



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

“Eficiencias termoluminiscentes relativas protón/gamma
y helio/gamma de picos de alta temperatura en
dosímetros TLD-100”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

F Í S I C O

P R E S E N T A:

EVERARDO FLORES MARTÍNEZ



DIRECTORA DE TESIS: DRA OLGA LETICIA ÁVILA AGUIRRE

2007

ÍNDICE GENERAL

1. INTRODUCCIÓN	01
1.1. Motivación del trabajo	01
1.2. Interacción de las partículas cargadas con la materia	02
1.2.1. Interacciones nucleares	02
1.2.2. Interacciones electrónicas	02
1.3. Termoluminiscencia	03
1.3.1. El LiF:Mg,Ti (TLD-100) como material TL	03
1.3.2. El proceso de la termoluminiscencia	04
1.3.3. Deconvolución de las curvas de brillo	06
1.3.4. La función de supralinealidad	06
1.3.5. La eficiencia relativa	07
1.3.6. Propagación de la incertidumbre	07
2. DESARROLLO EXPERIMENTAL	08
2.1. Medición del espesor del blanco	08
2.2. Preparación de los dosímetros	09
2.3. Irradiación con rayos gamma de ^{60}Co	09
2.3.1. Descripción del irradiador	09
2.3.2. Cálculo de la dosis	09
2.4. Irradiación con iones	10
2.4.1. Arreglo experimental	10
2.4.2. Pérdida de energía	11
2.4.3. Cálculo de la fluencia	12
2.4.4. Cálculo de la dosis	14

2.5. Respuesta TL	14
2.5.1. Lectura de los cristales	14
2.5.2. Deconvolución de las curvas de brillo	14
2.5.3. Graficador en Excel de las curvas de brillo	17
3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	19
3.1. Medición del espesor del blanco	19
3.2. Respuesta a rayos gamma	19
3.2.1. Curvas de brillo	19
3.2.2. Función de supralinealidad para gammas	21
3.3. Respuesta a iones	22
3.3.1. Curvas de brillo	22
3.3.2. Función de supralinealidad para iones	23
3.4. Eficiencia relativa	25
4. CONCLUSIONES	28
5. REFERENCIAS	29

I. INTRODUCCIÓN

1.1 Motivación del trabajo

El aumento de las aplicaciones de haces de iones en tratamientos de radioterapia ha generado interés en el estudio de los materiales termoluminiscentes (TL) que permiten determinar las dosis aplicadas [Bi 99] [Va 99]. Una manera de cuantificar la respuesta TL de estos materiales a iones es mediante la eficiencia termoluminiscente relativa. En el grupo de dosimetría termoluminiscente del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM) se ha estudiado la respuesta termoluminiscente de los dosímetros TLD-100, los cuales presentan una curva de brillo característica con varios picos que corresponden a trampas y centros luminiscentes en el material. Los picos estables se conocen como 4, 5, 6a, 6b, 7, 8, 9 y 10. Las eficiencias deben medirse utilizando tanto la respuesta a la radiación de interés (en este caso protones e iones de helio) como la respuesta a radiación gamma. En trabajos previos con iones de baja energía producidos en el acelerador Peletrón del IFUNAM se midió únicamente la eficiencia TL para el pico 5 y la señal total [Ro 00] [Ga 01] y [Av 06]. No había sido posible medir la eficiencia de los picos de alta temperatura (6a-10) debido a que, para la radiación gamma, los picos de alta temperatura muestran señales muy pequeñas; sin embargo, recientemente Massillon realizó medidas de eficiencia TL de picos de alta temperatura para iones de energías intermedias utilizando un protocolo especial de lectura y de deconvolución que permite medir las señales provenientes de los picos de alta temperatura [Ma 06a] [Ma 06b]. En este trabajo se implementa este mismo protocolo para completar el estudio de eficiencias TL a bajas energías de protones y helios y para determinar si los valores de eficiencia dependen del protocolo de lectura utilizado. Para ello se reportan medidas de la eficiencia relativa de los picos de alta temperatura del TLD-100 expuesto a protones de 1.5 MeV y a núcleos de helio de 3 y 7.5 MeV.

1.2 Interacción de las partículas cargadas con la materia

Se denominan partículas cargadas pesadas (PCP) a aquellas que tienen una masa superior a la del electrón (protones e iones pesados). Cuando inciden en la materia y debido a que están rodeadas de un campo coulombiano, pueden interactuar con los electrones de los átomos que atraviesan o con sus núcleos. Estas interacciones permiten que cedan parte de su energía al medio disminuyendo gradualmente su velocidad.

1.2.1 Interacciones nucleares

Son aquellas en las cuales las PCP interactúan con los núcleos atómicos y son especialmente importantes a bajas energías (velocidad mucho más baja que la “velocidad de Bohr” $v=2.188 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$) en medios con un número atómico Z alto. Estas interacciones provocan desórdenes en el arreglo cristalino del medio debido al desplazamiento de los átomos de sus posiciones originales. A pesar de que el frenado nuclear es menos común que el frenado electrónico, provoca una pérdida de energía mayor que éste.

1.2.2 Interacciones electrónicas

Son aquellas en las cuales las PCP interactúan con los electrones y son más importantes cuando la energía cinética es alta y el medio de incidencia tiene un número atómico Z bajo. En este proceso, las partículas ceden parte de su energía al medio produciendo la excitación e ionización de los átomos del material.

El poder lineal de frenado de un proyectil, $-\frac{dE}{dx}$, es la energía promedio perdida por unidad de longitud recorrida. Es función de la energía del ion, de su número atómico y de la densidad del material. Sus unidades en el Sistema Internacional (SI) son J m^{-1} aunque es más común utilizar MeV cm^{-1} .

El poder lineal de frenado total es la suma del poder lineal de frenado electrónico y el poder lineal de frenado nuclear, esto es [Ri 01]:

$$\left[-\frac{dE}{dx} \right]_{total} = \left[-\frac{dE}{dx} \right]_{electrónico} + \left[-\frac{dE}{dx} \right]_{nuclear} \quad (1.1)$$

Al dividir el poder lineal de frenado entre la densidad del medio, se obtiene el poder de frenado másico $\left(-\frac{dE}{\rho dx}\right)$. Sus unidades son $\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$

El alcance lineal R, se define como la distancia total recorrida por la partícula en el medio y se calcula integrando el inverso del poder lineal de frenado desde la energía inicial hasta que la partícula se detiene:

$$R_L(E_0) = \int_{E_0}^0 \left[-\frac{dE_1}{dx} \right]^{-1} dE_1 \quad (1.2)$$

1.3 Termoluminiscencia

La termoluminiscencia (TL) es el proceso en el cual un material emite luz al ser calentado debido a haber sido expuesto previamente a algún tipo de radiación ionizante. Fue observada primeramente por Robert Boyle en 1663, quien se dio cuenta de que al exponer un diamante al calor del cuerpo humano emitía un tenue destello luminoso [Na 75]. Farrington Daniels y su equipo propusieron el uso de este fenómeno para medir la exposición a radiación e hicieron las primeras mediciones al respecto [Da 53].

1.3.1 El LiF:Mg,Ti (TLD-100) como material TL

Los estudios de Daniels condujeron a reconocer al fluoruro de litio como el mejor material para ser usado como dosímetro termoluminiscente (TLD por sus siglas en inglés). Posteriormente Cameron encontró que el LiF con impurezas de titanio y magnesio presentaba una mayor sensibilidad que el LiF puro. Estos trabajos condujeron al desarrollo del material conocido como TLD-100 (LiF:Mg,Ti con 92.5% de ^7Li y 6.5% de ^6Li) [Mc 81]. Actualmente el TLD-100 comercial (Harshaw-Bicron) está disponible en varias presentaciones: galletas gruesas ($3.175 \times 3.175 \times 0.89 \text{ mm}^3$), delgadas ($3.175 \times 3.175 \times 0.38 \text{ mm}^3$), microcubos ($1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$) o polvo.

1.3.2 El proceso de la termoluminiscencia

La termoluminiscencia es un fenómeno que se desarrolla en 2 etapas:

- a) En la primera etapa, (fig 1.1) la radiación ionizante incide sobre el material TL provocando la migración de electrones de la capa de valencia a la banda de conducción, en este punto se generan agujeros (vacantes electrónicas) en la banda de valencia. Los electrones y agujeros viajan en el cristal hasta quedar atrapados en estados de energía metaestables debidos a las impurezas en la banda prohibida de la matriz cristalina.

- b) En la segunda etapa, la estimulación térmica del material provoca que los electrones y agujeros atrapados adquieran suficiente energía y sean liberados de sus trampas, viajen por el cristal y eventualmente se recombinen emitiendo luz.

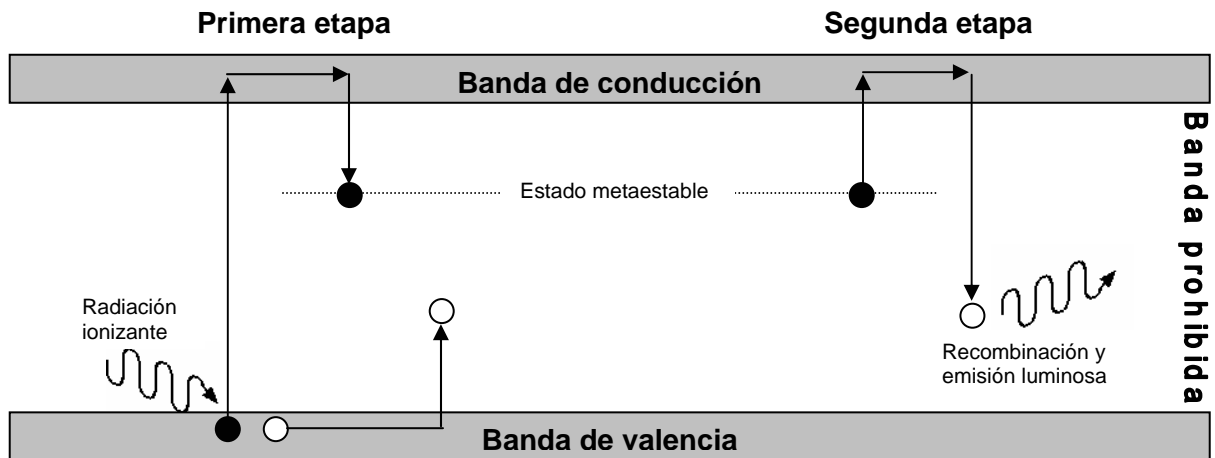


Figura 1.1. Proceso de termoluminiscencia. Los electrones están representados por ● y los agujeros por ○.

