



00382  
3  
2er J

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

Medida de la Respuesta Termoluminiscente  
(Eficiencia y Supralinealidad) de LiF: Mg, Ti  
Expuesto a Radiación Altamente Ionizante.

**T E S I S**  
QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE  
**DOCTORA EN CIENCIAS (FISICA)**  
P R E S E N T A  
**MARIA ISABEL GAMBOA DE BUEN**

DIRECTORA DE TESIS: DRA. MARIA ESTER BRANDAN SIQUES

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

MEXICO, D.F.

1996



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

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

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

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

## Abstract

### Measurement of the Thermoluminescent Response (Efficiency and Supralinearity) of LiF:Mg,Ti Exposed to Highly Ionizing Radiation.

The thermoluminescent response of LiF:Mg,Ti (TLD-100) exposed to:  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays for doses between 0.14 and 850 Gy, 35 kV<sub>p</sub> X-rays for doses between 3.72 and  $5.38 \times 10^3$  Gy, 5.3 MeV  $\alpha$ -particles for fluences between  $1.41 \times 10^7$  and  $8.17 \times 10^{10}$   $\alpha/\text{cm}^2$  and 0.7 MeV protons for fluences between  $2.42 \times 10^8$  and  $5.71 \times 10^{11}$   $\text{p}/\text{cm}^2$  has been measured. The dosimeters were annealed in air at 400 °C for 1 h followed by 2h annealing at 100 °C. Techniques for measurement of absorbed dose ( $\gamma$ - and X-rays) and fluence ( $\alpha$ -particles and protons) were established. Glow curves and dose response curves of total TL signal and peaks 3 to 9 were measured for the four radiation fields.

The TL response of total TL signal and peaks 3 to 8 is linear-supralinear, and peak 9 is supralinear, over the studied interval, for  $\gamma$ - and X-ray exposition. For  $\alpha$ -particles the TL response of total TL signal and peaks 6 to 8 is linear-supralinear-sublinear, peaks 3 to 5 are linear-sublinear and peak 9 is supralinear-sublinear. For protons, the total TL signal and peaks 3 to 9 show linear-supralinear-sublinear response.

The relative efficiency, relative to  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays, of the total TL signal and peaks 5' and 7, for X-rays exposure ( $1.04 \pm 0.08$ ,  $0.97 \pm 0.06$  and  $3.2 \pm 0.7$ , respectively),  $\alpha$ -particles ( $0.18 \pm 0.02$ ,  $0.11 \pm 0.01$  and  $0.8 \pm 0.1$ , respectively) and protons ( $0.33 \pm 0.03$ ,  $0.22 \pm 0.02$  and  $1.4 \pm 0.2$ , respectively) has been measured. These results agree with others found in the literature.

Relative efficiency calculations obtained with Track Structure Theory and Modified Track Structure Theory for 5.3 MeV  $\alpha$ -particles and 0.7 MeV protons show that these models are not able to simultaneously predict the response to both radiations.

Predictions of response functions  $f(D)$  of peaks 5 to 8 for  $\alpha$ -particles and peaks 5 to 9 for protons, obtained with Track Interaction Models (TIM y UNIM), qualitatively describe the values measured in this work. For proton irradiation the response function values predicted by the models are lower than those measured.

## AGRADECIMIENTOS

Mi mayor agradecimiento a mi directora de tesis Dra. María Ester Brandan por su amistad, apoyo y el tiempo que me ha dedicado desde que ingresé a su grupo de trabajo, así como por sus valiosas discusiones y comentarios durante todo el desarrollo de esta tesis. Muchas gracias.

Agradezco a los integrantes del comité sinodal Dra. María Ester Brandan, Dr. Eugenio Ley Koo, Dr. Salvador Cruz, Dr. Héctor Murieta Dr. Peter Schaaf, Dra. Mercedes Rodríguez Villafuerte y Dra. Alicia Oliver por la lectura y comentarios realizados sobre este trabajo.

A mis compañeros de laboratorio y amigos M. en C. Ana Elena Buenfil, M. en C. Olga Avila, Dra. Mercedes Rodríguez Villafuerte, Fis. Adolfo Zárate Morales y, especialmente, al Fis. César Ruiz por su apoyo técnico y académico.

Al Sr. José Ignacio Golzari por su apoyo técnico.

