados en el experimento son medidos en el sistema de laboratorio. Para el sistema de laboratorio la expresión de dispersión de Rutherford es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{zZe^2}{2E} \right)^2 \left( \frac{A \cos \theta + \sqrt{A^2 - \text{sen}^2 \theta}}{A \text{sen}^4 \theta \sqrt{A^2 - \text{sen}^2 \theta}} \right) \quad (\text{III.13})$$

donde  $\theta$ , el ángulo de dispersión, y  $E$ , la energía del proyectil, están medidas en este sistema;  $A = m_2/m_1$  [RIC 01]. La diferencia entre la expresión III.13 y la III.10, sólo es importante para iones pesados. En este trabajo se utilizaron protones e iones de helio pero la diferencia entre utilizar la expresión III.12 y la III.13 es menor del 1%, por lo que fue suficiente utilizar la expresión III.10.

De esta manera, si se mide con un DBS el número de partículas cargadas dispersadas a un ángulo de referencia ( $135^\circ$ , como se verá más adelante), se puede conocer el número de partículas cargadas dispersadas a otro ángulo, sin necesidad de medirlo de manera directa.

Dosímetro Ángulo	Protones (4 MeV)			Iones de helio (6 MeV)		
	Fluencia	Energía (MeV)	Dosis (Gy)	Fluencia	Energía (MeV)	Dosis (Gy)
19.4°	3.34E+10	3.97	613.0	4.60E+09	5.75	614.0
27.2°	8.81E+09	3.96	161.0	1.21E+09	5.73	162.0
35.0°	3.30E+09	3.96	60.0	4.54E+08	5.71	60.0
42.8°	1.52E+09	3.96	28.0	2.09E+08	5.68	28.0
50.6°	8.09E+08	3.95	14.5	1.11E+08	5.65	15.0
58.4°	4.76E+08	3.95	8.7	6.56E+07	5.61	8.7
66.2°	3.04E+08	3.94	5.6	4.18E+07	5.56	5.6
73.9°	2.06E+08	3.93	3.8	2.83E+07	5.48	3.8
81.8°	1.47E+08	3.89	2.7	2.02E+07	5.30	2.7

Tabla III.1. Cálculos de la fluencia, energía y dosis que recibieron los dosímetros a diferentes ángulos.

Para fijar el intervalo de dosis que se desea administrar a los dosímetros, durante una sesión de irradiación, se fija la dosis en un extremo del portadosímetro, para, con la ayuda de las ecuaciones III.8 y III.12, encontrar el valor de la fluencia y del número de cuentas en el detector,  $N_{det}$ . Una vez conocido  $N_{det}$ , puede calcularse el valor de la dosis en el otro

extremo del soporte, con lo cual se determina el intervalo de dosis que se impartirá a dos dosímetros, cuando se conoce el valor de  $N_{det}$ , que llegará al detector, para una geometría determinada.

La tabla III.1 muestra la fluencia, energía, y dosis de las partículas que llegaron a los dosímetros. Estos datos se obtuvieron con la ayuda de un programa de [GAM 96].

### C) Irradiación

La cámara de irradiación se muestra en la figura III.4 y el portadosímetros en la figura III.5. En la figura III.4 se aprecia el haz incidente desde la derecha que choca perpendicularmente con el blanco de oro al centro de la cámara de irradiación; este último hace que el haz se disperse y pueda llegar a todas las posiciones del portadosímetros y al detector de barrera superficial. El tercer nicho de izquierda a derecha del portadosímetros, se utiliza como referencia para colocarlo a  $35^\circ$  con respecto a la dirección del haz incidente, y el DBS se encuentra colocado a  $135^\circ$  con respecto a la dirección del haz incidente, pero hacia el lado opuesto de la posición del portadosímetros (figura III.4). Al final de la cámara de irradiación, exactamente en la dirección del haz incidente, se encuentra colocada la copa de Faraday. La copa de Faraday sirve para coleccionar la carga del haz primario. Este valor se compara con  $N_{det}$  y, para el mismo proyectil, energía cinética, geometría del detector y grueso del blanco, el cociente entre ambas debe ser constante. Esta es otra referencia de la calidad en el experimento.

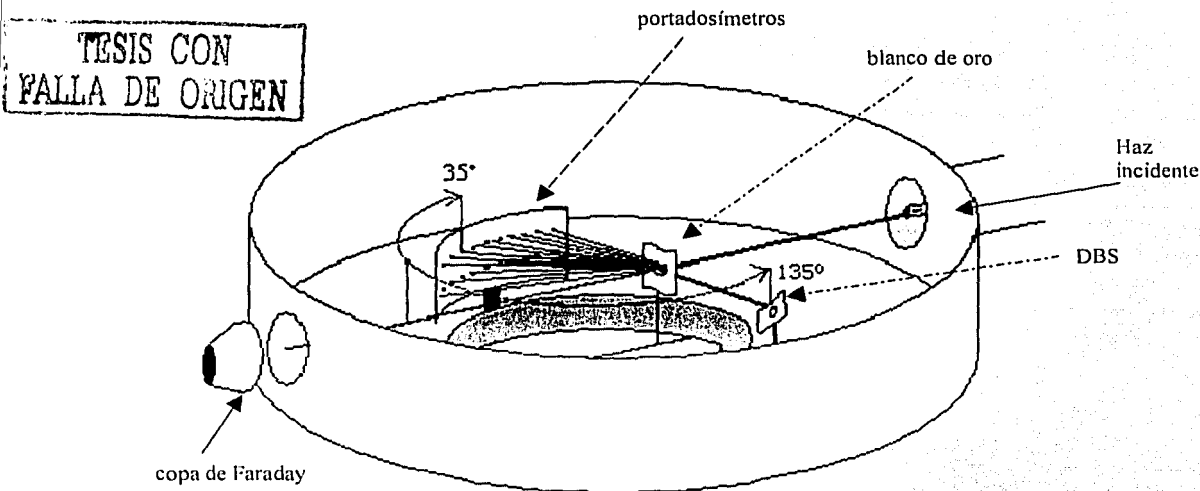


Figura III.4. Dispositivo experimental en la cámara de irradiación, donde se muestra el haz incidente en el blanco de oro proveniente de la derecha y provocando dispersión de Rutherford. El portadosímetros y el DBS se encuentran colocados en ángulos fijos.

La cámara de irradiación se encuentra sellada para poder hacer un vacío dentro de ella, y se utilizó una fuente de partículas de  $^{241}\text{Am}$  para tener una referencia de la energía de los iones acelerados.

El portadosímetros (Fig. III.5) está formado de 3 piezas rectangulares de aluminio de  $3 \times 11 \text{ cm}^2$ , curvadas como un segmento de cilindro cuyo radio es aproximadamente 7.4 cm, colocadas una sobre otra. La 1ª pieza es un rectángulo que sirve como soporte a todo el portadosímetros; la segunda pieza es un rectángulo con 18 orificios circulares colocados en 2 filas con 9 columnas, espaciados uniformemente por 1 cm; la tercera y última pieza es un marco rectangular que sirve para mantener a presión la 2ª pieza y que no se mueva. Las tres piezas se unen mediante tornillos; el tercer orificio de izquierda a derecha, donde se colocan los dosímetros, coincide con un orificio donde se pone un tornillo; esta línea vertical que forman los dos orificios, sirve como referencia durante la irradiación, ya que ésta se coloca a  $35^\circ$  con respecto a la dirección original del haz, como se muestra en la figura III.4. De esta manera, los orificios de izquierda a derecha, donde se colocan los dosímetros, se encontrarán a los ángulos que se muestran en la tabla III.1, con respecto a la dirección original del haz. Las posiciones se numeran del 1 al 9 y de menor a mayor ángulo. El valor de los ángulos, se calcula, usando la relación:

$$\frac{2\pi R}{360} = \frac{x}{\theta} \quad (\text{III.13})$$

en que  $x$  es la distancia horizontal, sobre el soporte desde el punto ubicado a  $35^\circ$ , hasta el punto que se desee medir, hacia uno u otro lado y  $R$  es el radio de curvatura (7.4 cm); en este caso, el radio de curvatura coincide con la distancia del centro del blanco al portadosímetros. La distancia  $x$  es muy fácil de conocer, pues los orificios contiguos están separados por 1 cm. Así, sólo hay que determinar el ángulo  $\theta$ , asociado a  $x$ , y sumarlo ó restarlo de  $35^\circ$ , que es el ángulo de referencia.

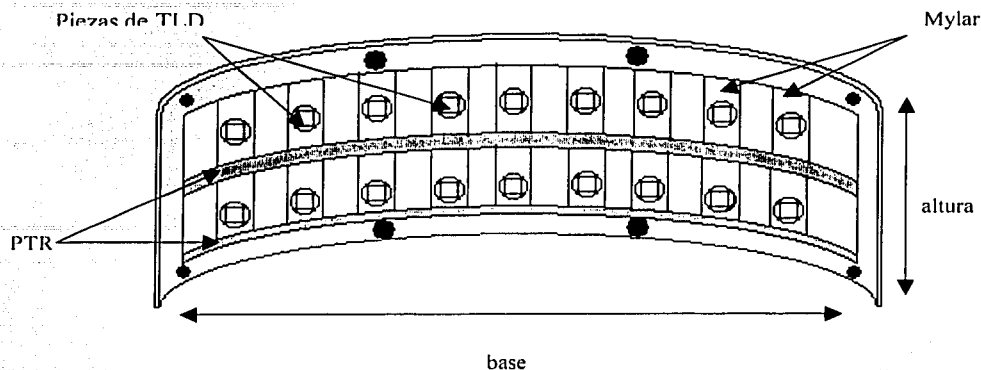
Una vez que los dosímetros se encuentran listos para ser irradiados, éstos se colocan en los orificios del portadosímetros, con la 1ª y 2ª piezas ensambladas. Frente a los dosímetros se coloca un plástico muy delgado (mylar) de  $1.5 \mu\text{m}$  de espesor, para que éstos no se caigan durante la irradiación; además, como se ve en la figura III.5, se colocan 2 tiras de películas de tinte radiocrómico, MD-55-1 y HD-810, de  $0.2 \times 11 \text{ cm}$ , que sirvieron como referencia de la dosis absorbida después de la irradiación (apéndice 3).