En 1945 Randall y Wilkins [Mc 81] propusieron un modelo para describir el comportamiento de la señal luminosa emitida por un material TL como función de la temperatura (curvas de brillo). Este modelo se conoce como cinética de primer orden del proceso TL y se basa en la suposición de la existencia de un sólo tipo de trampa con profundidad E y un sólo centro de recombinación. Además, considera

que un electrón que es liberado de una trampa no puede ser recapturado por la misma.

La probabilidad de escape de un electrón de una trampa de profundidad E a una temperatura T que contiene n electrones está descrita por la siguiente ecuación:

$$p = s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (1.3)$$

donde s es un factor de frecuencia y k es la constante de Boltzmann.

Suponiendo cinética de primer orden, se puede considerar que la intensidad TL es proporcional al número de electrones que van escapando de las trampas $\frac{dn}{dt}$; esto es:

$$I(T) = -C \frac{dn}{dt} = Cns \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (1.4)$$

donde C es una constante de proporcionalidad.

Así, con base en la cinética de primer orden, la intensidad TL de cada pico puede ser descrita de la siguiente forma [Mo 83]:

$$I_i(T_i) = I_{mi} \exp\left(1 + \frac{E_i}{kT_{mi}^2} \Delta T_i - \exp\left[\frac{E_i}{kT_{mi}^2} \Delta T_i\right]\right) \quad (1.5)$$

donde I_{mi} es la altura del pico i, T_{mi} es la temperatura del máximo del pico, T_i es la temperatura, E_i es la energía del i-ésimo pico y $\Delta T_i = T_i - T_{mi}$. Haciendo el cambio de variable

$$W_i = \frac{E_i}{kT_{mi}^2} \quad (1.6)$$

La ecuación 1.5 se convierte en:

$$I_i(T_i) = I_{mi} \exp(1 + W_i \Delta T_i - \exp[W_i \Delta T_i]) \quad (1.7)$$

El parámetro W_i es una cantidad que está relacionada con el ancho en temperatura del i-ésimo pico a la mitad de la altura w_i , de la forma [Mo 83]:

$$W_i = \frac{2.44}{w_i} \quad (1.8)$$

1.3.3 Deconvolución de las curvas de brillo

Analizar las curvas de brillo (intensidad TL contra temperatura) presenta cierta dificultad debido a que están conformadas de varios picos, correspondientes a distintas trampas, que además se traslapan. En el caso del TLD-100, su curva de brillo está compuesta por mas de 10 picos y subpicos (figura 1.2) dependiendo del tipo de radiación usado, el tratamiento térmico y las concentraciones de impurezas [Ho 84]

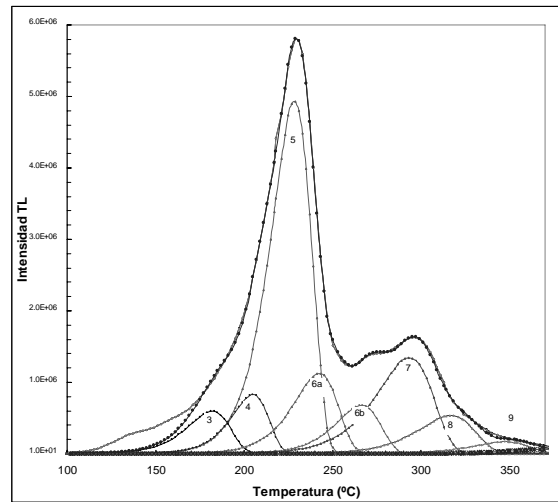


Figura 1.2 Ejemplo de curva de brillo del TLD-100 irradiado con protones

Al proceso de descomposición de una curva en sus picos individuales se le conoce como deconvolución. Este proceso permite examinar el área, alto y ancho de cada pico y observar su evolución al cambiar la fluencia o la dosis.

Un criterio para cuantificar la calidad del ajuste de una deconvolución, fue propuesto por Balian y Eddy [Ba 77] y se denomina “figura de mérito” (Figure Of Merit, FOM) que se define como:

$$FOM = \sum_{j_i}^{j_f} \frac{100|y_j - y(k_j)|}{A} \quad (1.9)$$

donde FOM se expresa en porcentaje; j es el número correspondiente a una temperatura, y_j es la señal TL experimental en el canal j, $Y(k_j)$ es el valor de la señal TL obtenida por medio del ajuste y A es el área bajo la curva de la curva de brillo. La figura de mérito es una prueba estadística de significación para verificar la bondad del ajuste.

1.3.4 La función de supralinealidad

La relación entre la señal termoluminiscente STL (el área bajo la curva de brillo) y la dosis para un material TL dosimétrico es lineal en un cierto intervalo. Al trabajar con PCP se utiliza la fluencia en lugar de la dosis, siendo la fluencia el número de partículas incidentes en el dosímetro por unidad de área. La “función

de supralinealidad” permite identificar los intervalos en donde la respuesta de un dosímetro es lineal, sublineal o supralineal en función de la dosis y está dada por [Ga 01]:

$$f(n) = \frac{F(n)/n}{F(n_0)/n_0} \quad (1.10)$$

donde $F(n)$ es la señal TL para una fluencia n y $F(n_0)$ y n_0 son las mismas cantidades para una fluencia baja donde la respuesta TL es lineal. Si $f(n)$ es igual a la unidad se dice que el comportamiento TL es lineal; si es mayor que ésta, la respuesta es supralineal y si es menor es sublineal.

1.3.5 La eficiencia relativa

La emisión de luz de un material TL no siempre es la misma para dosis iguales de diferentes tipos de radiación. Un parámetro útil para cuantificar esta respuesta es la eficiencia termoluminiscente relativa, cantidad que expresa la relación entre la señal luminosa de un material TL sometido a un tipo de radiación k con respecto a la respuesta de este material expuesto a una radiación de referencia, usualmente gamma de ^{60}Co . La eficiencia TL relativa se define como [Ho 01]:

$$\eta_{k,\gamma} = \frac{(STL/D)_k / m_k}{(STL/D)_\gamma / m_\gamma} \quad (1.11)$$

donde STL es la señal termoluminiscente, D es la dosis absorbida y m es la masa irradiada para los tipos de radiación k y γ .

1.3.6 Propagación de la incertidumbre

Para determinar la propagación de la incertidumbre de una función de varias variables se usa la expresión

$$u^2(f) = \sum_{i=1}^n \left[\frac{df}{dx_i} \right]^2 u^2(x_i) \quad (1.12)$$

donde $u(f)$ es la incertidumbre de la función y $u(x_i)$ la de la variable x_i

2. DESARROLLO EXPERIMENTAL

2.1. Medición del espesor del blanco

El experimento principal de irradiación de dosímetros TLD-100 con protones e iones de helio se describe en la sección 2.4. En él se hace uso de un blanco de oro para dispersión de los iones por lo que es necesario conocer su espesor para calcular la pérdida de energía de los iones al atravesarlo y conocer la energía con la que inciden en los dosímetros. Con este propósito se montó, en una cámara de vacío, el arreglo mostrado en la figura 2.1.

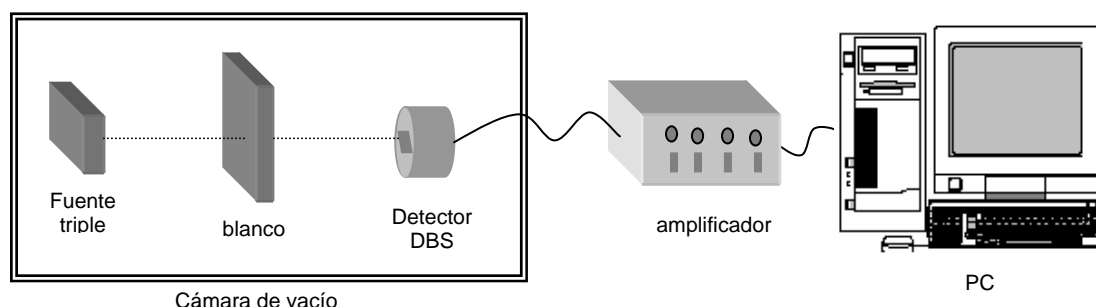


Figura 2.1 Arreglo experimental para la medición del grosor del blanco de oro

Una fuente triple emisora de partículas alfa de ^{241}Am (5.49 MeV), ^{239}Pu (5.16 MeV) y ^{244}Cm (5.81 MeV) fue colocada enfrente de un detector de barrera superficial (DBS). La señal del DBS se envió a un sistema electrónico de amplificación y posteriormente a un sistema multicanal instalado en una computadora.