A la Dra. Alicia Oliver y el Dr. Juan Carlos Cheang por las facilidades otorgadas durante la irradiaciones en el acelerador Van de Graaff de 0.7 MeV, así como el apoyo de los operadores Karim López y Ernesto Santillana.

A la Dra. Guillermina Buitillo y al M. en C. Epifanio Cruz del ICN, UNAM por permitirme usar el irradiador GammaCell 2000 y al Dr. Adolfo Cordero y a Edilberto Hernández del Laboratorio de Rayos X del IFUNAM.

Al Dr. Enrique Zironi, a la M. en C. Rebeca Trejo, al Sr. Melitón Galindo y al Sr. Victor Hugo García por la evaporación de los blancos de titanio.

Al Ing. Marco Veytia, al Ing. Francisco Mercado y a los señores René Preza, Carlos Sánchez, Luis Onésimo González, Arturo Orozco, Mario Rangel, Genaro González, Edgar Méndez y Juan Cairo por la construcción de la piezas utilizadas en la irradiación con pistones en el acelerador Van de Graaff. Al Sr. Alfredo Sánchez por el trabajo fotográfico y al Sr. Luis Aguilar por la elaboración del dibujo.

Al Instituto de Física, UNAM por permitirme usar sus instalaciones, a CONACYT por la beca que me otorgó y a PADEP-UNAM y DGAPA-UNAM proyecto IN100193 por el financiamiento parcial para la realización de este trabajo.

# INDICE

## Capítulo 1. Introducción

1.1 Motivación y presentación de este trabajo	1
1.2 Termoluminiscencia, en general	3
1.3 Antecedentes experimentales de eficiencia y supralinealidad en la respuesta TL	4
1.4 Modelos teóricos destinados a explicar la eficiencia TL para partículas altamente ionizantes	7
1.5 Modelos teóricos destinados a explicar la supralinealidad de la respuesta TL después de irradiación por partículas altamente ionizantes	9

## Capítulo 2. Materiales y técnicas experimentales

2.1 Dosimetría Termoluminiscente	
2.1.1 Dosímetros termoluminiscentes	15
2.1.2 Tratamientos térmicos	15
2.1.3 Lectura de los dosímetros	16
2.2 Irradiación con Rayos Gamma	
2.2.1 Fuente de radiación	17
2.2.2 Dispositivo de irradiación	18
2.2.3 Calibración de la fuente de radiación	18
2.3 Irradiación con Rayos X	
2.3.1 Fuente de radiación	19
2.3.2 Dispositivo de irradiación	20
2.3.3 Calibración de la tasa de dosis	21
2.4 Irradiación con Partículas Alfa	
2.4.1 Fuente de radiación	22
2.4.2 Dispositivo de irradiación	22
2.4.3 Calibración de la fluencia	23
2.5 Irradiación con protones	
2.5.1 Fuente de radiación	24
2.5.2 Dispositivo de irradiación	24
2.5.3 Descripción del experimento	26
2.5.3.1 Irradiación de los dosímetros	26
2.5.3.2 Irradiación de calibración	27

2.5.4 Medición de la fluencia de protones sobre los dosímetros	
2.5.4.1 Calibración absoluta	28
2.5.4.2 Medidas relativas	
2.5.4.2.1 En el blanco de Ti	29
2.5.4.2.2 En los dosímetros	30
2.6 Deconvolución de la curva de brillo de TLD-100	32
2.6.1 Rayos gamma y rayos X	34
2.6.2 Partículas alfa y protones	35
<b>Capítulo 3. Curvas de brillo y respuesta TL como función de la dosis</b>	
3.1 Rayos $\gamma$	
3.1.1 Curvas de brillo	59
3.1.2 Señal TL como función de la dosis	59
3.2 Rayos X	
3.2.1 Curvas de brillo	60
3.2.2 Señal TL como función de la dosis	60
3.3 Partículas alfa	
3.3.1 Curvas de brillo	61
3.3.2 Señal TL como función de la fluencia	61
3.4 Protones	
3.4.1 Curvas de brillo	63
3.4.2 Señal TL como función de la fluencia	63
<b>Capítulo 4. Eficiencia TL Relativa</b>	
4.1 Medidas experimentales de la eficiencia relativa	75
4.2 Modelos	76
4.2.1 Teoría de Estructura de Trazas (TST)	
4.2.1.1 Sección transversal de activación	76
4.2.1.2 Distribución radial de la dosis	80
4.2.1.3 Eficiencia relativa para dosímetros termoluminiscentes	82
4.2.1.4 Respuesta TL a rayos $\gamma$	82
4.2.1.5 Respuesta TL a partículas cargadas pesadas	82
4.2.1.6 Eficiencia relativa	84
4.2.2 Cálculo de la eficiencia relativa a partir de la Teoría de Estructura de Trazas	
4.2.2.1 Descomposición de las curvas dosis-respuesta para rayos $\gamma$	85