Finalmente, una vez colocados todos los elementos a irradiarse, se coloca la 3ª pieza del portadosímetros que permite unir todas las piezas.

La irradiación se realizó en dos días consecutivos debido a las pruebas de control que se hacen en el acelerador antes de iniciar la irradiación. Los dosímetros se dividieron en 3 grupos de 9 dosímetros. El primer día, el grupo 1 se colocó en la fila inferior del portadosímetros y el grupo 2 en la superior y fueron irradiados con iones de helio de 6 MeV. El segundo día el grupo 2 fue retirado y se colocó el grupo 3, entonces se irradió con protones de 4 MeV. De esta manera, los grupos 2 y 3 fueron irradiados con un solo y diferente haz, mientras que el 1º grupo fue irradiado con ambos haces.

El intervalo de dosis administrada, en ambos casos, de un extremo a otro del portadosímetros, es de 2.3 - 484.1 Gy para iones de helio y de 1.7-388.2 Gy para protones, que se mantienen dentro de la región lineal de la curva de dosis, en función de la respuesta.





TESIS CON  
 FALTA DE COPIA

Figura III.5. Portadosímetros utilizado para la irradiación. Las posiciones de los dosímetros están espaciadas uniformemente. Cada par vertical de dosímetros, se encuentran al mismo ángulo. Las tiras de las películas MD-55-1 y HD-810 se muestran al centro y en la parte inferior respectivamente del portadosímetros. Las posiciones de los dosímetros de izquierda a derecha van de la 1 a la 9.

El objetivo de irradiar de esa forma, fue tener una curva de respuesta-dosis para TLD-300 irradiado con iones de helio de 6 MeV, otra para protones de 4 MeV, que sirven como calibración, y otra para TLD-300 irradiado con iones de helio de 4 MeV más protones de 6 MeV.

Se muestra un pequeño resumen de las características de la irradiación en la tabla III.2.

	<b>Protones</b>	<b>Iones de helio</b>
Tipos de haces:		
Energías:	4 MeV (nominal)	6 MeV (nominal)
Partículas (Ne) en el DBS:	$500796 \pm 2880$	$68912 \pm 759$
Copa de Faraday (carga):	$4082 \times 10^{-7} \text{ C}$	$618 \times 10^{-7} \text{ C}$
Corrida:	Bajas fluencias	
Dosímetros:	TLD-300: 27 dosímetros	PTR: MD-55-1, HD-810
Blanco:	Oro de $0.374 \pm 0.002 \text{ mg/cm}^2$	
Angulo haz original-detector:	$\theta_{\text{det}} = 135^\circ \pm 1^\circ$	
Distancia blanco-detector:	$R_{\text{det}} = 11.2 \pm 0.1 \text{ cm}$	
Angulo blanco-soporte:	$\theta_{\text{soporte}} = 35^\circ \pm 1^\circ$ a la tercera posición	
Distancia blanco-soporte:	Extremos: 7.3 y 7.4 cm	Extremos: 7.4 y 7.35 cm
Fecha de irradiación:	22-julio-2002	23-julio-2002

Tabla III.2. Características utilizadas en la irradiación en el Peletrón.

Los espectros de las energías que se obtuvieron durante las irradiaciones se muestran en las figuras III.6 (protones) y III.7 (iones de helio).

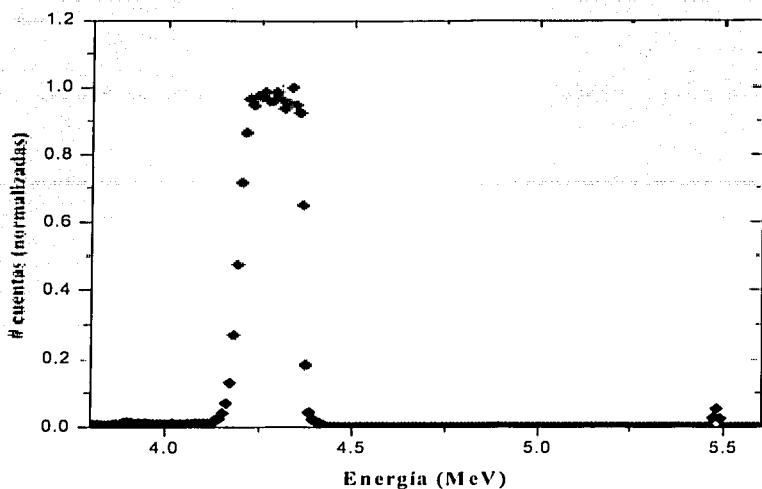
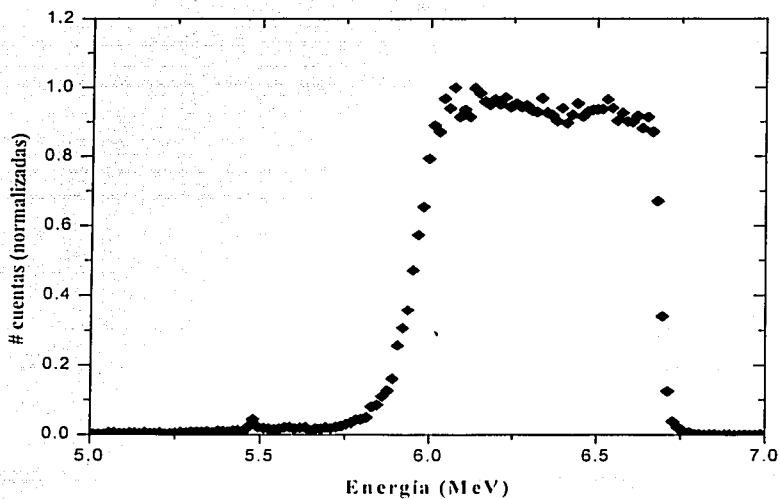


Figura III.6. Espectro de los protones de 4 MeV a 135°. El pico en 5.48 MeV corresponde a la energía de las partículas  $\alpha$  utilizadas como referencia.



TESIS CON  
 PALLA DE ORIGEN

Figura III.7. Espectro de los iones de helio de 6 MeV a 135°. El pico en 5.48 MeV corresponde a la energía de las partículas  $\alpha$  utilizadas como referencia.

## D) Lectura

Una vez que los dosímetros fueron irradiados, se leyó su respuesta (señal TL) 24 horas después de la irradiación en el equipo lector termoluminiscente Harshaw 3500, con una rapidez de calentamiento de la plancheta de 1°C/s y en un intervalo de temperatura de 0-350 °C. Se debe notar que la temperatura mínima, del intervalo de lectura, no es 0°C sino la temperatura ambiente. La temperatura ambiente del laboratorio se fijó a 19°C. Con estos parámetros se obtuvieron las señales TL de cada dosímetro. Las señales de algunos dosímetros fueron muy altas, y para no dañar el equipo, se utilizó un filtro óptico con un valor de atenuación de 523.

## E) Deconvolución

El equipo lector 3500 se encuentra controlado por una computadora; los datos obtenidos se guardan en un archivo, y con la ayuda del programa comercial "COMPUTERIZED GLOW CURVE DECONVOLUTION" (CGCD), versión S-23259.003, de la marca Harshaw/Filtrol, se puede hacer la deconvolución de las curvas de brillo asociada a cada lectura.

Antes de comenzar la deconvolución, con la ayuda del programa se quita el pico 2 a la señal total de la curva de brillo (Fig. II.5), ya que este pico tiene una vida media muy corta, de unas cuantas horas, que hace la señal TL muy dependiente del tiempo entre la irradiación y la lectura del dosímetro. El programa puede ajustar los parámetros de: altura, ancho medio, y posición donde se encuentra el máximo en el eje de la temperatura, para cada pico. Existen 4 formas para ajustar estos parámetros. La primera es que el programa lo realice automáticamente. Esto no es muy conveniente ya que el programa no siempre encuentra los parámetros óptimos para la deconvolución; la segunda es proponer ciertos valores para que el programa comience a buscar a partir de éstos; la tercera es fijar manualmente los valores y la última es hacer una combinación de las tres, de manera que se ajusten los valores más comunes y los restantes los calcule el programa. Para ajustar los mejores parámetros, se realizaron muchas pruebas hasta encontrar la óptima. De esta manera, los valores que se le dieron al programa fueron los siguientes:

# Pico	Altura (u.a)	FWHM (u.a)	Canal
3	Automático	-25	-81
4	Automático	-15	-108
5	Automático	-18	-136
6	Automático	23.23	-150

Tabla III.3. Los valores de los parámetros usados para la deconvolución. El signo menos significa que se le propone un valor al programa y que éste ajusta a partir de ese valor. Cuando no hay signo menos, el valor propuesto es fijo y no acepta cambios.

EL número de canales en el programa es de 400, que se relacionan de manera lineal con el intervalo de temperatura usado para la lectura del dosímetro, que fue desde  $T_0$  hasta 350.