Se realizaron 2 medidas, una en donde las partículas alfa llegaban directamente al DBS y la otra en donde se colocaba el blanco entre la fuente y el detector. La primera medición permitió calibrar el eje X del multicanal usando las energías conocidas provenientes de la fuente de partículas alfa. En la segunda medición se observó un corrimiento de los picos debido a la pérdida de energía del haz al pasar por el blanco. Conociendo el valor del poder de frenado de las partículas alfa en oro (programa SRIM versión 2003), la energía de las partículas alfa antes de pasar por el blanco (E_{inicial}) y después de atravesarlo (E_{final}), se determinó el espesor del blanco x , mediante la relación:

$$E_{\text{final}} = E_{\text{inicial}} - \left(\frac{dE_{\text{inicial}}}{dx} \right)_{\text{oro}} x \quad (2.1)$$

2.2. Preparación de los dosímetros

Con el fin de vaciar las trampas termoluminiscentes que puedan estar ocupando los portadores de carga, los dosímetros se sometieron a un proceso térmico previo a su uso que se realizó de la siguiente manera:

- Horneado a 400°C durante una hora.
- Enfriamiento rápido por cinco minutos hasta temperatura ambiente.
- Horneado a 100°C durante dos horas.
- Enfriamiento rápido por cinco minutos hasta temperatura ambiente.

2.3. Irradiación con rayos gamma de ^{60}Co

2.3.1. Descripción del irradiador

La irradiación con rayos gamma se hizo con una fuente de ^{60}Co del Laboratorio de Dosimetría del IFUNAM. Esta se encuentra colocada en un contenedor especial con un compartimiento para introducir una pieza de madera-lucita que sirve como base para los dosímetros (Bu 94). Dicho arreglo permite el equilibrio de partícula cargada y se muestra en la figura 2.2.

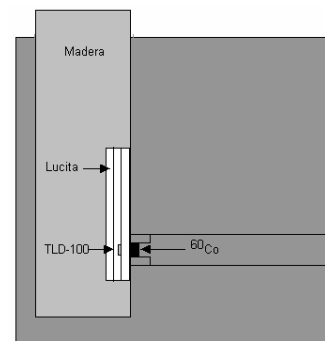


Figura 2.2 Geometría del la fuente y el irradiador gamma

2.3.2. Cálculo de la dosis

La tasa de dosis en agua de la fuente de ^{60}Co del laboratorio de dosimetría del IFUNAM al 30 de junio de 2005 era de $\dot{D} = 0.047 \pm 0.002 \frac{\text{mrad}}{\text{s}}$.

Por otra parte, de acuerdo a la ley de decaimiento radiactivo, la tasa de dosis para un tiempo t de una fuente con una constante de decaimiento λ está dada por:

$$\dot{D}(t) = \dot{D}_0 \exp(-\lambda t) \quad (2.2)$$

Haciendo uso de esta relación es posible determinar, en la fecha de irradiación, cuanto tiempo es necesario colocar el cristal para asegurar las dosis que se requieran. Se irradiaron 10 dosímetros a cinco dosis diferentes desde 30

hasta 400 mGy. Para calcular la dosis absorbida en LiF a partir de la dosis en agua se usa la siguiente ecuación [At 86]:

$$D_{LiF} = D_{agua} \left[\frac{(\mu_{en}/\rho)_{LiF}}{(\mu_{en}/\rho)_{agua}} \right]^{60Co} \quad (2.3)$$

donde $(\mu_{en}/\rho)_{LiF} = 0.0247 \frac{cm^2}{g}$ y $(\mu_{en}/\rho)_{agua} = 0.0297 \frac{cm^2}{g}$ son los coeficientes másicos de absorción de energía en LiF y agua para rayos gamma de 1.25 MeV (energía promedio de los rayos gamma emitidos por el decaimiento del ^{60}Co)

2.4. Irradiación con iones

2.4.1. Arreglo experimental

La irradiación de los dosímetros con iones se realizó utilizando el acelerador Peletrón del IFUNAM. Se utilizaron haces de protones de 1.5 MeV y haces de 4He de 3.0 y 7.5 MeV. Los iones fueron dispersados elásticamente por el blanco de oro como se muestra en la figura (2.3):

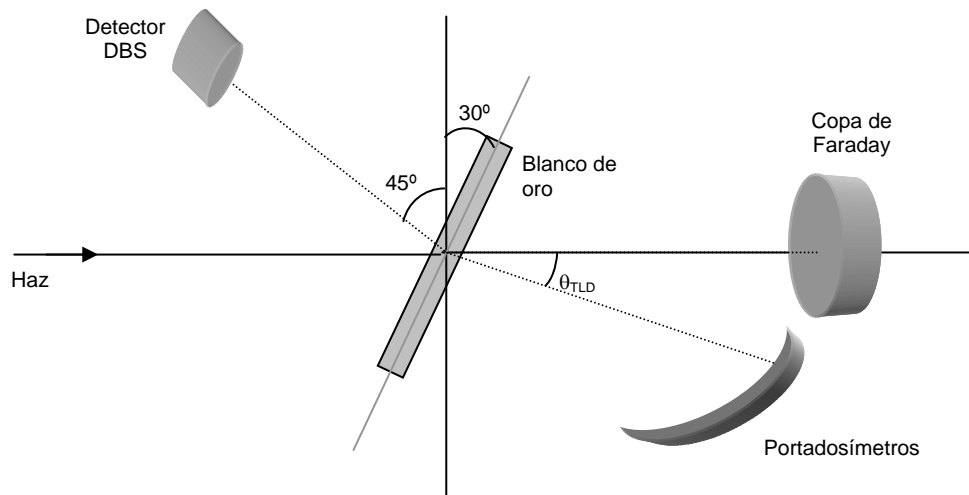


Figura 2.3 Arreglo experimental para la irradiación con iones.

El experimento se realizó dentro de una cámara al vacío. Los iones provenientes del acelerador lineal pasan primero por un colimador de tantalio de 1.5 mm de diámetro y después inciden en el blanco de oro inclinado a 30° sufriendo una dispersión de Rutheford que se caracteriza por ser dispersión

elástica entre partículas cargadas. De esta manera los cristales TLD-100 colocados a distintos ángulos en el portadosímetros fueron expuestos a diferentes fluencias. El DBS se colocó a 135° con respecto del haz para poder detectar los iones dispersados después de atravesar un colimador y poder determinar la fluencia en los dosímetros haciendo uso de la fórmula de dispersión de Rutherford (sección 2.4.3).

Cada portadosímetro utilizado cuenta con 9 tríadas de nichos donde se colocaron los dosímetros como se muestra en la figura 2.4. En total se usaron 24 dosímetros para cada experimento, pues en las primeras tres posiciones sólo se utilizaron dos nichos. Los dosímetros se aseguraron con mylar para prevenir que se cayeran.



Figura 2.4 Fotografía del portadosímetro utilizado para los protones de 1.5 MeV.

2.4.2. Pérdida de energía

Antes de incidir en los dosímetros, los iones sufren pérdida de energía tanto en el blanco como al atravesar el mylar. La figura 2.3 permite visualizar la trayectoria y las regiones de pérdida de energía.

1. Suponiendo que los iones inicialmente de energía nominal E_1 llegan a la mitad del ancho efectivo del blanco de oro, la energía E_2 con la que los iones alcanzan este punto está dada por:

$$E_2 = E_1 - \left(\frac{dE_1}{dx} \right)_{oro} \frac{x}{2} \quad (2.4)$$

donde $\frac{dE}{dx}$ es el poder de frenado del ion y x es el ancho efectivo, valor que se relaciona con el espesor del blanco mediante la expresión:

$$x = \frac{t}{\cos 30^\circ} \quad (2.5)$$

siendo t el espesor del blanco.

2. Considerando que en el centro del blanco los iones, ahora con una energía E_2 sufren una colisión elástica y se dispersan en un ángulo θ , entonces su energía disminuye en un factor k dado por la cinemática de dispersión de Rutherford, de manera que el nuevo valor E_3 es:

$$E_3 = kE_2 \quad (2.6)$$

El valor del factor k se obtiene a partir de las ecuaciones de conservación del momento lineal y de energía cinética (colisión elástica). Su valor es [Ri 01]:

$$k = \left[\frac{m_1 \cos \theta + \sqrt{m_2^2 - m_1^2 \sin^2 \theta}}{m_1 + m_2} \right] \quad (2.7)$$

donde m_1 y m_2 son las masas del ion incidente y del núcleo del átomo de oro, respectivamente y θ es el ángulo de dispersión.

3. Posteriormente, los iones de energía E_3 recorrerán una distancia d a través del blanco que depende del ángulo de dispersión θ de la forma:

$$d(\theta) = \frac{t}{2 \cos(30^\circ - \theta_{TLD})} \quad (2.8)$$

La nueva energía después de perder energía atravesando $d(\theta)$ es:

$$E_4 = E_3 - \left(\frac{dE_3}{dx} \right)_{oro} d(\theta) \quad (2.9)$$

4. Finalmente, cuando los iones inciden en el mylar sufren nuevamente una pérdida de energía en este medio y su energía final E_5 está dada por:

$$E_5 = E_4 - \left(\frac{dE_4}{dx} \right)_{mylar} t_{mylar} \quad (2.10)$$

donde t_{mylar} es el espesor del mylar. Los iones inciden en los dosímetros con una energía E_5 .