4.2.2 Eficiencia relativa de las partículas cargadas	85
4.2.3 Teoría Modificada de Estructura de Trazas (TSTM)	87
4.2.3.1 Radiación de referencia	88
4.2.3.2 Determinación de $\eta_{R_1}$	88
4.2.3.3 Determinación de $f_2(D)$	89
4.2.3.4 $\bar{W}_s$ y $\bar{W}_{HCP}$	89
4.2.4 Cálculo de la eficiencia relativa a partir de la TSTM	89
<b>Capítulo 5. Supralinealidad</b>	
5.1 Resultados experimentales	95
5.2 Interpretación de la supralinealidad según los Modelos de Interacción de Trazas	97
5.2.1 Modelo de Interacción de Trazas (TIM)	
5.2.1.1 Formulación matemática	98
5.2.1.2 Ajuste del TIM a las medidas experimentales	102
5.2.2 Modelo de Interacción de Trazas Unificado (UNIM)	
5.2.2.1 Formulación matemática	103
5.2.2.2 Ajuste del UNIM a las medidas experimentales	105
<b>Capítulo 6. Discusión de los resultados</b>	
6.1 Medidas experimentales de la eficiencia relativa	115
6.2 Discusión de las Teorías de Estructura de Trazas respecto de nuestros resultados	
6.2.1 Teoría de Estructura de Trazas	116
6.2.2 Teoría Modificada de Estructura de Trazas (TSTM)	118
6.3 Medidas experimentales de supralinealidad	119
6.4 Discusión de los Modelos de Interacción de Trazas en relación a nuestros resultados	
6.4.1 Modelo de Interacción de Trazas (TIM)	121
6.4.2 Modelo de Interacción de Trazas Unificado (UNIM)	122
<b>Capítulo 7. Conclusiones</b>	128
<b>Referencias</b>	131
<b>Apéndice</b>	
Programas de cómputo	
Publicaciones	

## Resumen

Se midió la respuesta termoluminiscente de LiF:Mg,Ti (TLD-100) expuesto a cuatro campos de radiación: rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$  en el intervalo de dosis de 0.14 a 850 Gy, rayos X de 35 kV<sub>p</sub> en el intervalo de dosis de 3.72 a  $5.38 \times 10^3$  Gy, partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV a fluencias entre  $1.41 \times 10^7$  y  $8.17 \times 10^{10}$   $\alpha/\text{cm}^2$  y protones de 0.7 MeV para fluencias entre  $2.42 \times 10^6$  y  $5.71 \times 10^{11}$   $\text{p}/\text{cm}^2$ . Los dosímetros se homearon en aire a 400 °C durante 1 h seguido de un homeado a 100 °C durante 2h. Se establecieron técnicas para medir la dosis absorbida para la exposición con rayos  $\gamma$  y X y la fluencia en las irradiaciones con partículas  $\alpha$  y protones. Para cada uno de los haces de radiación se obtuvieron las curvas de brillo, así como la respuesta TL como función de la dosis o fluencia para la señal TL total y los picos 3 a 9 de la curva de brillo.

Tanto para exposición con rayos  $\gamma$  como con rayos X se encontró que la respuesta TL de la señal TL total y los picos 3 a 8 es lineal-supralineal, y la del pico 9 es supralineal en el intervalo de dosis estudiado. En el estudio con partículas  $\alpha$  se obtuvo que la respuesta de la señal TL total y los picos 6 a 8 es lineal-supralineal-sublineal, la de los picos 3 a 5 es lineal-sublineal y la del pico 9 es supralineal-sublineal, en tanto que para protones la señal TL total y todos los picos estudiados tienen una respuesta lineal-supralineal-sublineal.