A partir de estos valores se realizó la deconvolución de cada curva de brillo de los 29 dosímetros. Un ejemplo de la deconvolución de las curvas de brillo para los 4 conjuntos de gráficas se muestra en la figura III.8.

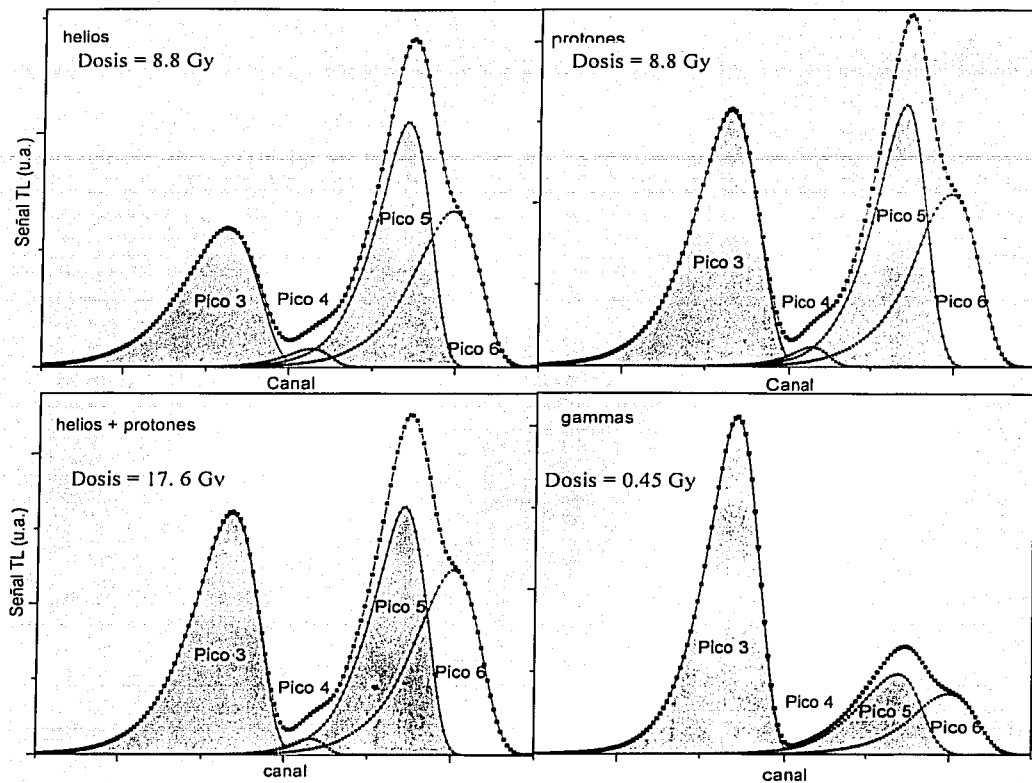


Figura III.8. Se muestra la deconvolución para los 4 conjuntos de dosímetros irradiados con iones de helio, protones, iones de helio + protones y rayos gamma. El pico 3 tiene su máximo a una temperatura de 140 °C y el pico 5 a una temperatura de 230 °C aproximadamente. Estas curvas fueron obtenidas mediante un programa de [MER 02].

TESTS CON  
FALLA DE CEN

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## CAPITULO IV

### Resultados

Los resultados de la irradiación de los dosímetros TLD-300 en el Peletrón, se pueden ver en la tabla IV.1.

Dosímetro θ	Señal TL ± 2.5%		
	Grupo 1- iones de helio de 6 MeV	Grupo 2 – protones de 4 MeV	Grupo 3- iones de helio + protones
19.4°	195.60 μC	4555.85 μC	4469.56 μC
27.2°	63.04 μC	1257.29 μC	1315.35 μC
35.0°	23.2 μC	471.85 μC	490.84 μC
42.8°	10.99 μC	216.16 μC	215.68 μC
50.6°	5.95 μC	116.79 μC	116.58 μC
58.4°	3.59 μC	63.91 μC	66.26 μC
66.2°	1.98 μC	40.63 μC	42.28 μC
73.9°	1.52 μC	27.66 μC	28.53 μC
81.8°	0.896 μC	20.03 μC	21.39 μC
		Gammas de <sup>60</sup> Co	
1		32.61 μC	
2		0.74 μC	

Tabla IV.1. Respuesta TL de los dosímetros después de la irradiación con partículas cargadas pesadas y con radiación gamma. Los valores para las incertidumbres en ésta y las tablas restantes, se determinaron con las fórmulas del apéndice 4.

Ya que los valores que nos interesan son la altura y el área de los picos 3 y 5, las tablas IV.3, IV.4, IV.5 y IV.6 muestran éstos resultados y la dosis que se le administró a cada uno.

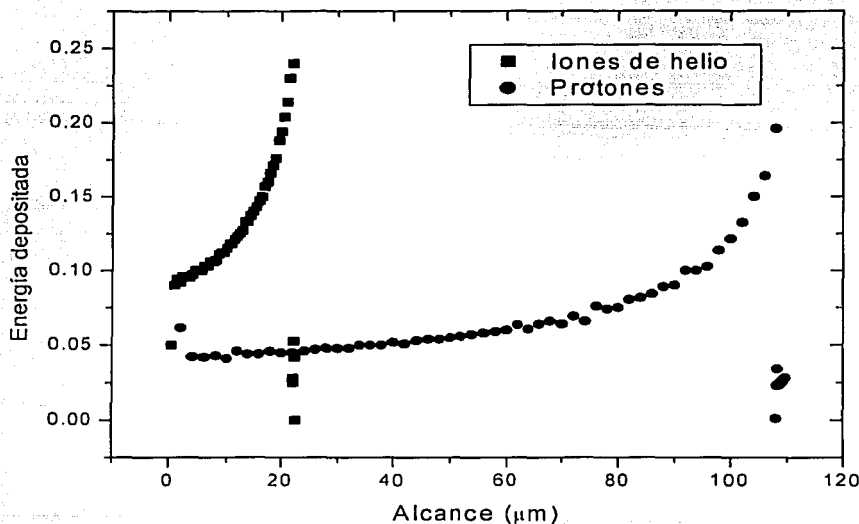
dosímetro	Dosis (Gy)	Pico 3		Pico 5	
		Altura (u.a.) ± 2.5 %	Área (nC) ± 2.5 %	Altura (u.a.) ± 2.5 %	Área (nC) ± 2.5 %
19.4°	614.0 ± 44.0	1418	42415	2987	63126
27.2°	162.0 ± 12.0	491	15200	949.5	19976
35.0°	60.6 ± 4.8	194	5911	353.9	7570
42.8°	27.9 ± 2.3	92.8	2743	166	3539
50.6°	14.9 ± 1.3	49.4	1473	88.68	1871
58.4°	8.8 ± 0.8	29.3	845.7	52.51	1092
66.2°	5.6 ± 0.5	16.9	503	29.66	624
73.9°	3.8 ± 0.3	12.7	381.2	22.56	476.2
81.8°	2.7 ± 0.3	6.9	228.8	13.05	277.9

Tabla IV.3. Resultados de altura y área de los picos 3 y 5 después de aplicar deconvolución a las curvas de brillo de los dosímetros irradiados con iones de helio de 6 MeV.

dosímetro	Dosis (Gy)	Pico 3		Pico 5	
		Altura (u.a.) ± 2.5 %	Área (nC) ± 2.5 %	Altura (u.a.) ± 2.5 %	Área (nC) ± 2.5 %
19.4°	613.0 ± 45.0	28597	763580	70918	1482705
27.2°	162.0 ± 12.0	10883	281844	17358	364635
35.0°	60.6 ± 4.9	4814	121074	5826	119139
42.8°	27.9 ± 2.3	2406	61766	2691	56431
50.6°	14.9 ± 1.3	1367	34800	1346	28880
58.4°	8.8 ± 0.8	784	19316	804	16648
66.2°	5.6 ± 0.5	501	12675	509	10648
73.9°	3.8 ± 0.4	326	9032	329	6854
81.8°	2.7 ± 0.3	247	6204	246	5145

Tabla IV.4. Resultados de altura y área de los picos 3 y 5 después de aplicar deconvolución a las curvas de brillo de los dosímetros irradiados con protones de 4 MeV.

El alcance de los iones de helio y de los protones es 22.6 y 109.6 micras, respectivamente. En la gráfica IV.1 se muestra el cálculo del depósito de las energías de cada partícula en función de la profundidad recorrida por cada una de éstas. Esta gráfica se realizó utilizando las tablas [BER 93], con el propósito de visualizar cómo se fue depositando la energía correspondiente a cada ion en el dosímetro TLD-300. Se puede apreciar que el depósito de la energía en el material aumenta conforme la partícula penetra. La energía que pierden los protones en la zona donde los iones de helio irradiaron al material, hasta una profundidad de 22.6 micras, es el 12.5% de su energía total.



Gráfica IV.1. Energía depositada por los iones de helio y los protones conforme van penetrando en el dosímetro.

Debido a las diferencias entre los alcances de ambas partículas, la dosis que deposita cada una de éstas se repartirá en dos rebanadas del material irradiado; la primera, con una profundidad de 22.6  $\mu\text{m}$ , que estará irradiada con ambos iones, y la segunda desde una profundidad de 22.6 hasta 109.6  $\mu\text{m}$ , que estará irradiada sólo con protones. De esta manera la dosis total que recibe el dosímetro cuando se irradia con ambas partículas se calcula utilizando la fórmula II.6, y el depósito de energías en las dos rebanadas de material.

$$\text{Energía depositada rebanada 1: } E_1 = E_{\text{he}} + 0.125 E_p$$

$$\text{Energía depositada rebanada 2: } E_2 = 0.875 E_p$$

Dosis rebanada 1:

$$D_1 = 1.6022 \times 10^{-10} \frac{(E_{\text{he}} \Phi_{\text{he}} + (0.125 E_p) \Phi_p)}{\rho < t_{\text{he}} >} \text{ Gy} \quad (\text{IV.1})$$

en que  $t_{\text{he}}$  es el alcance de los iones de helio de 6 MeV en  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ .

Dosis rebanada 2:

$$D_2 = 1.602 \times 10^{-10} \frac{0.875 \Phi_p E_p}{\rho < t_p - t_{\text{he}} >} \text{ Gy} \quad (\text{IV.2})$$

en que  $t_p$  es el alcance de los protones de 4 MeV en  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ .

$$\text{Dosis total} = D_1 + D_2 \quad (\text{IV.3})$$

De esta manera se puede obtener la tabla IV.5 donde se muestra la dosis debida al campo mixto y sus respuestas.

dosímetro	Dosis Gy	Pico 3		Pico 5	
		Altura (u.a.)	Área (nC)	Altura (u.a.)	Área (nC)
19.4°	1535.9	± 2.5 %	± 2.5 %	± 2.5 %	± 2.5 %
27.2°	405.6	28791	783977	70238	1490027
35.0°	151.9	± 32.6	± 32.6	± 32.6	± 32.6
42.8°	70.1	10894	274418	17143	350096
50.6°	37.3	± 13.7	± 13.7	± 13.7	± 13.7
58.4°	22.0	4862	123846	6103	125624
66.2°	14.0	± 6.3	± 6.3	± 6.3	± 6.3
73.9°	9.6	2335	59046	2623	53293
81.8°	6.9	± 3.4	± 3.4	± 3.4	± 3.4
		1314	33717	1414	29429
		± 2.2	± 2.2	± 2.2	± 2.2
		803	19928	824	19266
		± 1.4	± 1.4	± 1.4	± 1.4
		508	12863	525	11132
		± 1.1	± 1.1	± 1.1	± 1.1
		328	8792	342	7113
		± 0.8	± 0.8	± 0.8	± 0.8
		259	6587	269	5656

Tabla IV.5. Resultados de altura y área de los picos 3 y 5 después de aplicar deconvolución a las curvas de brillo de los dosímetros irradiados con iones de helio de 6 MeV más protones de 4 MeV.



# dosímetro	Dosis Gy	Pico 3		Pico 5	
		Altura (u.a.) ± 2.5 %	Área (nC) ± 2.5 %	Altura (u.a.) ± 2.5 %	Área (nC) ± 2.5 %
1	0.45	1026.2	20371	251	5641
2	0.01	21.83	451	5.315	120

Tabla IV.6. Resultados de aplicar deconvolución a las curvas de brillo de los dosímetros irradiados con radiación gamma de  $^{60}\text{Co}$ .

Una vez que se obtuvieron los valores para las deconvoluciones, se puede hacer una gráfica de respuesta como función de la dosis. Para la respuesta, en este caso, se puede tomar a la altura o el área bajo la curva de cada pico. En las gráficas IV.2 y IV.3 se muestran las respuestas del pico 3 y 5 para iones de helio y protones respectivamente.

Como se puede observar en las gráficas IV.2 y IV.3, tanto la altura como el área de los picos 3 y 5, se comportan de manera lineal en función de la dosis dentro de un intervalo de 3 a 200 Gy, de modo que se puede elegir la altura ó el área como respuesta termoluminiscente.

Tomando al área de cada pico como la respuesta, se presentan dos gráficas más, IV.4 y IV.5, en que se muestra la respuesta para el pico 3 y 5, de los tres conjuntos de dosímetros irradiados. Se añade la suma algebraica de las respuestas de los dosímetros irradiados de forma individual con iones de helio y protones, esto es [respuesta TL iones de helio + respuesta TL protones] en función de [dosis iones de helio + dosis protones].

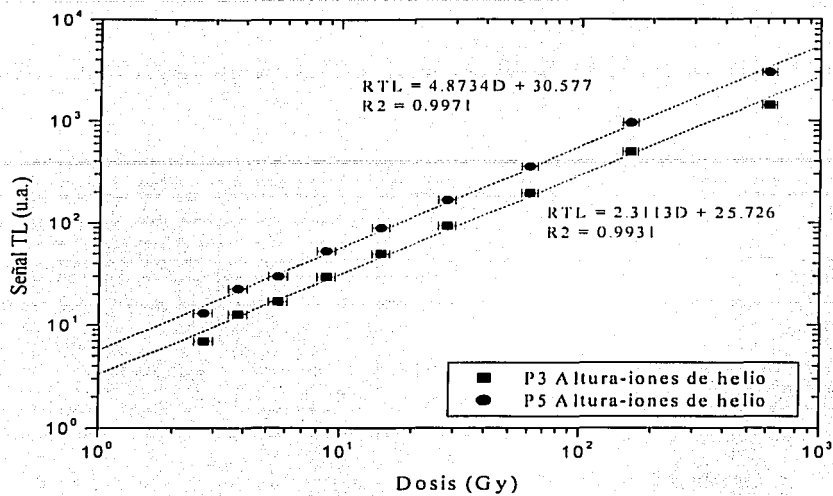
Con la información obtenida en las gráficas IV.4 y IV.5, y utilizando el resultado de la irradiación con  $^{60}\text{Co}$ , se puede obtener la eficiencia relativa  $\eta$  para los iones y el material, tal como se define en la sección II.9, que se grafica en función de la dosis, como se muestra en las gráficas IV.6, IV.7 y IV.8, para cada grupo de dosímetros.

En las gráficas IV.6, IV.7, y IV.8, se aprecia que los valores de la eficiencia relativa se dispersan muy poco de un valor promedio, en un cierto intervalo de dosis, para ambos picos; estos valores se resumen en la siguiente tabla.

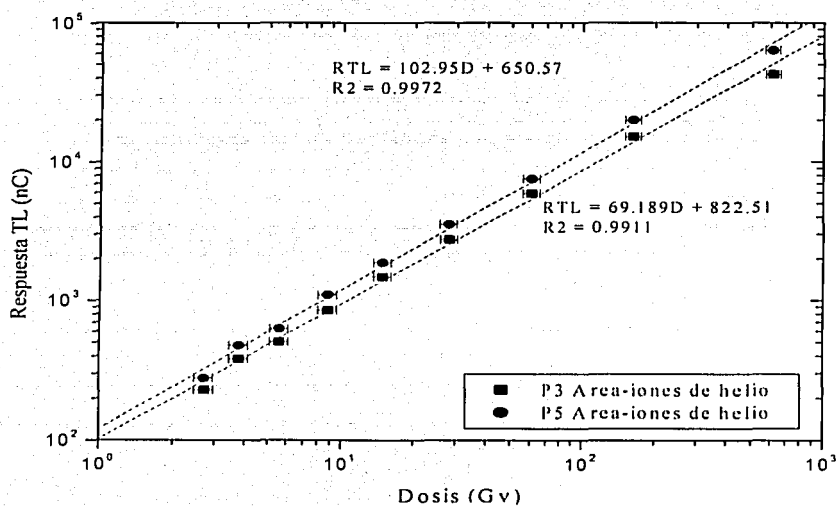
	IONES de helio	Protones	IONES de helio + protones
Valor promedio para pico 3	$0.085 \pm 0.0019$ (A)	$0.427 \pm 0.025$ (C)	$0.214 \pm 0.013$ (E)
Valor promedio para pico 5	$0.412 \pm 0.017$ (B)	$1.375 \pm 0.046$ (D)	$0.728 \pm 0.041$ (F)
Intervalo (Gy) utilizado	3 - 110	2 - 40	4 - 100

Tabla IV.7. Se muestran los valores y el intervalo de dosis donde la eficiencia relativa de los picos 3 y 5 casi no cambia su valor. Las letras A - F, indican cuál es el valor promedio de cada gráfica.

Con la ayuda de tablas [BER 93], se puede conocer el valor del poder de frenado restringido, para los dos haces de radiación utilizados, en fluoruro de calcio. Para asociarle una LET al campo mixto de radiación, se hace un promedio pesado por la dosis entre los dos puntos que ya se conocen: iones de helio y protones. Este promedio se calcula haciendo un promedio de la dosis para ambos casos, que se multiplica por el valor de la LET correspondiente a cada partícula. De esta forma se obtiene:



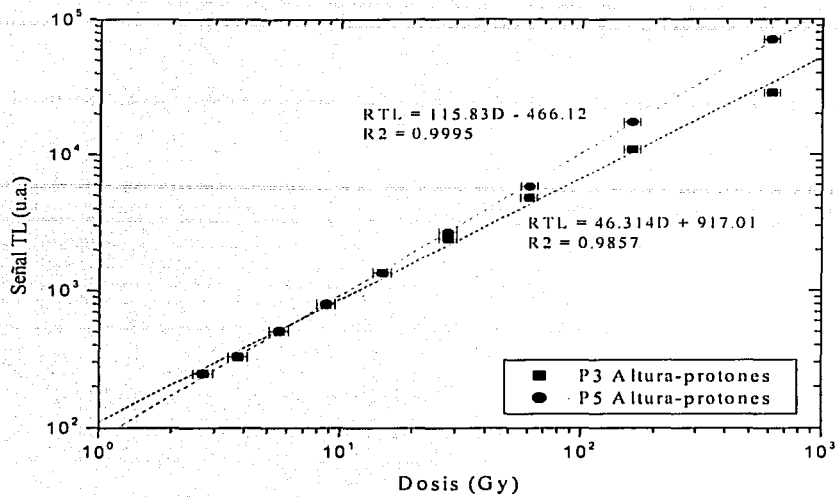
(A)