2.4.3 Cálculo de la fluencia

Para determinar la fluencia se hace uso del número de cuentas en el pico elástico de la dispersión a 135° detectado con el DBS. La relación entre las partículas

dispersadas que llegan a éste, $N(\theta_{DBS})$ y las que inciden en los dosímetros, $N(\theta_{TLD})$, está dada por:

$$N(\theta_{TLD}) = \frac{\text{sen}^4\left(\frac{\theta_{DBS}}{2}\right) \Delta\Omega_{TLD}}{\text{sen}^4\left(\frac{\theta_{TLD}}{2}\right) \Delta\Omega_{DBS}} N(\theta_{DBS}) \quad (2.11)$$

donde el ángulo sólido $\Delta\Omega$ es igual a:

$$\Delta\Omega = \frac{A}{R^2} \quad (2.12)$$

R es la distancia del blanco al DBS o a los dosímetros, según sea el caso. A es el área donde se detectan las partículas en el DBS o el área de los TLD. La demostración completa de la ecuación 2.11 puede consultarse en [Ri 01].

La tabla 2.1 muestra los valores de los parámetros experimentales usados para la irradiación con iones.

Parámetro	Protones 1.5 MeV	Helios de 3 MeV	Helios de 7.5 MeV
θ_{DBS}	$135^\circ \pm 1^\circ$	$135^\circ \pm 1^\circ$	$135^\circ \pm 1^\circ$
R_{DBS}	$10.2 \pm 0.1\text{cm}$	$10.2 \pm 0.1\text{cm}$	$10.2 \pm 0.1\text{cm}$
r_{DBS}	$9.9 \times 10^{-2} \pm 1.0 \times 10^{-4} \text{ cm}$	$9.9 \times 10^{-2} \pm 1.0 \times 10^{-4} \text{ cm}$	$9.9 \times 10^{-2} \pm 1.0 \times 10^{-4} \text{ cm}$
N_{DBS}	13900 ± 600	11300 ± 300	11800 ± 300
R_{TLD}	$7.3-7.4 \pm 0.1\text{cm}$	$7.3-7.5 \pm 0.1\text{cm}$	$7.6-7.9 \pm 0.1\text{cm}$
t_{mylar}	$2 \times 10^{-4} \text{ cm}$	$2 \times 10^{-4} \text{ cm}$	$2 \times 10^{-4} \text{ cm}$

Tabla 2.1 Parámetros de irradiación. θ_{DBS} es el ángulo al que se colocó el detector de barrera superficial, R_{DBS} es la distancia al blanco del mismo, r_{DBS} es el radio del colimador del DBS, N_{DBS} es el número de iones que incidieron en el DBS. R_{TLD} es el rango de las distancias a las que se colocaron los dosímetros del blanco (depende del portadosímetro usado) y t es el espesor de la película de mylar.

2.4.4 Cálculo de la dosis

Para conocer la dosis en los cristales se usa la expresión [Mo 86]:

$$D = \frac{1.602 \times 10^{-10} nE}{R\rho} \quad (2.13)$$

donde n es la fluencia (cm^{-2}), E es la energía (MeV) de los iones incidentes, R es el alcance en LiF de los iones para esa energía (cm) y ρ es la densidad del TLD-100 ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)

2.5 Respuesta TL

2.5.1 Lectura de los cristales

Para leer los dosímetros se utilizó un equipo lector modelo 3500 de la marca Harshaw que se encuentra en el Laboratorio de Dosimetría del IFUNAM. El protocolo para la lectura consistió en esperar entre 24 y 48 horas después de la irradiación antes de leer. La operación del equipo se dio bajo las siguientes condiciones:

- Suministro de gas nitrógeno: activado media hora antes de iniciar la lectura
- Tasa de calentamiento $8\text{ }^{\circ}\text{C s}^{-1}$
- Intervalo de lectura: $19\text{ }^{\circ}\text{C} - 400\text{ }^{\circ}\text{C}$

A lo largo de todo el proceso, el aire acondicionado del laboratorio permanece encendido manteniendo la temperatura ambiente constante a $19\text{ }^{\circ}\text{C}$. Además se usó el filtro óptico BG-39 para minimizar la señal de fondo.

2.5.2 Deconvolución de las curvas de brillo

Para realizar las deconvoluciones de las curvas de brillo se utilizó el software CGCD, el cual usa la aproximación Podgorsak basada en la cinética de primer orden y se combinó con un programa auxiliar en Excel que permitió optimizar los ajustes (ver sección 2.5.3). El programa CGCD utiliza una serie de algoritmos matemáticos para encontrar los parámetros que ajustan los picos asociados a las distintas trampas (alto, ancho y posición) y que minimizan el valor de la figura de mérito (ecuación 1.9). El proceso en general siguió los lineamientos de deconvolución propuestos en [Ma 06c]:

1. Seleccionar la curva que se quiera estudiar. En el menú de opciones se elige la número 3, que permitirá restar la señal de fondo y eliminar al pico 2 debido a que es inestable.
2. Indicar el valor de la constante de fondo en la zona de baja temperatura. Este valor se obtuvo al calcular el promedio de la señal de fondo de los puntos cuya temperatura era menor que 50°C.

3. Señalar al programa 2 puntos (arriba de 350°C) que describan el comportamiento de la señal de fondo a altas temperaturas (figura 2.5) y que proviene de la señal infrarroja emitida por la plancheta del equipo lector TL. El programa usa esos puntos para definir una función exponencial que será restada junto con la constante del paso anterior de la curva original.

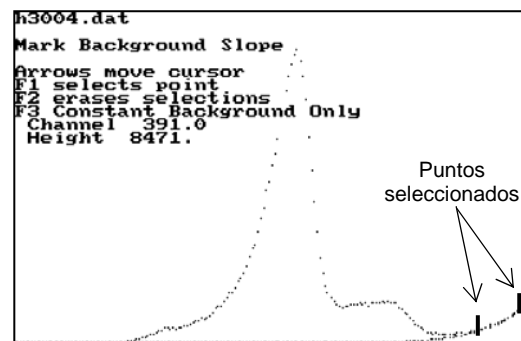


Figura 2.5 Resta del fondo exponencial en CGCD

4. Elegir el punto donde termina el pico 2, es decir, el valle entre este pico y el pico 3. El programa ajusta una función exponencial que toca este punto y se eliminan los puntos encima de éste.

En este trabajo y con el fin de mantener consistencia entre las curvas de brillo se mantuvo una diferencia constante de 62°C entre el fin del pico 2 y el pico 5 [Ma 06c].

5. En el siguiente menú “Selección de parámetros de deconvolución” se elige la opción 2, se indica el número de picos con los que se va a trabajar (en nuestro caso 8, que es el máximo que acepta el programa CGCD) y el número del primer pico que aparecerá en el ajuste.

6. Posteriormente se asignan los parámetros iniciales para la deconvolución; alto (valor máximo de la STL), FWHM (ancho del pico a la mitad de la altura máxima) y posición del pico en temperatura.

En este trabajo se dejó libre la altura, se fijaron los anchos (excepto el del pico 3) y se estableció la posición de los picos de acuerdo al pico 5 fijando diferencias de temperatura constantes, siguiendo el método dado en [Ma 06b]. Los valores utilizados se muestran en la tabla 2.2

Pico	FWHM (°C)	Diferencia de temperatura con respecto del pico 5 (°C)
3	Libre	Libre
4	25.00	Libre
5	27.33	0±1
6a	30.00	15±1
6b	30.00	38±1
7	38.00	64±1
8	38.00	89±1
9	38.00	120±1
10	38.00	130±1

Tabla 2.2 Parámetros de deconvolución

Una vez que se introducen los parámetros al programa, este realiza la optimización y entrega (Figura 2.6):

- Los valores de los parámetros que representan el mejor ajuste.
- El área total bajo la curva de brillo.
- El área bajo la curva para cada pico.
- Una gráfica de la curva inicial, la curva ajustada y los picos.
- El FOM del ajuste.

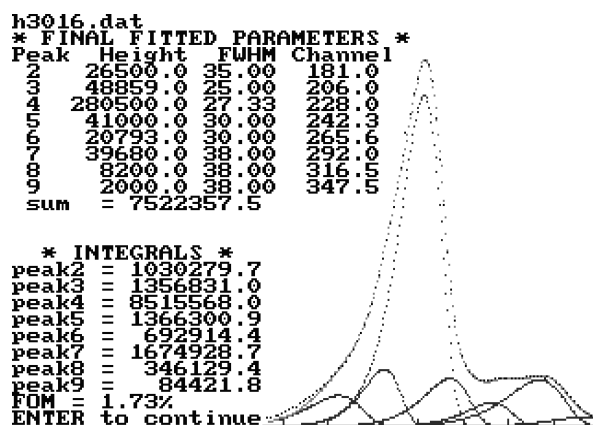


Figura 2.6 Pantalla final de una deconvolución usando el programa CGCD

2.5.3 Graficador en Excel de las curvas de brillo

El software CGCD no permite una deconvolución directa y rápida. En ocasiones brinda un FOM bajo a pesar de que el ajuste no es visualmente óptimo. Además, el CGCD tiene la desventaja de sólo poder trabajar con 8 picos como máximo cuando nuestro trabajo requería de 9. Para resolver este inconveniente la deconvolución se hacía en 2 partes, pero en ningún momento se podía observar la curva completa. Un tercer inconveniente era que, el software CGCD no puede desplegar números con más de 8 dígitos y para el caso de las fluencias altas, el programa no presenta el valor del área bajo la curva.

Debido a todos estos factores se hizo un programa en Excel que permitiera graficar las curvas usando los valores de los parámetros que el CGCD entregaba e ir mirando los ajustes completos al ir optimizando. Para hacer esto se usó la aproximación de Podgorsak (ecuación 1.7)

El programa elaborado (figura 2.7) permite, entre otras cosas:

- Visualizar las curvas en escala lineal o logarítmica según se prefiera oprimiendo sólo un botón.
- Quitar o poner rótulos a los picos para su identificación.
- Graficar las deconvoluciones completas, es decir, sin restricción en el número de picos.