Además, se midió la eficiencia relativa, respecto de rayos  $\gamma$ , de la señal TL total y los picos 5 y 7 de la curva de brillo, para exposición con rayos X ( $1.04 \pm 0.05$ ,  $0.97 \pm 0.06$  y  $3.2 \pm 0.7$ , respectivamente), partículas  $\alpha$  ( $0.18 \pm 0.02$ ,  $0.11 \pm 0.01$  y  $0.8 \pm 0.1$ , respectivamente) y protones ( $0.33 \pm 0.03$ ,  $0.22 \pm 0.02$  y  $1.4 \pm 0.2$ , respectivamente). Hay acuerdo entre estas medidas y aquéllas realizadas en otros laboratorios encontradas en la literatura.

Se realizaron cálculos de la eficiencia relativa para partículas  $\alpha$  y protones, a las energías estudiadas en este trabajo, a partir de la Teoría de Estructura de Trazas y de la Teoría Modificada de Estructura de Trazas encontrándose que estos modelos no son capaces de predecir simultáneamente la respuesta a ambos tipos de radiación.

Las funciones de respuesta de los picos 5 a 8 para partículas  $\alpha$  y 5 a 9 para protones medidas en este trabajo se compararon con predicciones obtenidas con Modelos de Interacción de Trazas (TIM y UNIM) obteniéndose que los modelos las describen cualitativamente. Para exposición con protones los valores de la función de respuesta calculados a partir de ambos modelos son menores que los obtenidos experimentalmente, teniéndose un mejor acuerdo con las predicciones obtenidas con el UNIM.



## Introducción

### 1.1 Motivación y presentación de este trabajo

La medida de la respuesta termoluminiscente (TL) como función de la dosis de LiF:Mg,Ti (TLD-100) irradiado con partículas densamente ionizantes y la medida de la respuesta relativa dan información sobre mecanismos microscópicos de la interacción de la radiación ionizante con la materia. Dado que existen pocas medidas experimentales, y que las que hoy se han realizado bajo diferentes condiciones de tratamiento y lectura de los materiales TL, se consideró necesario hacer más medidas, tanto de la eficiencia relativa como de la respuesta TL de TLD-100, expuestos a partículas cargadas pesadas, efectuadas todas bajo las mismas condiciones experimentales. Los antecedentes experimentales de la medida de la respuesta TL, eficiencia y suprañealidad, de LiF expuesto a radiación electromagnética y partículas cargadas pesadas se presentan en la sección 1.3.

Con este trabajo se inició en nuestro grupo una serie de medidas de la respuesta de dosímetros TL a diversos haces de radiación tales como partículas  $\alpha$  y protones de diferentes energías, que permitirán establecer de manera más contundente los factores físicos relevantes en los procesos microscópicos de la interacción de la radiación ionizante con la materia, así como la validez de los modelos teóricos existentes desarrollados para explicar tanto las diferencias en la respuesta (eficiencia relativa) de los sistemas físicos y biológicos expuestos a radiación débilmente y altamente ionizante como la respuesta suprañeal de algunos dosímetros TL.

Se eligieron dos campos de radiación altamente ionizante, partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV y protones de 0.7 MeV de energía. Las primeras provienen de una fuente radiactiva de  $^{240}\text{Am}$ , propiedad del Departamento de Física Experimental del Instituto de Física (IF) y los segundos, de un acelerador Van de Graaff del mismo departamento. Con las partículas  $\alpha$ , de fácil manejo por ser una fuente radiactiva, se establecieron los protocolos experimentales de irradiación previamente a la obtención de los datos. El LET de estos campos de radiación es de 88 keV/ $\mu\text{m}$  en agua para las alfas y de 34 keV/ $\mu\text{m}$  para los protones (BI 89).

Además, se iradió con dos campos débilmente ionizantes, rayos X de 35 kV<sub>a</sub> y rayos  $\gamma$  de 1.17 y 1.33 MeV. Los primeros provienen de un generador que opera en el Departamento de Estado

Sólido del IIF y los segundos del irradiador GámmaCell del Instituto de Ciencias Nucleares. El LET promedio de esta radiación electromagnética es de 6 y 0.3 keV/μm en agua, aproximadamente.

La elección de estos campos se basó en la variedad de LET ofrecidos para irradiadores existentes y disponibles dentro de la UNAM al inicio del trabajo.