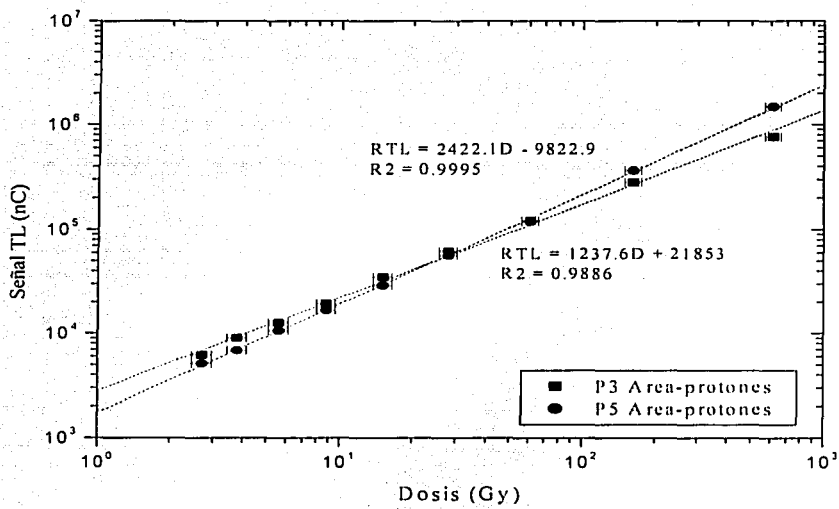
(B)

Gráfica IV.2. Se muestra la señal TL del pico 3 y 5 tomando a la altura y al área como respuesta, en las gráficas (A) y (B) respectivamente, para los dosímetros irradiados con iones de helio.

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN



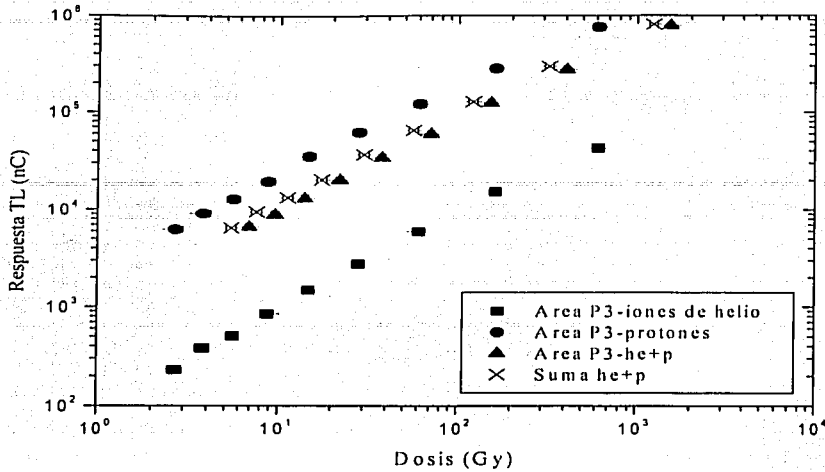
(A)



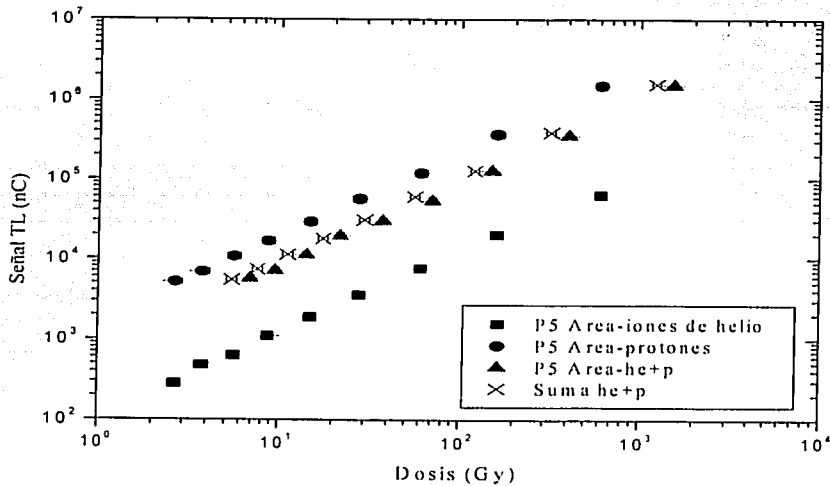
(B)

TESIS COMPLETA  
 15/05/2011

Gráfica IV.3. Se muestra la señal TL del pico 3 y 5 tomando a la altura y al área como respuesta, en las gráficas (A) y (B) respectivamente, para los dosímetros irradiados con protones.

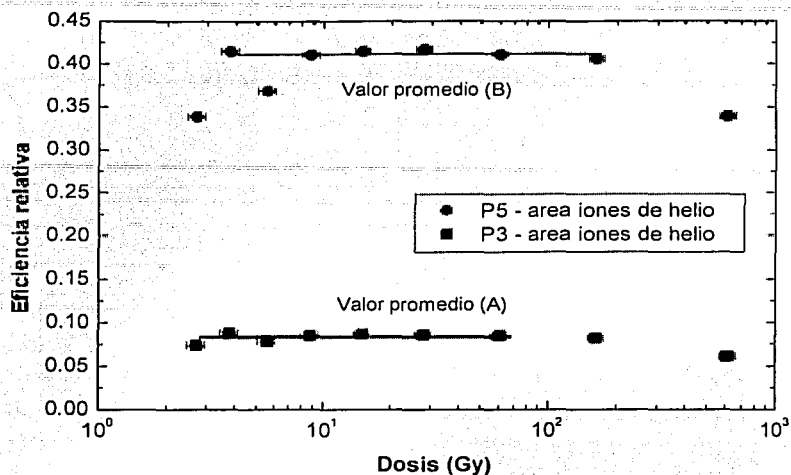


Gráfica IV.4. Se muestra la señal TL del pico 3 para los 3 grupos de dosímetros. Los puntos de la curva "x" corresponden a la suma algebraica de la respuesta de pico 3 de iones de helio (■) + pico 3 de protones (●), como función de la suma algebraica de las dosis.



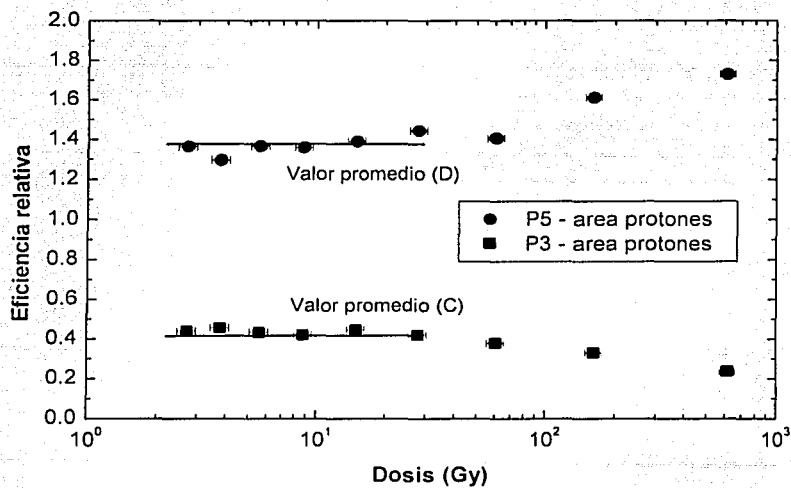
Gráfica IV.5. Se muestra la señal TL del pico 5 para los 3 grupos de dosímetros. Los puntos de la curva "x" corresponden a la suma algebraica de la respuesta de pico 5 de iones de helio (■) + pico 5 de protones (●), como función de la suma algebraica de las dosis.

TRAZO CON  
 FALTA DE ORIGEN

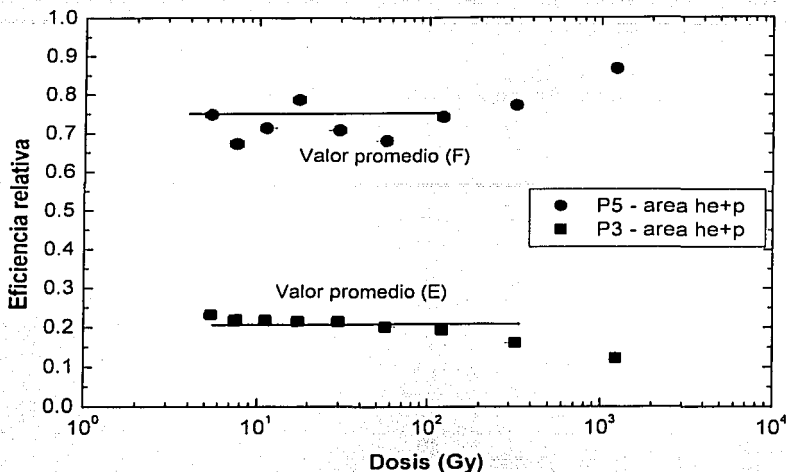


TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Gráfica IV.6. Eficiencia relativa de los picos 3 y 5, al irradiarse con iones de helio de 6 MeV. A= 0.083, B=0.040



Gráfica IV.7. Eficiencia relativa de los picos 3 y 5, al irradiarse con protones de 4 MeV. C=0.414, D=1.340.