- d) Calcular el valor del área bajo la curva de cada pico. Esta función sí la realiza el CGCD pero no es posible importar directamente los valores a otros programas para un análisis posterior.
- e) Optimizar el ajuste de la señal de fondo exponencial que mejor se acopla a los puntos de alta temperatura
- f) Hacer modificaciones directas a los parámetros y poder visualizar el cambio en el FOM y la modificación de la forma del ajuste.

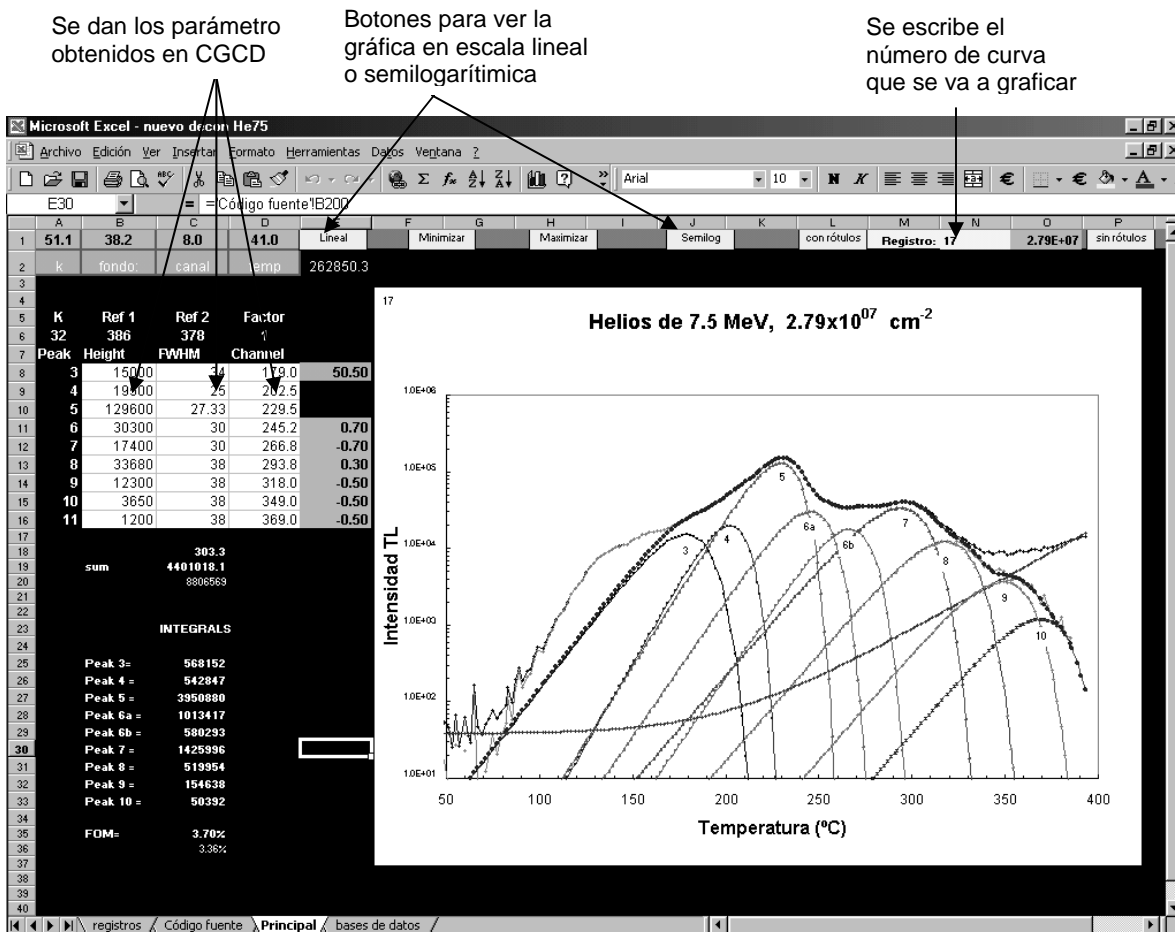


Figura 2.7 Graficador de curvas de brillo

3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

3.1. Medición del espesor del blanco

En la tabla 3.1 se muestran las energías de las partículas alfa provenientes de la fuente triple antes y después de pasar por el blanco así como los poderes de frenado en oro para estas energías. Usando la ecuación 2.1 fue posible determinar el espesor del blanco.

Energía inicial (MeV)	Energía después de atravesar el blanco (MeV)	ΔE (MeV)	Poder de frenado (MeV/mg/cm ²)	Espesor (mg/cm ²)
5.16	5.05	0.11	0.232	0.47
5.49	5.39	0.10	0.225	0.44
5.81	5.71	0.10	0.219	0.46

Tabla 3.1 Medición del espesor del blanco.

Así, el valor promedio del espesor del blanco en esta medición es de 0.46 ± 0.02 (mg/cm²).

3.2. Respuesta a rayos gamma

3.2.1. Curvas de brillo

La figura 3.1 muestra un ejemplo de una deconvolución de una curva de brillo de cristales irradiados con rayos gamma tanto en escala lineal como en escala semilog. Se puede notar que es más fácil distinguir los picos 6a, 6b, 7, 8 y 9 y la calidad del ajuste en esta región cuando la curva se despliega en escala semilogarítmica

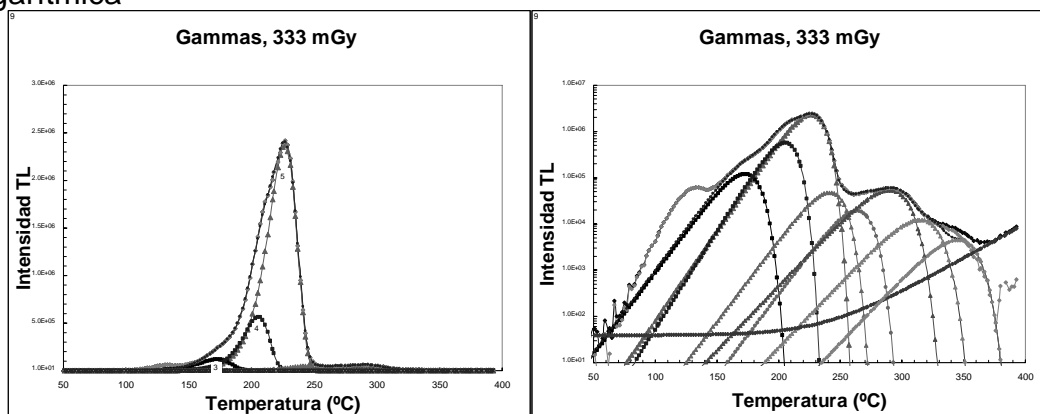


Figura 3.1 Ejemplo de deconvolución desplegada en escala lineal y escala semilog

La figura 3.2 muestra el comportamiento de la señal TL como una función de la dosis de rayos gamma para la señal total y los picos 5 al 9.

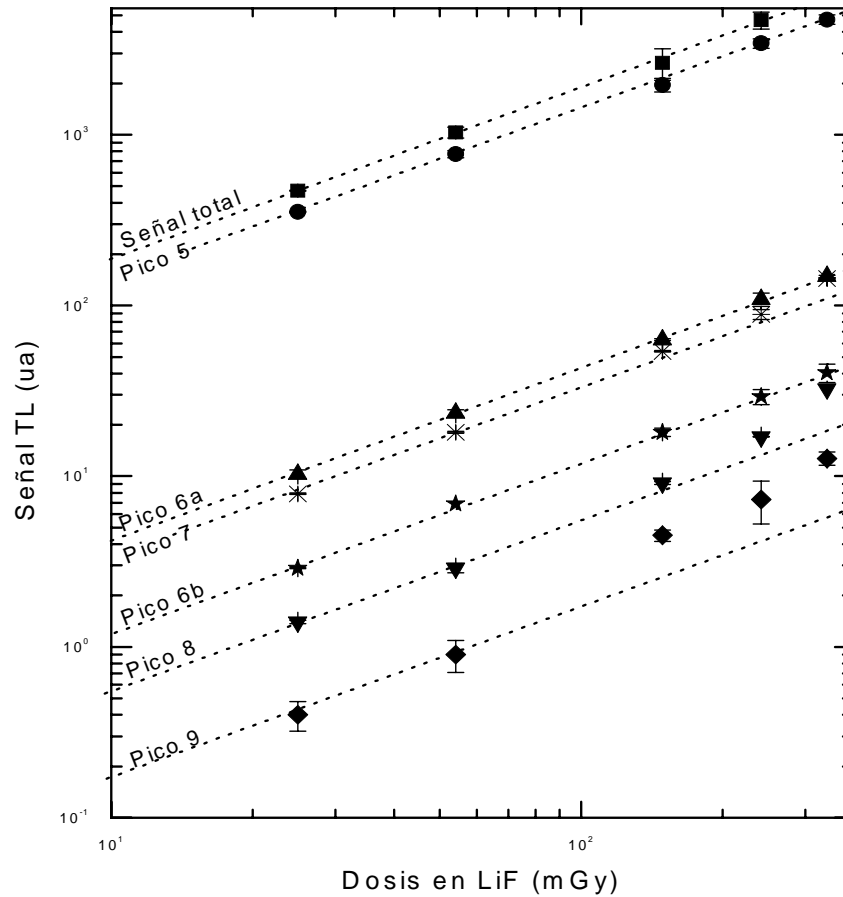


Figura 3.2 Respuesta TL como función de la dosis en LiF irradiado con rayos gamma para la señal total y picos del 5 al 9. Las líneas punteadas corresponden a una respuesta lineal.