Los objetivos específicos de este trabajo son:

1. Desarrollar técnicas precisas de irradiación de dosímetros TL a radiación débilmente y altamente ionizante. Esto implica definir los protocolos óptimos de preparación de los dosímetros, implantar métodos de medición de dosis o de fluencia para la radiación y desarrollar las técnicas de obtención de lectura termoluminiscente.
2. Obtener experimentalmente la respuesta TL como función de la dosis (para radiación electromagnética) y de la fluencia (para partículas), para determinar la presencia o no de supralinealidad, de la señal TL total y de los picos componentes de la curva de brillo de TLD-100 expuestos rayos X de baja energía (35 kV<sub>ap</sub>), rayos gamma de <sup>60</sup>Co, partículas alfa de 5.3 MeV y protones de 0.7 MeV.
3. Medir la eficiencia relativa de los dosímetros TL irradiados con rayos X, partículas α y protones.
4. Interpretar los resultados en base a teorías microscópicas de estructura de trazas (TST y TSTM) y de interacción de trazas (TIM y UNIM).

Las características y tratamiento de los dosímetros utilizados, así como las técnicas experimentales, dispositivos y métodos de calibración, utilizadas en este trabajo se presentan en el Capítulo 2. Las curvas de dosis-respuesta TL para la señal TL total y la señal TL de los picos 3 a 9 de la curva de brillo de TLD-100 para los cuatro haces de radiación se presentan en el Capítulo 4. En el Capítulo 5 se presentan las medidas experimentales de la eficiencia relativa obtenida para la señal TL total y la señal TL de los picos 5 y 7 de la curva de brillo para rayos X, partículas α y protones respecto de las medidas obtenidas para rayos γ; también ahí se describen los Modelos de Estructura de Trazas (TST y TSTM) y se dan cálculos de la eficiencia relativa obtenidos a partir de ellos para exposición con partículas cargadas pesadas. El Capítulo 6 contiene la función de respuesta medida para la señal TL total y los picos 5 a 8 o 9 de la curva de brillo para los haces mencionados, se presentan los Modelos de Interacción de Trazas (TIM y UNIM) y las predicciones de la función de respuesta para partículas α y protones obtenidas con estos modelos. La discusión de los resultados se presenta en el Capítulo 6. Finalmente el Capítulo 7 contiene las conclusiones del trabajo. Los programas escritos para realizar los cálculos de la eficiencia relativa con los Modelos de Estructura de Trazas y de la función de respuesta f(D) a partir de los Modelos de Interacción de Trazas están en el Apéndice; junto a dos publicaciones surgidas de la primera etapa de este trabajo.

## 1.2 Termoluminiscencia, en general

La termoluminiscencia es la emisión de luz por un material, excitado previamente, cuando es calentado. En general, este término se utiliza cuando la excitación es producida por luz ultravioleta o por radiación ionizante. Existen muchos materiales dieléctricos cristalinos que presentan termoluminiscencia al ser expuestos a radiación ionizante; para que la emisión de luz sea más eficiente, el cristal debe de tener defectos los cuales se producen introduciendo impurezas adecuadas, activadores, en la red del cristal. Las imperfecciones del cristal sirven como trampas, que pueden atrapar y mantener durante largos periodos de tiempo a los portadores de carga, electrones o agujeros, liberados por la radiación ionizante, y como centros luminiscentes, que emiten luz cuando se recombinan en ellos electrones y agujeros.

Cuando un cristal termoluminiscente (TL) es irradiado, los electrones liberados en eventos ionizantes pasan de la banda de valencia a la de conducción, en la cual migran hasta que son atrapados en una trampa para electrones; los agujeros producidos migran a una trampa asociada a ellos. Estas trampas deben ser lo suficientemente profundas, en energía, como para que los portadores de carga queden atrapados hasta que el cristal sea calentado. Cuando esto ocurre, los electrones atrapados son liberados y migran en la banda de conducción hasta caer en una trampa para agujeros que puede actuar como, o estar asociada a, un centro luminiscente; si éste es el caso, la recombinación está acompañada de emisión de luz. Puede haber recombinación electrón-agujero sin producir emisión de luz (Po 84, At 88). Cuando se calienta un dosímetro TL y aumenta su temperatura, la intensidad TL (luz emitida) se incrementa debido a que aumenta el número de electrones que escapan de la trampa, teniendo un máximo a alguna temperatura  $T_m$  y posteriormente disminuye ya que va decreciendo el número de electrones atrapados. Si el dosímetro tiene varias trampas a diferentes profundidades, la curva de brillo, intensidad TL vs temperatura, está constituida por varios picos.