TEXTO CON  
 FALLA DE ORIGEN

Gráfica IV.8. Eficiencia relativa de los picos 3 y 5, al irradiarse con iones de helio y protones. E=0.210, F=0.701

$$\langle \text{dosis iones de helio} \rangle = 100.045 \text{ Gy} \quad \langle \text{dosis protones} \rangle = 99.98 \text{ Gy}$$

$$\langle \text{dosis iones de helio} \rangle + \langle \text{dosis protones} \rangle = 200.03 \text{ Gy}$$

$$\langle \text{LET} \rangle =$$

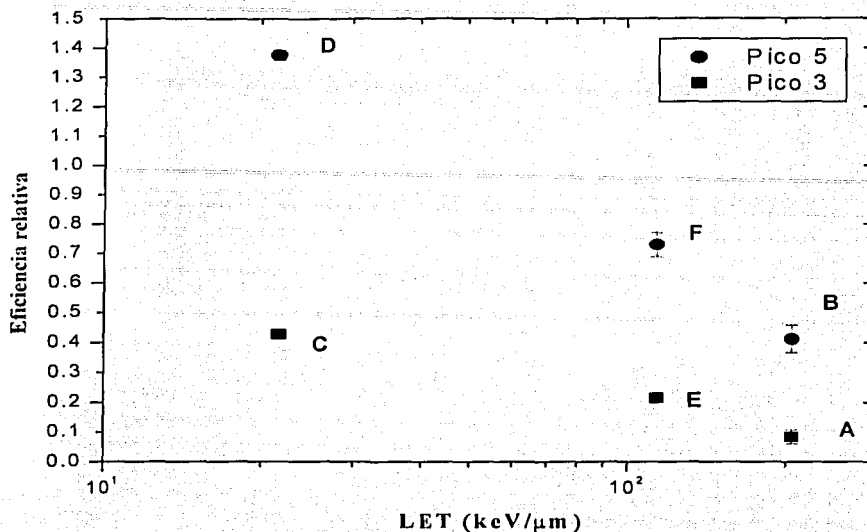
$$(100.045 \text{ Gy} / 200.03 \text{ Gy}) 206 \text{ keV}/\mu\text{m} + (99.98 \text{ Gy} / 200.03 \text{ Gy}) 21.5 \text{ keV}/\mu\text{m} \quad (\text{IV.4})$$

$$\langle \text{LET} \rangle = 113.8 \text{ keV}/\mu\text{m} \quad (\text{IV.5})$$

	Protones 4 MeV en CaF <sub>2</sub>	Iones de helio 6 MeV en CaF <sub>2</sub>	Protones 4 MeV + iones de helio 6 MeV
LET (keV/μm)	21.5	206	113.8

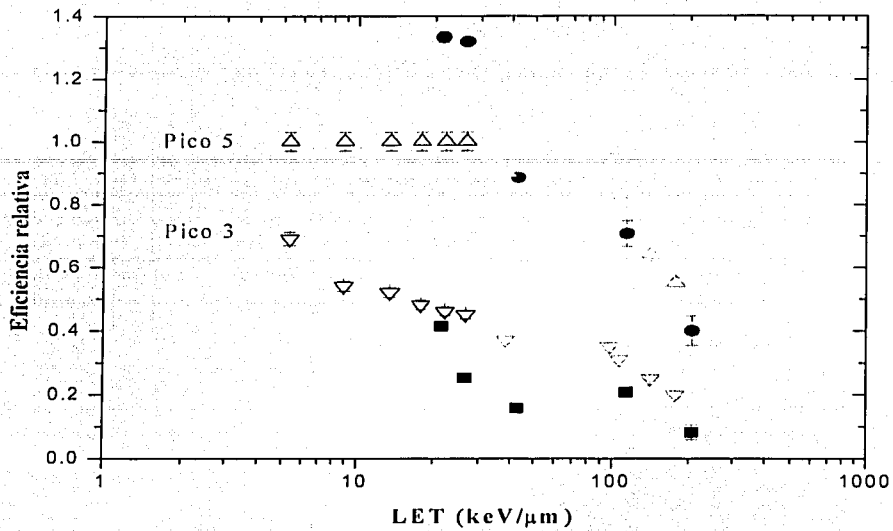
Tabla IV.8. Valores de la transferencia lineal de energía, para protones de 4 MeV e iones de helio de 6 MeV, en un blanco de CaF<sub>2</sub>:Tm [BER 93].

Con los datos anteriores se presenta una gráfica de eficiencia relativa, en función de la LET, para determinar si hay dependencia de la eficiencia relativa de uno o de los dos picos con la LET, y de ser así, determinar también el tipo de dependencia.



Gráfica IV.9. Eficiencia relativa de los picos 3 y 5, como función de la transferencia lineal de energía. Los puntos A, B, C, D, E y F, corresponden a los valores promedio obtenidos en las gráficas IV.6 – IV.8.

El grupo de Dosimetría de la Radiación del IFUNAM realizó, en 1998, una irradiación a TLD-300 con protones de 1.5 y 3 MeV con un valor de LET de 42.7 y 26.5 keV/μm respectivamente. Si se añaden estos puntos experimentales a la gráfica IV.9, y se comparan con los puntos obtenidos por Hoffmann *et al.*, que realizó estudios con iones de helio y con iones de neon [HOF 80a], [HOF 84], se obtienen los resultados mostrados en la gráfica IV.10. Aunque los valores de transferencia lineal de energía reportados por Hoffmann se encuentran en terminos de la energía lineal,  $y_D$ , una cantidad microdosimétrica [ICR 83], ésta se encuentra cercanamente relacionada con LET [ICR 83].



TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Gráfica IV.10. Eficiencia relativa de los picos 3 y 5, para las diferentes partículas cargadas pesadas. Los puntos (■) y (●), son los valores para pico 3 y pico 5 respectivamente, obtenidos en este trabajo junto con los del grupo de dosimetría del IFUNAM. Los símbolos huecos corresponden a los valores reportados por Hoffmann.

REVISADO POR  
 COMISIÓN DE CALIDAD



**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

# CAPITULO V

## Discusión y conclusiones

### I. Discusión

#### A) Dosis

La gráfica IV.1 muestra el depósito de la energía debida a cada una de las partículas en el dosímetro, conforme éstas van penetrando en el material. Debido a que ambas partículas tienen diferentes alcances, no es posible determinar la dosis directamente con la fórmula II.9. Es por esto, que se tuvo que dividir la dosis en dos partes. La primera, es la debida a la zona donde los iones de helio irradiaron al dosímetro junto con los protones, la segunda es debida a la zona donde sólo los protones irradiaron al dosímetro.

Con el resultado obtenido para los dosímetros expuestos a los diferentes haces de partículas cargadas pesadas, se puede ver de las gráficas IV.2 y IV.3 que, tanto el área bajo los picos 3 y 5 del TLD-300, como su altura, en función de la dosis, se encuentran en el intervalo lineal, y resulta cómodo usar cualquiera de ellos como respuesta termoluminiscente.

Para poder evaluar la dosis del campo mixto se tuvieron que tomar en cuenta los alcances de las partículas y hacer el cálculo de ésta en dos partes, como lo muestran las ecuaciones IV.1, IV.2 y IV.3. Se esperaba que, tanto la respuesta como la dosis impartida a los dosímetros con el campo mixto, fueran la suma de las respuestas y las dosis impartidas a los dosímetros de manera individual. Esto no se observa en este caso como se puede apreciar en las gráficas IV.4 y IV.5, donde existe una diferencia del 20% entre la dosis calculada para el campo mixto y la suma de las dosis individuales.

La dosis que recibieron los dosímetros al ser irradiados con protones y la dosis que recibieron los dosímetros al ser irradiados con iones de helio, es igual para ambos casos, pero, la respuesta TL de los dosímetros a cada partícula es muy diferente, casi 20 veces mayor a protones que a iones de helio. Es debido a esto, que no se puede afirmar que la respuesta de los dosímetros al campo mixto sea la suma de las respuestas de los dosímetros a los campos individuales. Es necesario tener una respuesta de los dosímetros, a los diferentes campos de radiación, de la misma magnitud para poderse comparar.

#### B) LET

Puede observarse en la gráfica IV.9, que los puntos que corresponden al campo mixto siguen la tendencia de los puntos de los campos individuales, es decir, el valor de la eficiencia relativa de los dosímetros expuestos al campo mixto, para cada pico, en función de la LET promedio calculada (IV.4), se encuentra entre los valores de la eficiencia relativa, para cada pico, de los dosímetros irradiados de manera individual, y disminuyen conforme la LET aumenta.

El valor de la LET que se toma para cada caso, es el de entrada al dosímetro, ya que ésta cambia conforme la partícula va perdiendo energía dentro del material.

Los datos reportados en la literatura por Hoffmann *et al.*, se encuentran expresados en términos de la energía lineal,  $y_{10}$  [ICR 83], que es una cantidad de microdosimetría, mientras

que los datos obtenidos en este trabajo, más los obtenidos por el grupo de dosimetría, se encuentran en términos de LET de entrada.

Hoffmann reporta, como se observa en la gráfica IV.10, que la eficiencia relativa del pico 3 a partículas cargadas pesadas, disminuye conforme la LET aumenta. En la gráfica IV.9 se observan los resultados obtenidos en este trabajo junto con los obtenidos por el grupo de dosimetría, y se aprecia la misma tendencia de la eficiencia relativa para el pico 3, en función de la LET. Esto muestra que los resultados obtenidos son consistentes con los reportados para el comportamiento del pico 3.