3.2.2. Función de supralinealidad para gammas.

La función de supralinealidad (ecuación 1.10) calculada para los picos del 5 al 9 se muestra en la figura 3.3. Los picos 5, 6a y 6b muestran un comportamiento lineal en todo el intervalo de dosis, (25-333 mGy). Los picos 7, 8 y 9 muestran un comportamiento lineal hasta dosis de 54 mGy y después presentan supralinealidad. (figura 3.3)

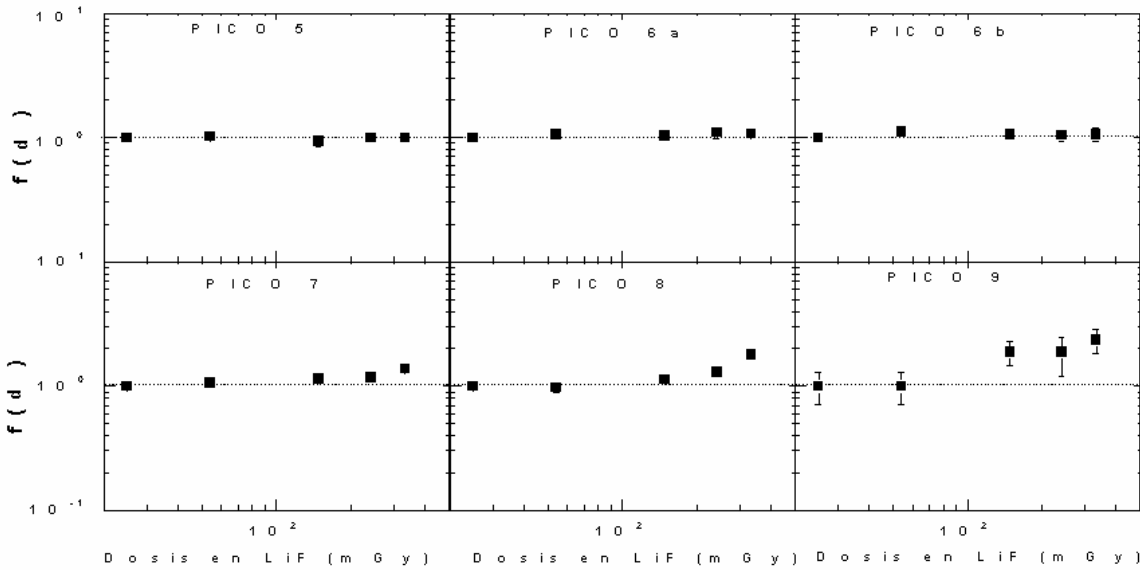


Figura 3.3 Función de supralinealidad de los picos 5 al 9 de dosímetros TLD-100 irradiados con rayos gamma

3.3. Respuesta a iones

3.3.1. Curvas de brillo

La figura 3.4 muestra algunos ejemplos de curvas de brillo en escala semi-log para los distintos tipos de iones.

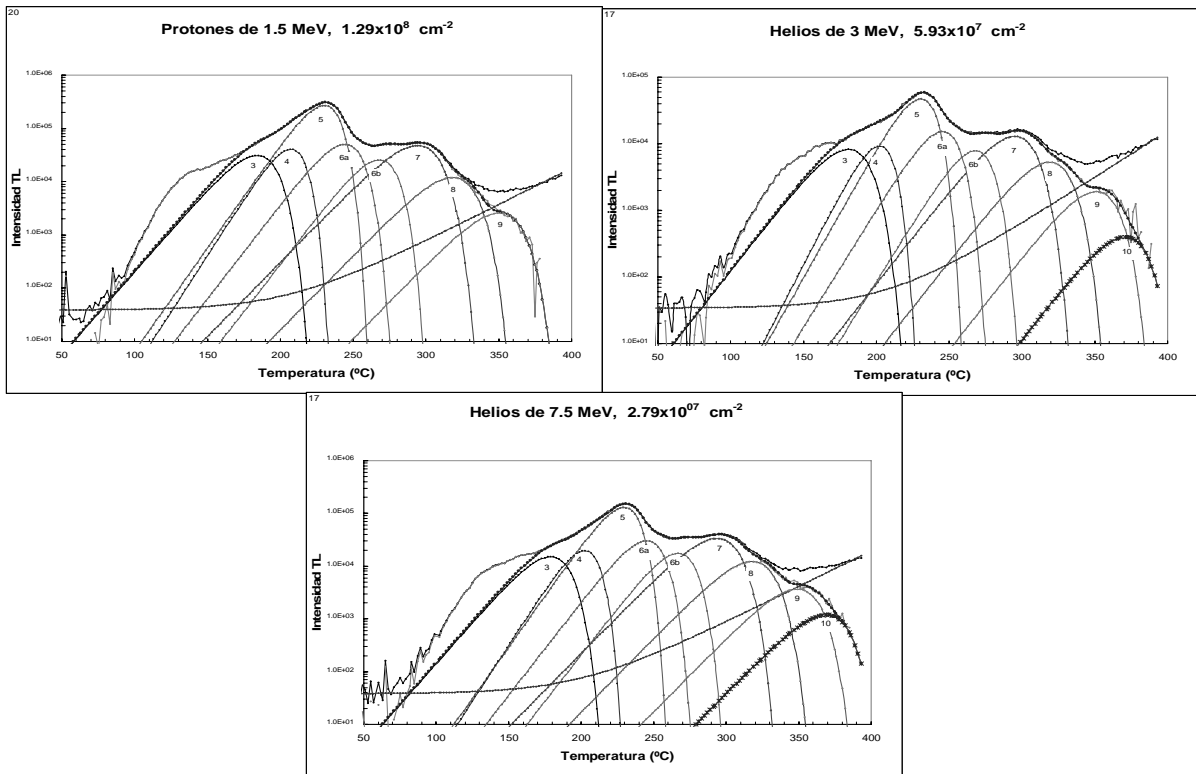


Figura 3.4 Curvas de brillo de cristales TLD-100 en escala semi-log para los dos tipos de iones y las diferentes energías estudiados en este trabajo

3.3.2. Función de supralinealidad para iones

Haciendo uso de la ecuación 1.10, se calculó la función de supralinealidad para el pico 5 y los picos de alta temperatura de las curvas de brillo de los diferentes iones.

a) Protones de 1.5 MeV

La figura 3.5 muestra el comportamiento de la $f(n)$ para los distintos picos. Los picos 5, 6a, 6b y 7 muestran un comportamiento lineal en el intervalo de fluencias estudiado ($3.43 \times 10^6 - 2.43 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$). El pico 8 no muestra linealidad en el intervalo de fluencias estudiadas y el pico 9 exhibe linealidad hasta $2.39 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$

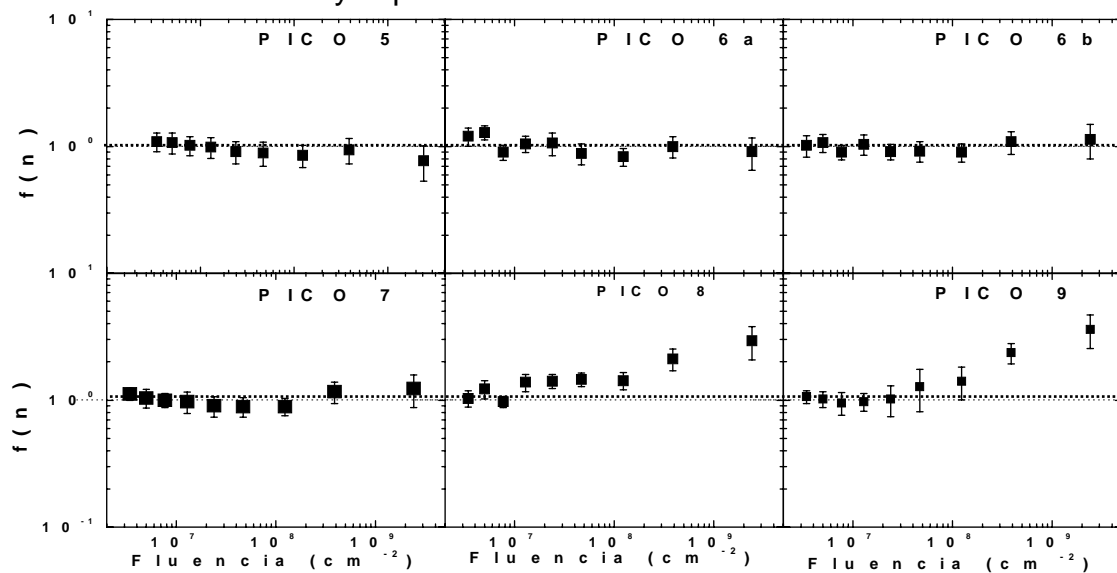


Figura 3.5 Función de supralinealidad de los picos 5 al 9 para protones de 1.5 MeV

b) Helios de 3 MeV

Los picos 5 y 6a muestran linealidad en todo el intervalo de fluencias estudiado (3.5×10^6 a $6.8 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$). Los picos 6b y 7 muestran linealidad hasta $7.1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ y a pesar de que los valores de la $f(n)$ para la fluencias de $6.8 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ son mayores que 1, el valor de la incertidumbre impide determinar con exactitud si se debe a un comportamiento supralineal o a una variación estadística. Los picos 8 y 9 muestran comportamiento lineal hasta $7.1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$.