Aunque en general la curva de brillo de los dosímetros TL está formada por la superposición de varios picos, las teorías que se han realizado para describirla analizan curvas de un sólo pico. El primer modelo, que fue realizado por Randall y Wilkins (Ra 45), supone la existencia de una sola trampa de electrones y un centro de recombinación y que los electrones liberados se recombinan con agujeros atrapados; esto es, no puede haber reatrapamiento o atrapamiento en alguna otra trampa o recombinación en algún otro centro luminiscente, a esta teoría se le llama de cinética de primer orden. Posteriormente se han propuesto diferentes teorías tales como la teoría cinética de segundo orden (Ga 48) en la cual los electrones liberados pueden ser reatrapados, y se supone igual probabilidad de que esto ocurra y de recombinación; la teoría cinética de orden general (Ha 60) en la cual se considera la existencia de varios tipos de trampas de electrones y de agujeros a

diferentes profundidades, o se propone la existencia de trampas profundas no radiativas que cumplen con los centros luminiscentes (Le 91, Fa 94) y otros modelos más elaborados (Ke 71, Ch 81, McK 93, Fr 93, Su 94b). A partir de los modelos y comparando con observaciones experimentales, se pueden determinar la profundidad de las trampas y el orden de los parámetros cinéticos.

Entre todos los dosímetros TL, el más utilizado tanto en dosimetría (debido a que es aproximadamente tejido-equivalente) como en investigación es el fluoruro de litio (LiF:Mg,Ti). Se puede obtener comercialmente en forma de polvo, monocristal o polvo sinterizado a alta presión y con diferente concentración de  $^6\text{Li}$  y  $^7\text{Li}$  (TLD-100, concentración natural de  $^6\text{Li}$  y  $^7\text{Li}$ ; TLD-700, enriquecido en  $^7\text{Li}$ ; TLD-600, enriquecido en  $^6\text{Li}$ ). En la figura 1.1 se muestra una curva de brillo de TLD-100 expuesto a rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ , con su deconvolución en los picos componentes 3 a 5.

Aunque cada tipo de dosímetro TL tiene una curva de brillo característica, ésta depende de condiciones experimentales, tales como los tratamientos térmicos de los dosímetros anteriores y posteriores a la irradiación, la atmósfera de hornado, la tasa de calentamiento a la que se obtiene la curva de brillo, el tipo de radiación y la dosis absorbida.

Estudios en LiF:Mg,Ti indican que la señal TL obtenida (carga integrada en el tiempo), la reproducibilidad en la respuesta y la forma de la curva de brillo (intensidad relativa de los picos que la componen) dependen fuertemente de los tratamientos térmicos a los que se someten los dosímetros (Ho 90, Sh 92, Mu 96). Además, cuando son expuestos a radiación poco penetrante las características de la curva de brillo pueden depender también de la atmósfera bajo la que se llevan a cabo los hornados (Ka 80, Ca 93a, Ca 93b, Ca 94, Ga 96a). La temperatura  $T_0$ , a la que ocurre la máxima intensidad de los picos de la curva de brillo así como la sensibilidad (señal TL emitida) de LiF:Mg,Ti depende de la tasa de calentamiento a la que son leídos los dosímetros (Sh 92, Pr 95); mientras que la intensidad relativa de los picos de la curva de brillo depende del tipo de radiación y de la dosis absorbida, teniéndose una gran contribución de los picos de alta temperatura a la señal TL cuando los dosímetros son expuestos a radiación altamente ionizante (Pr 95).

### 1.3 Antecedentes experimentales de eficiencia y supralinealidad en la respuesta TL

Las medidas experimentales de LiF:Mg,Ti (TLD-100, -600 o -700) expuestos a radiación electromagnética, (rayos X monoenergéticos, espectro de rayos X o rayos  $\gamma$ ) con energías entre 10

keV y 1.25 MeV, muestran que la eficiencia relativa con respecto a rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$  obtenida para dosis depositada en agua disminuye al aumentar la energía del haz incidente (To 68, Ja 70, Ro 75, Pu 76, Bu 79, Pr 83, Na 93, Cl 94). Aunque el conjunto de medidas presenta el comportamiento general mencionado, los valores de la eficiencia obtenidos para fotones de igual energía efectiva en diferentes trabajos experimentales presentan una gran variación; por ejemplo, para una energía efectiva de aproximadamente 30 keV, las eficiencias relativas respecto del  $^{60}\text{Co}$  varían entre 1.35 y 1.57.