Para el pico 5 Hoffmann reporta que la eficiencia relativa en función de la LET, se mantiene constante, e igual a 1, hasta los 40 keV/ $\mu\text{m}$  y luego disminuye. Los resultados obtenidos en este trabajo, muestran la misma tendencia de la eficiencia relativa del pico 5 para iones de helio pero no así para protones de 3 y 4 MeV, que se salen de la sistemática de un valor de eficiencia relativa igual a 1, ya que se obtienen valores experimentales de 1.32 y 1.33 respectivamente para cada caso.

La tendencia que muestra la eficiencia relativa de ambos picos, como función de la LET promedio, cuando los dosímetros se exponen a un campo mixto de protones e iones de helio, es consistente con la que siguen cuando se exponen a campos individuales.

El objetivo principal de este trabajo, era evaluar con una sola irradiación, la dosis y LET promedio de un campo mixto de radiación ionizante de partículas cargadas pesadas. Esto se iba a realizar utilizando los resultados reportados en la literatura y tomarlos como una calibración, para, de esta manera, con la respuesta del pico 3 obtener la dosis promedio y después, con la respuesta del pico 5, calcular la LET promedio. Debido a las diferencias encontradas en los valores de eficiencia relativa, en la zona donde Hoffmann obtiene un valor constante e igual a 1 para pico 5, no se pueden utilizar los valores reportados como una calibración.

## II. Conclusiones

En el intervalo de dosis de 3 a 200 Gy, la respuesta TL de los TLD-300 al ser irradiados con los campos de iones de helio, de protones y de iones de helio más protones, es lineal.

El valor de la dosis impartida a los dosímetros expuestos al campo mixto, no es la suma de las dosis debidas a los campos individuales. Este resultado no puede ser generalizado ni concluyente para cualquier campo de radiación mixto con partículas cargadas pesadas, debido a que, en este caso, la respuesta de los dosímetros a uno de los haces individuales de radiación es casi 20 veces la del otro.

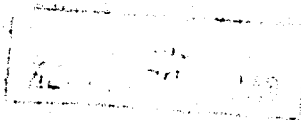
Hoffmann reporta que la eficiencia relativa del pico 3 a partículas cargadas pesadas del TLD-300, entre otros dosímetros termoluminiscentes, disminuye conforme la LET aumenta. Los resultados obtenidos en este trabajo, utilizando los dos campos de radiación individuales y el campo mixto, son consistentes con lo reportado.

Los resultados obtenidos para el pico 5, difieren, parcialmente, de los reportados por Hoffmann, ya que el valor de la eficiencia relativa en la zona donde ésta se considera constante, es mayor que el reportado en ~32%, aunque la tendencia de la eficiencia relativa en función de la LET es consistente con lo reportado.

Debido a que los resultados de este trabajo difieren, para el caso de protones, de aquellos presentados previamente por Hoffmann, no es factible concluir que la eficiencia relativa del

pico 5 de los TLD-300 es independiente de la LET promedio en el intervalo reportado de LET, y por tanto que es posible evaluar simultaneamente, con este dosímetro, la dosis y la LET promedio, cuando se exponen a un campo mixto de radiación ionizante.

Para comodidad en futuros trabajos, será conveniente administrar las dosis impartidas por los diferentes campos, tales que el valor de sus respectivas respuestas resulte comparable en magnitud. Del mismo modo se propone usar energías tales que el alcance de las partículas de los diferentes campos sea igual o muy parecida. Esto evitaría tener que hacer el cálculo de dosis mixta pesada por las energías para los diferentes alcances que se muestra en las ecuaciones IV.1 – IV.3.



FALTA CON  
FALLA DE ORIGEN

## BIBLIOGRAFIA Y REFERENCIAS

- ALO 86 Alonso M., Finn E. J., *Física Vol. III: fundamentos cuánticos y estadísticos*, Addison-Wesley Iberoamericana, (1986)
- ATT 86 Attix F.H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. John Wiley and Sons, Inc., (1986).
- AVI 98 Aviles M. P., *Respuesta termoluminiscente de LiF:Ti,Mg irradiado con protones de 1.5 y 3 MeV*. Tesis de Maestría, Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM (1998).
- BER 93 Berger Martin J., *Program ASTAR, PSTAR*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899, 1993
- BOS 91 Bos, A. J. J., Dielhof, J. B. *The Analysis of Thermoluminescent Glow Peaks in CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300)*, Radiat. Prot. Dosim. **37(4)** 321-239 (1991).
- BUE 99 Buenfil, A.E., Gamboa-deBuen, I., Ruiz-Trejo, C., Olvera, C., Rodríguez-Villafuerte, M., Rogers, R. C. and Brandan, M.E. *Response of TLD-300 to Heavy Charged Particles*, Radiat. Prot. Dosim. **84(1-4)** 273-275 (1999).
- CGC 88 *Computerized Glow Curve Deconvolution User Manual*, Harshaw / Filtrol (1988).
- DIE 88 Dielhof, J. B., Bos, A. J. J., Zoetelief, J. and Broerse, J. J. *Dosimetry in a Mixed (14.8 MeV Neutron, Gamma) Radiation Field with CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300)*, In: Proc. Symp. On Thermoluminescence Dosimetry, Bilthoven, 30 March 1988, pp 121-127 (1988)
- EST 01 Estrada, D., *Repote de servicio social*, Departamento de Física Experimental, Instituto de Física, UNAM (2001).
- FUR 83 Furetta, C. and Lee, Yi-Kang. *Annealing and Fading Properties of CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300)*, Radiat. Prot. Dosim. **5(1)** 57-63 (1983).
- FUR 85 Furetta, C. and Tuyn, J. W. N. *A Study of the Peak Ratios in CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300) as a Function of Beta Energy*, Radiat. Prot. Dosim. **11(4)** 263-266 (1985).
- GAM 96 Gamboa de Buen M. I., *Medida de la Respuesta Termoluminiscente (Eficiencia y Supralinealidad) de LiF:Mg,Ti Expuesto a Radiación Altamente Ionizante*, Tesis de Doctorado en Ciencias (Física), Facultad de Ciencias, UNAM (1996)

- HOF 80a Hoffmann, W. Moller, G. *Heavy Particle Dosimetry with High Temperature Peaks of Thermoluminescent Materials*, NIM **175** 205-207 (1980).
- HOF 80b Hoffmann, W. Moller, G., Blattmann, H. and Salzmann, M., *Pion Dosimetry with Thermoluminescent Materials*, Phys. Med. Biol. **25(5)** 913-921 (1980).
- HOF 84 Hoffmann, W. and Prediger, B., *Heavy Particles Dosimetry with High Temperature Peaks of CaF<sub>2</sub>:Tm and <sup>7</sup>LiF Phosphors*, Radiat. Prot. Dosim. **6(1-4)** 149-152 (1984).
- HOF 96 Hoffmann, W., *TL dosimetry in high LET radiotherapeutic fields*. Radiat. Prot. Dosim. **66 (I-4)** 243-248 (1996).
- HOF 99 Hoffmann, W. Bienen, J. Filges, D. and Schmitz, Th., *TL-300 dosimetry in a 175 MeV proton beam*, Radiat. Prot. Dosim. **85 (1-4)** 341-343 (1999).
- ICR 83 International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), *Microdosimetry*, ICRU Reporte **36** (1983).
- LAK 82 Lakshmanann, A. R., Chandra, B. and Bhatt, R. C., *Estimation of Quality and Intensity of Low Energy Photon Radiation Using a Single Sample of CaF<sub>2</sub>:Tm.*, Int. J. Appl. Radiat. Isot. **33** 703-706 (1982).
- LAK 83 Lakshmanann, A. R., *Thermoluminescence Glow Curve Shape of CaF<sub>2</sub>:Tm and <sup>7</sup>LiF Produced by Alpha and Beta Radiations*, Radiat. Prot. Dosim. **5** 121-124 (1983).
- LON 96 Loncol, Th., Hamal, M., Denis, J.M., Vynkier, S., Wambersie, A. and Scaliet, P., *Response Analysis of TLD-300 Dosimeters in Heavy-Particle Beams*, Phys. Med. Biol. **41** 1665-1678 (1996).
- LUC 77 Lucas, A. C. and Kapsar, B. M., *The Thermoluminescence of Thulium Doped Calcium Fluoride*, Proc. Fifth Int. Conf. on Luminescence Dosimetry, Sao Paulo, Brazil, (FRG: Physikalisches Institut, Giessen pp. 131 (1977).
- MER 02 Mercado U. H. J., *Respuesta termoluminiscente de LiF:Mg,Ti irradiado con electrones de baja energía*, Tesis de Doctorado en Ciencias (Física), Universidad de Guanajuato (2002).
- McK 81 McKinlay A. F., *Termoluminescence Dosimetry*, Adam Hilger Ltd, (1981).
- McK 95 McKeever, S. W. S., Moscovitch, M., Townsend, P. D., *Termoluminescence Dosimetry Materials: Properties and Uses*, Nuclear Technology Publishing, (1995).