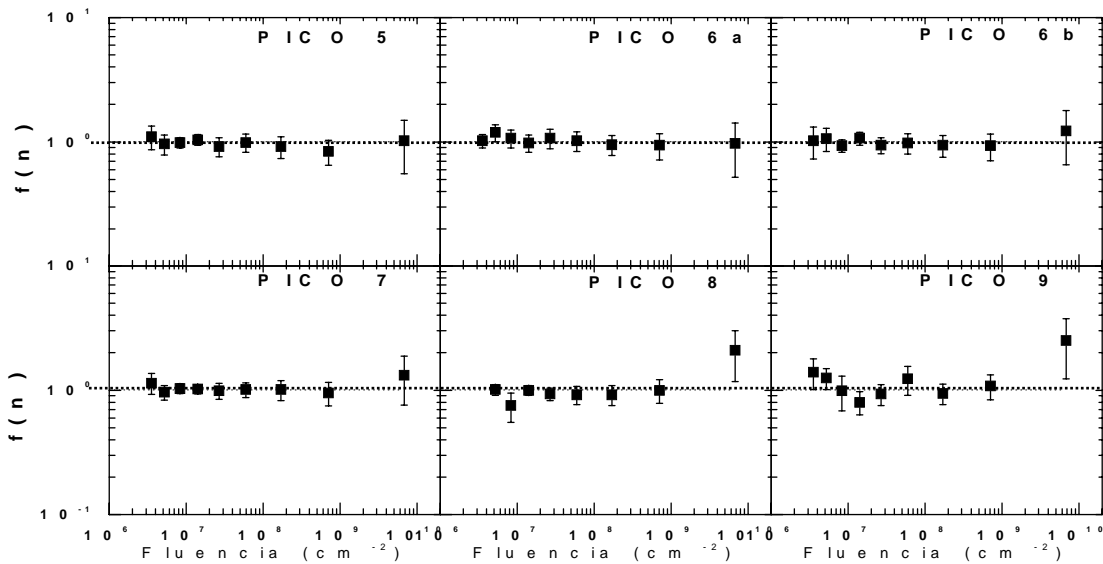


Figura 3.6 Función de supralinealidad de los picos 5 al 9 para helios de 3 MeV

c) Helios de 7.5 MeV

En este caso los picos 5 y 6a mostraron linealidad en todo el intervalo estudiado ($3.3 \times 10^6 - 6.2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$). Los picos 6b y 7 muestran linealidad hasta $6.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ y a pesar de que los valores de la $f(n)$ para la fluencia de $6.2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ son mayores que 1, el valor de la incertidumbre impide determinar con exactitud si se debe a un comportamiento supralineal o a una variación estadística. El pico 8 exhibe linealidad hasta $6.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ y posteriormente es supralineal. El pico 9 es lineal hasta la fluencia de $1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ y después es supralineal.

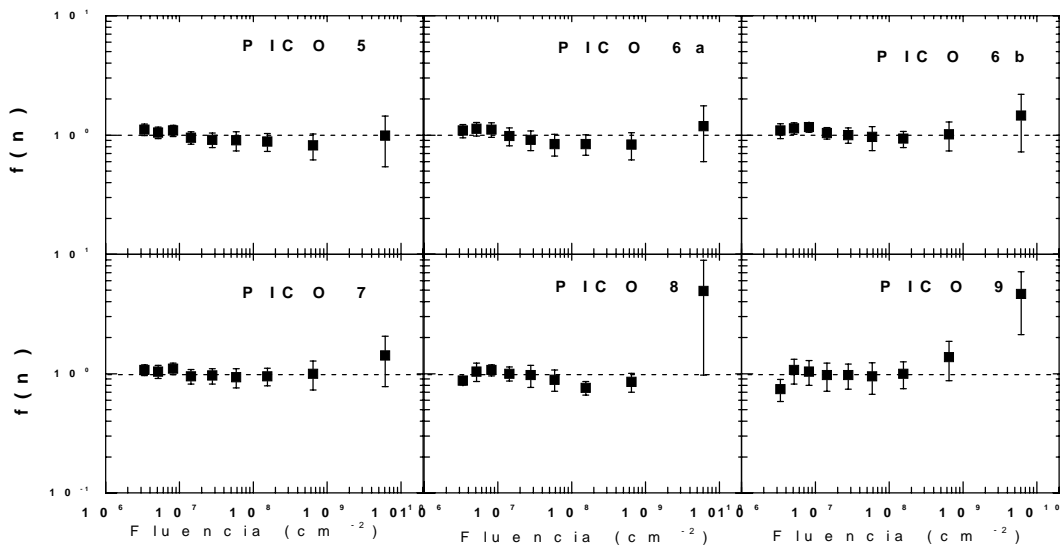


Figura 3.7 Función de supralinealidad de los picos 5 al 9 para helios de 7.5 MeV

3.4. Eficiencia relativa

Para hacer el cálculo de la eficiencia relativa se utilizó la ecuación 1.11 y se consideraron 2 aspectos importantes:

- a) La eficiencia relativa es el cociente de la señal TL por unidad de dosis por unidad de masa irradiada para la radiación de interés entre la señal TL por unidad de dosis por unidad de masa irradiada para la radiación de referencia. Mientras que la radiación gamma atraviesa el dosímetro completo irradiando toda su masa, los iones tienen un alcance de entre 9 y 30 micras dependiendo del tipo de ion y su energía. En este caso es necesario usar su alcance en LiF para obtener la masa irradiada.
- b) Los valores utilizados de dosis y señal TL para calcular el numerador y el denominador de la ecuación 1.11 fueron aquellos en donde se obtuvo claramente una respuesta lineal, es decir, a bajas fluencias. Dichos valores se muestran en la tabla 3.2

	TOTAL	PICO 5	PICO 6A	PICO 6B	PICO 7	PICO 8	PICO 9
Gamma ⁶⁰Co	810±30	600±20	18.2±0.7	5.2±0.2	14.0±0.1	2.33±0.06	0.7±0.1
H 1.5 MeV	410±30	220±10	45±4	20±2	52±2	-----	2.07±0.07
He 3.0 MeV	87±3	33±1	12.3±0.5	5.8±0.3	12.8±0.3	1.66±0.03	1.48±0.07
He 7.5 MeV	170±20	75±9	23±2	10.6±0.3	27±2	10.8±0.4	2.9±0.2

TABLA 3.2. Valores $(STL/D)/m$ en $(nC/mGy)/g$ utilizados como denominador (gamma) y como numerador (iones) para el cálculo de la eficiencia relativa (ecuación 1.11). No se muestra el valor para el pico 8 irradiado con protones debido a que no mostró linealidad en la región de fluencias estudiada. Las incertidumbres se calcularon usando la ecuación 1.12

Los valores obtenidos al calcular la eficiencia relativa se muestran en la tabla 3.2:

Energía nominal (MeV)	Energía en LiF (MeV)	TOTAL	PICO 5	PICO 6A	PICO 6B	PICO 7	PICO 8	PICO 9
H 1.5	1.4±0.01	0.50±0.08	0.37±0.07	2.5±0.5	3.9±0.5	3.7±0.7	-----	3.0±0.9
He 3.0	2.4±0.05	0.11±0.02	0.050±0.007	0.68±0.04	1.11±0.07	0.92±0.02	0.71±0.02	2.1±0.5
He 7.5	7.1±0.08	0.21±0.03	0.12±0.02	1.3±0.1	2.0±0.1	2.0±0.2	4.6±0.2	4.2±0.9

Tabla 3.2 Eficiencias relativas termoluminiscentes para la señal total y los picos 5 al 9. Las incertidumbres se calcularon usando la ecuación 1.12.

Los valores encontrados se comparan con datos previos en las figuras 3.8 y 3.9. A las energías estudiadas de helios no hay medidas previas para los picos de alta temperatura.

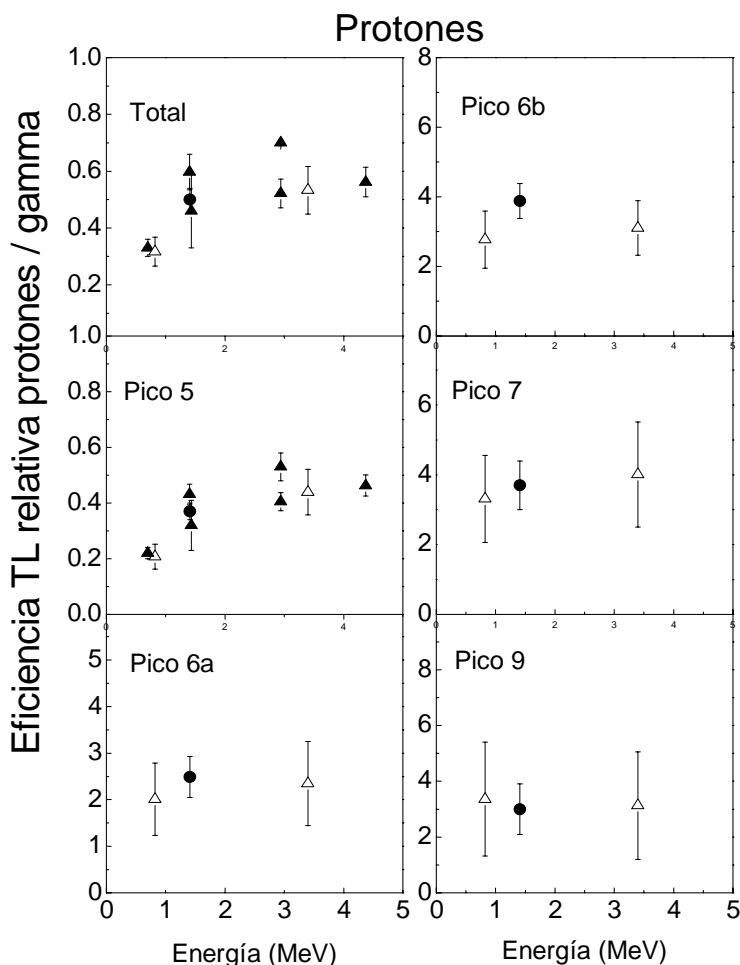


Figura 3.8 Eficiencia TL relativa para la señal total y los picos 5, 6a, 6b, 7 y 9 de dosímetros TLD-100 irradiados con protones. Este trabajo (círculos sólidos), [Ma 06b] (triángulos abiertos), [Ga 01] y [Av 06] triángulos sólidos).