La transferencia lineal de energía (LET en inglés) es la tasa lineal promedio de depósito de energía en un medio irradiado por una partícula cargada y su valor es prácticamente igual al poder de frenado  $-dE/dx$ . A la radiación electromagnética se le asocia un valor de LET correspondiente al LET promedio de los electrones secundarios generados durante su absorción y dispersión en el medio irradiado. Tradicionalmente se considera radiación altamente (o densamente) ionizante aquella cuyo LET es superior a unos pocos keV/ $\mu\text{m}$  en el material irradiado. A este grupo pertenecen protones y núcleos más pesados, a energías inferiores a unos 100 MeV (máximo LET para protones en agua, 85 keV/ $\mu\text{m}$ ; para partículas alfa, 248 keV/ $\mu\text{m}$  (Sl 88). Los máximos LET corresponden a energías de  $\sim 0.1$  MeV/nucleón de la partícula incidente). Se considera radiación débilmente ionizante aquellas partículas cargadas cuyo LET es del orden de  $\sim 1$  keV/ $\mu\text{m}$  o inferior (electrones y positrones) y también la radiación electromagnética (rayos X y  $\gamma$ ) que genera en el medio electrones secundarios (por ejemplo se considera que el LET de los rayos  $\gamma$  y del  $^{60}\text{Co}$  es de 0.3 keV/ $\mu\text{m}$  (Ha 88), lo que corresponde al LET promedio de los electrones secundarios liberados por la absorción y dispersión de los rayos  $\gamma$  de 1.17 y 1.33 MeV del decaimiento del  $^{60}\text{Co}$ ).

El concepto de LET es de importancia fundamental en física de radiaciones, radiobiología y dosimetría ya que, en general, el efecto de la radiación sobre los sistemas físicos y biológicos no depende solamente de la dosis (energía depositada por unidad de masa irradiada) sino también del LET.

Estudios de las curvas de dosis respuesta para energías del haz de fotones entre 10 keV y 1.25 MeV muestran que la supra linealidad disminuye con la energía, esto es, radiación electromagnética de mayor LET induce una menor supra linealidad (Su 68, Ka 80, Na 93). N. Suntharalingam y J. R. Cameron (Su 69) obtuvieron la misma respuesta para TLD-100 en polvo expuesto a rayos  $\gamma$  y de  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{60}\text{Co}$ . En todos los estudios mencionados se usó como respuesta la señal TL total (área bajo la curva de brillo).

Cuando los LIF son expuestos a partículas cargadas pesadas, se ha encontrado que la eficiencia relativa respecto de  $^{60}\text{Co}$  o  $^{137}\text{Cs}$  disminuye al aumentar el LET promedio de la partícula para cada tipo de partícula, pero es diferente para dos partículas diferentes del mismo LET. Y. S. Horowitz presenta una recopilación de las medidas de eficiencia para la señal TL total y la altura del pico 5 de la curva de brillo de LIF expuesto a diferentes tipos de partículas cargadas hasta 1984 (Ho 84b), las medidas se realizaron en TLD-100, -600 o -700 en forma de polvo o polvo sinterizado. La figura 5.7 al final de esta tesis reproduce la mayoría de los resultados previamente publicados. Para exposición con partículas alfa hay medidas para LET entre alrededor de 4 y 1300 MeV/(g/cm<sup>2</sup>) que corresponden a energías entre 930 y 1.7 MeV (Ai 85, Wi 85, To 68, Ja 71, Ba 79, Ho 79, Mo 80, Fa 80, Ho 80a, Ho 81a, Hof 84, Ba 86, Sp 93b). Estudios de LIF expuestos a partículas  $\alpha$  de 3.8 MeV muestran que la eficiencia relativa depende del lote, TLD-100, -600 o -700, de LIF:Mg,Ti (Ho 79, Ho 80a). Las medidas de eficiencia relativa para irradiación con protones están en el intervalo de LET promedio de 2 a 220 MeV/(g/cm<sup>2</sup>) que corresponden a energías entre 798 y 2.4 MeV (Ai 65, To 68, Ay 68, Ja 71, Pe 80, So 90, Sp 93a).