- OLV 01 Olvera M. C., *Estudio de la Respuesta TL del TLD-300 Mediante Digitalización de Curvas de Brillo*, Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM (2001).
- RAN 45 Randall, J. T. and Wilkins, M. H. F., *Phosphorescence and Electrons Traps*, Proc. Roy. Soc. **A184**, 366 (1945).
- RAN 79 Rank, E. X. and Theus, R. B., *Neutron Dosimetry with CaF<sub>2</sub>:Tm*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-26**(1), 1590-1592 (1979).
- RIC 01 Rickards-Campbell, J., *La física de radiaciones en materia*, UNAM (2001).
- ROB 03 Robledo, R. R., *Respuesta de Películas de Tinte Radiocrómico a la Irradiación con Partículas Cargadas Pesadas*, Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM (2003).
- SHA 88 Shachar, B. B., Horowitz Y. S., *Dosimetric Characterization of the High Temperature Peaks of LiF:Mg,Ti and CaF<sub>2</sub>:Tm Using Computerized Glow Curve Deconvolution*, Radiat. Prot. Dosim. **22(2)** 87-96 (1988).
- TEM 81 Temme, A., Rasso, J. and Meissner, P., *A New Thermoluminescent Dosimetry Procedure Using TLD-300 Detectors for Clinical Dosimetry in Mixed Neutron-Gamma Rays Fields*, In: Proc. Fourth Symp. on Neutron Dosimetry II (Luxembourg: CEC) EUR 7448, 433-454 (1981).
- WAN 89 Wang, T. K., Hsu P. C. and Weng P. S., *Application of CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300) dosimeter to the discrimination between Alpha, Beta and Gamma radiation*, Appl. Radiat. Isot. **40** 329 (1989).



RESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

# APENDICE 1

## COMPONENTES ELECTRÓNICAS UTILIZADAS EN EL ACELERADOR PELETRÓN [ROB 03]

### 1. 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. Al incidir la radiación se produce ionización y así se liberan cargas móviles que se pueden recolectar en un par de electrodos. También con estos detectores se tiene información sobre la energía de la radiación incidente.

### 2. Preamplificador

Es un dispositivo que tiene las siguientes funciones: acoplar las impedancias entre el sistema de detección y la electrónica (el acoplamiento sirve para que no se pierda la información); mejorar la relación entre la señal y el ruido.

### 3. Fuente de alto voltaje

Sirve para alimentar el DBS. Esto es para darle voltaje de polarización

### 4. Generador de pulsos

Son utilizados 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 esos pulsos. Se utiliza físicamente para calibración de sistemas y para pruebas de estabilidad; también para verificar que los componentes individuales de un sistema operen adecuadamente.

### 5. 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.

### 6. Analizador de pulsos monocanal (timing SCA)

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 utilizando este analizador de pulsos monocanal, es decir, permite el paso de pulsos de cierta

altura menor hasta de una altura mayor. De esta forma se analizan pulsos entre estos dos niveles. Además de analizar la altura de los pulsos también analiza la señal de tiempo.

### 7. Compuerta lineal de pulsos (linear gate stretcher)

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.

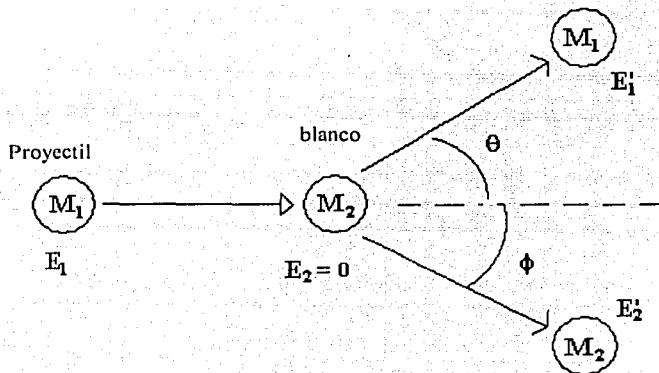
### 8. Osciloscopio

Permite visualizar si la señal de entrada corresponde a la señal de salida. Si existe diferencia, ésta corresponde a la cantidad de ruido electrónico que está generando. Si la señal de entrada es igual a la señal de salida, se puede comenzar con toda confianza el experimento o la irradiación.

## APENDICE 2

### FACTOR CINEMÁTICO

Para una colisión elástica, el factor cinético  $K$  es, basándose en la figura, con  $M_1$  y  $M_2$  las masas del proyectil y del blanco respectivamente y  $E$  y  $E'$  las energías iniciales y finales respectivamente:



TESIS CON  
 VALOR DE CUBIEN

$$K = \left\{ \frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right\}^2$$

$M(^4\text{He}) = 4.002603 \text{ amu}$

$M(^1\text{H}) = 1.007825 \text{ amu}$

$M(^{197}_{79}\text{Au}) = 196.996552 \text{ amu}$

## APENDICE 3

### PELÍCULAS DE TINTE RADIOCRÓMICO

Las películas de tinte radiocrómico se caracterizan por presentar una coloración directa como resultado de la absorción de radiación ionizante.

La capa sensible con la que cuentan las películas consiste de monocristales radiosensibles dispersos uniformemente en una capa gelatinosa. Cuando los monocristales son expuestos a la radiación ionizante, ocurre la polimerización, y es cuando el color de las películas se desarrolla.

Las PTR Gafchromic son transparentes y van adquiriendo un color azulado al momento de ser expuestas a la radiación ionizante; la coloración se incrementa como función de la dosis impartida.

Las PTR del modelo MD-55-2 consiste en dos capas sensibles a la radiación ionizante, las cuales están sobre una base de poliéster. Esta película tiene un espesor nominal de 278  $\mu\text{m}$ , de los cuales 30 mm corresponden a la capa sensible. El intervalo de sensibilidad de esta película es de los 3 a 100 Gy.

Las PTR de modelo HD-810 constan de una capa de 7  $\mu\text{m}$  sensible a la radiación. Ésta se encuentra sobre una base de poliéster. Tiene un espesor total de 107  $\mu\text{m}$ . El intervalo de sensibilidad va de 50 a 2500 Gy en general.

Para poder usar las PTR como sistema de evaluación dosimétrica, es necesario obtener la respuesta de las películas irradiadas a dosis conocidas, para lo cual pueden emplearse distintos instrumentos de medición como lo son el densitómetro, el escáner de reflexión y el espectrofotómetro.

El objetivo de su lectura es determinar la densidad óptica antes(DO<sub>i</sub>) y después(DO<sub>f</sub>) de la irradiación. Así, se define una cantidad llamada respuesta óptica como:

$$R = DO_i - DO_f$$

La cuál será usada en el caso del densitómetro, mientras que para el escáner la respuesta R de las películas está dada por:

$$R = \text{Log} \left( \frac{I_0}{I} \right)$$

Donde  $I_0$  e  $I$  son las intensidades de color medidas de las películas no irradiadas e irradiadas respectivamente.

Una vez que se obtiene el valor de la respuesta óptica, se efectúa la curva de calibración correspondiente que consiste en graficar la respuesta como función de la dosis. Cuando se desea evaluar un campo de radiación desconocido, se expone una película sin usar, se determina su respuesta, y nos remitimos a la curva de calibración en la cual le asociamos un valor de dosis, conociendo así el parámetro desconocido.

## APENDICE 4

### CÁLCULOS DE LA INCERTIDUMBRE ASOCIADA A LA FLUENCIA

[AVI 98]

Para el cálculo de las incertidumbres se utilizó la relación general para la propagación de incertidumbres,

$$u^2 = \Sigma [df/dx_i]^2 u^2(x_i) \quad (\text{A.1})$$

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

La fluencia,  $\phi_{TLD}$ , fue calculada dividiendo el número de partículas incidentes,  $N_{TLD}$ , sobre el dosímetro (ec. III.11b) entre el área del dosímetro:

$$\phi_{TLD} = (N_{DBS} (d\sigma/d\Omega)_{TLD} \Delta\Omega_{TLD}) / (A_{TLD} (d\sigma/d\Omega)_{DBS} \Delta\Omega_{DBS}) \quad (\text{A.2})$$

donde  $N_{DBS}$  representa el número de cuentas de las partículas dispersadas elásticamente al detector de barrera superficial,  $d\sigma/d\Omega_{TLD}$  y  $\Delta\Omega_{TLD}$  son la sección eficaz diferencial para partículas dispersadas elásticamente a los ángulos de colocación de los TLD y el detector de barrera superficial (BDS), respectivamente, y  $\Delta\Omega_{TLD}$  y  $\Delta\Omega_{DBS}$  son los ángulos sólidos para los TLD y para el BDS, respectivamente.

Sustituyendo en (A.1) el valor de la sección eficaz diferencial elástica de Rutherford:

$$(d\sigma/d\Omega) = (1/16)(zZe^2/4\pi\epsilon_0 E)^2 (1/\text{sen}^4(\theta/2)) \quad (\text{A.3})$$

y el valor del ángulo sólido del TLD y del BDS,

$$\Delta\Omega_{TLD} = A_{TLD}/R^2_{TLD} \quad (\text{A.4 a})$$

$$\Delta\Omega_{DBS} = (A_{DBS}/R^2_{DBS}) = \pi^2_{DBS}/R^2_{DBS} \quad (\text{A.4 b})$$

resulta:

$$\phi_{TLD} = (N_{DBS} R^2_{DBS} \text{sen}^4(\theta_{DBS}/2)) / (\pi^2_{DBS} R^2_{TLD} \text{sen}^4(\theta_{TLD}/2)) \quad (\text{A.5})$$

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

Aplicando la relación (A.1) a la ecuación (A.5) se obtiene, para la incertidumbre de la fluencia,  $u^2(\phi_{TLD})$ ,

$$u^2(\phi_{TLD}) = [d\phi_{TLD}/dN_{DBS}]^2 u^2(N_{DBS}) + [d\phi_{TLD}/dR^2_{DBS}]^2 u^2(R_{DBS}) + [d\phi_{TLD}/dR^2_{TLD}]^2 u^2(R_{TLD}) + [d\phi_{TLD}/d\pi^2_{DBS}]^2 u^2(\pi_{DBS}) +$$

$$[d\phi_{rLD}/d\theta_{DBS}]^2 u^2(\theta_{DBS}) + [d\phi_{rLD}/d\theta_{rLD}]^2 u^2(\theta_{rLD})$$

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

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