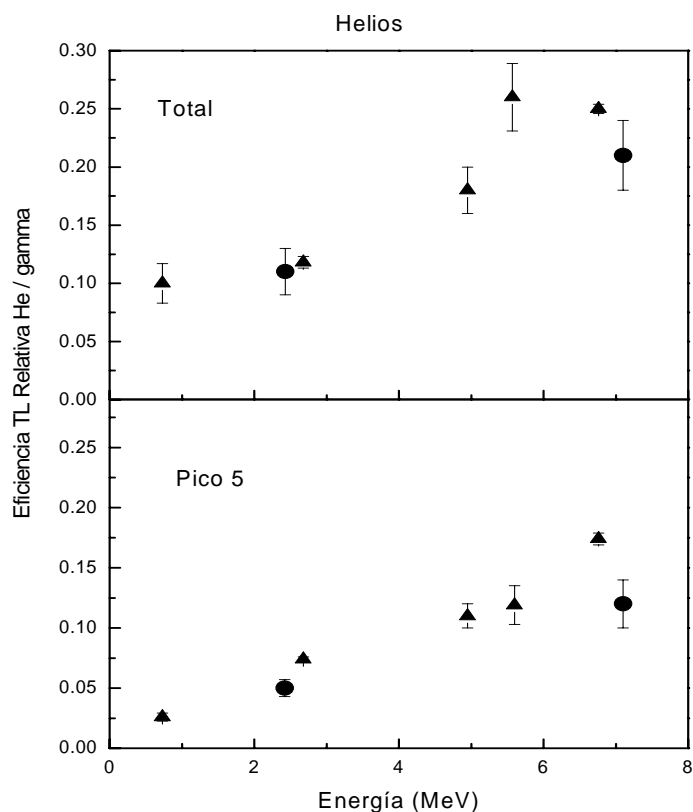


Figura 3.9 Eficiencia TL relativa para la señal total y el pico 5 de dosímetros TLD-100 irradiados con iones de helio. Este trabajo (círculos sólidos), [Ro 00] y [Av 06] (triángulos sólidos).

De los resultados mostrados en la tabla 3.2 y las figura 3.8 y 3.9 se observa lo siguiente:

Para irradiación con protones, los valores de eficiencia medidos en este trabajo para el pico 5 y la señal total coinciden, dentro de la magnitud de las incertidumbres, con aquellos evaluados previamente [Ga 01] y [Av 06] lo que permite determinar la independencia de la medida con respecto al protocolo de lectura y deconvolución. Las eficiencias evaluadas para los picos 6a al 10 son consistentes con los reportados por Massillon y colaboradores [Ma 06b], a energías cercanas. En el intervalo de energías graficado y considerando los valores de las incertidumbres, el valor de la eficiencia de los picos 6a, 6b, 7 y 9 parece constante.

Para irradiación con helios, los valores de eficiencia medidos en este trabajo para el pico 5 y la señal total muestran consistencia con los reportados previamente por el grupo [Ro 00] y [Av 06], confirmando la independencia respecto del protocolo de trabajo utilizado.

Tanto para la señal total como para todos los picos se observa que la eficiencia aumenta cuando la energía aumenta en acuerdo con el comportamiento reportado por Ávila y colaboradores [Av 06].

Para helios de 7.5 MeV los picos de alta temperatura presentan valores de eficiencia mayor que la unidad, indicando una mayor emisión de luz ante partícula cargada que ante radiación gamma.

4. CONCLUSIONES

Se midió eficiencia termoluminiscente relativa para la señal total, pico 5 y picos de alta temperatura de dosímetros TLD-100 irradiados con protones de 1.5 MeV e iones de helio de 3 y 7.5 MeV. Estos valores se obtuvieron mediante un protocolo cuidadoso de lectura y deconvolución.

Se desarrolló un programa en Excel que facilita el proceso de ajuste de deconvolución de las curvas de brillo y su visualización incluyendo 9 picos.

Las eficiencias encontradas para pico 5 y la señal total, tanto para protones como para iones de helio, están en concordancia con medidas previas a bajas energías [Ro 00] [Ga 01] y [Av 06] y muestran independencia con respecto al protocolo de lectura y deconvolución utilizado.

Las eficiencias TL relativas protón/gamma evaluadas para los picos 6a al 9 son consistentes con los reportados por Massillon y colaboradores [Ma 06b], a energías cercanas.

Para protones de 1.5 MeV el pico 8 mostró supralinealidad en la zona de fluencias estudiada por lo que no fue posible determinar su eficiencia TL relativa.

Para el caso de helios, en que se estudiaron dos energías, se observa tanto para la señal total como para todos los picos que la eficiencia aumenta cuando la energía aumenta de acuerdo con lo reportado en [Av 06].

Para los helios de 7.5 MeV los picos de alta temperatura presentan valores de eficiencia mayor que la unidad, indicando una mayor emisión de luz ante irradiación con partícula cargada de la que emiten a la misma dosis de radiación gamma.

Este trabajo completa información sobre el comportamiento TL de dosímetros TLD-100.

5. REFERENCIAS

[At 86] Attix, Frank Herbert. "Introduction to radiological physics and radiation dosimetry" John Wiley & Sons, N.Y. (1986).

[Av 06] Ávila O, Rodríguez-Villafuerte M, Avilés P., Gamboa-de Buen, I Buenfil, A.E., Ruiz-Trejo, C, Concha K, and Brandan M.E, "TLD-100 thermoluminescent efficiencies for low energy ions; correlation of efficiency with ion incident energy", J. Phys. D:Appl. Phys. **39**, 2030-2037 (2006).

[Ba 77] Balian H. G. and Eddy N. W., "Figure of Merit (FOM), an improved criterion over the normalized Chi-squared Test for assessing goodness of fit of Gamma Ray spectra peaks". Nucl. Instr. Meth. B **145**, 389-395, (1977).

[Bi 99] Bilski P., Olko M., Budzanowski M., Ochab E., Waligorski M., "Optimisation of LiF:Mg,Ti detectors for dosimetry in proton radiotherapy" Radiat. Prot. Dosim. **85**, 367-372, (1999)

[Bu 94] Buenfil A.E. y Ruiz Trejo C. "Medición de la tasa de dosis de fuentes de ^{60}Co y ^{90}Sr a través de intercalibración con LiF" Reporte interno FE020 IFUNAM (1994)

[Da 53] Daniels F., Boyd C.,Saunders D., "Thermoluminescence as a Research Tool", Science, **117**, 343-349, (1953).

[Ga 01] Gamboa-de Buen I., Avilés P., Rodríguez Villafuerte M., Buenfil A.E., Ruiz-Trejo C., Brandan M.E., "Supralinear response and efficiency of LiF:Mg, Ti to 0.7, 1.5 and 3 MeV protons", Nucl. Instr. Meth. B, **183**, 487-496 (2001).

[Ho 84] Horowitz Y. S. "Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry", Vols I,II, Boca Raton, CRC Press (1984).

[Ho 01] Horowitz Y.S., Avila O., Rodríguez-Villafuerte M., "Theory of heavy charged particle response (efficiency and supralinearity) in TL materials", Nucl. Instr. Meth. B, **184**, 85-112 (2001).

[Ma 06a] Massillon-JL., “Eficiencia termoluminiscente y curva de brillo de LiF:Mg,Ti expuesto a iones de energía intermedia”, Tesis de Doctorado, Posgrado en Ciencias Físicas, UNAM (2006).

[Ma 06b] Massillon-JL., Gamboa-de Buen I, Brandan M. E., “Observation of enhanced efficiency in the excitation of ion induced LiF:Mg,Ti thermoluminescent peaks” J. Appl. Phys, **100**, 103521-1035216, (2006)

[Ma 06c] Massillon-JL., Gamboa-de Buen I, Brandan M. E., “Onset of supralinear response in TLD-100 exposed to ^{60}Co gamma rays” J. Phys. D: Appl. Phys, **39**, 262-268, (2006)

[Mc 81] McKinlay A. F. “Thermoluminescence Dosimetry”, Adam Hilger Ltd, Bristol UK, (1981).

[Mo 83] Moscovitch M., Horowitz Y.S., Oduko J., “LiF thermoluminescence dosimetry via computerised first order kinetics glow curve analysis”, Radiat. Prot. Dosim. **6**, 157-159, (1983).

[Mo 86] Moscovitch M., Horowitz Y.S., “Microdosimetric track interaction model applied to alpha particle induced supralinearity and linearity in LiF:Mg:Ti” Radiat. Prot. Dosim., **17**, 487-491, (1986).

[Na 75] Nambi, K.S.V., “Discovery of TL”, Health Phys. **28**, 482 (1975).

[Ri 01] Rickards-Campbell J., “La Física de radiaciones en la materia”, UNAM. (2001)

[Ro 00] Rodríguez-Villafuerte M., Buenfil A. E., Gamboa-de Buen I., Ruiz-Trejo C., Brandan M.E., “Study of the TL response of LiF:MgTi to 3 and 7.5 MeV helium ions. Measurements and interpretation in terms of the track interaction model”, Nucl. Instr. Meth. B, **160**, 377-386, (2000).

[Va 99] Vatnisky S., Miller D., Moyers M., Levy R., Schulte., “Dosimetry techniques for narrow proton beam radiosurgery”, Phys. Med. Biol. **44**, 2789-2801 (1999)