Medidas de la respuesta termoluminiscente como función de la dosis o de la fluencia muestran una región supralineal en la respuesta TL total (área bajo la curva de brillo) de TLD-100 en polvo expuestos a partículas  $\alpha$  de 930 MeV y en el pico de Bragg y a protones de 745 MeV y en el pico de Bragg (To 68) y de TLD-700 en polvo expuestos a partículas  $\alpha$  de 3.7 MeV. También se ha observado supralinealidad en la respuesta de los picos 5 y 7 de la curva de brillo de LIF a partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV emitidas por una fuente de  $^{210}\text{Po}$  (Ai 65); y en la del pico 5 de LIF:Mg,Ti irradiados con alfas de 65 MeV y protones de 63 MeV (TLD-100) y con alfas de 16.8 MeV y protones de 5.6 MeV (TLD-700) (McK 88, Mi 89). En los trabajos anteriores se usó como respuesta la altura de los picos. Medidas realizadas por Tochilin y colaboradores (To 68) con haces de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  y  $^{40}\text{Ar}$  no presentan supralinealidad en la respuesta TL. S. W. S. McKeever y E. F. Mache (McK 88, Mi 89), midieron la respuesta TL para TLD-100 o TLD-700 irradiados con protones o partículas  $\alpha$  de alta energía, 63 y 65 MeV respectivamente, obtenidas bajo las mismas condiciones experimentales, salvo que variaron la tasa de calentamiento usada durante la lectura de los dosímetros, encontrando que la supralinealidad en la respuesta decrece al disminuir la tasa de calentamiento. M. Monret (Mo 80) midió la respuesta de los picos componentes (5 a 9) de la curva de brillo de TLD-100 irradiados con haces de He, Ne y Kr, encontrando que para He de 1 MeV/nucleón y Ne de 4 MeV/nucleón el pico 5 tiene una respuesta lineal y que la respuesta de los picos 6 a 9 tiene una región supralineal, y la respuesta de todos los picos es lineal sublineal para iones de Kr de 9.4 MeV/nucleón. Monret usó como respuesta la altura de los picos. En general, los resultados indican que la supralinealidad en la respuesta decrece al aumentar el LET del ion incidente.

Cabe hacer notar que las medidas de eficiencia relativa y de supra linealidad (curvas dosis respuesta), tanto para irradiación con rayos X y  $\gamma$  como con partículas cargadas pesadas, han sido realizadas en TLD-100, -600 o -700 en polvo o polvo sinterizado y bajo muy diferentes condiciones experimentales tales como hornos anteriores y posteriores a la irradiación, atmósferas durante el hornado y tasas de calentamiento durante la lectura.

Dado que, tanto la eficiencia relativa como la respuesta TL son diferentes para cada uno de los picos de la curva de brillo de los materiales TL, es necesario medirlos para cada uno de ellos. Esto ha sido posible debido al desarrollo de las técnicas de deconvolución (Bo 93, Lo 93, Bo 94, Ho 95) que consisten en la descomposición de la curva de brillo en sus picos componentes, lo que ha permitido realizar un estudio más preciso de la respuesta de los dosímetros TL expuestos a radiación ionizante. Cuando se hace la deconvolución de las curvas de brillo, se utiliza como respuesta TL el área bajo la curva de cada pico.

Usando la técnica de deconvolución se han realizado medidas de la respuesta relativa de los picos 3, 4+5, 6 y 7 de la curva de brillo de TLD-700 expuestos a rayos X con energía efectiva de 35, 70, 100 y 135 keV (Sh 88); así como de las curvas de respuesta de los picos componentes de la curva de brillo de TLD-100 irradiados con partículas  $\alpha$  de diferente energía, teniendo que la respuesta de los picos 5 y 7 es lineal-sublineal y la de los picos 8 y 9 lineal-supra lineal para una energía de 1 MeV (Ho 96a), para 4 MeV la respuesta del pico 5 es lineal-sublineal y la de los picos 7, 8 y 9 tiene una región supra lineal (Ho 96c) y a 5 MeV los picos 5, 7, 8 y 9 presentan supra linealidad (Ho 96a).

#### 1.4 Modelos teóricos destinados a explicar la eficiencia TL para partículas altamente ionizantes

Se han realizado modelos teóricos para explicar la eficiencia relativa de detectores irradiados con partículas de alto LET, así como para interpretar la respuesta supra lineal de algunos dosímetros termoluminiscentes, en particular LiF:Mg,TL expuestos a radiación electromagnética (rayos X y  $\gamma$ ) y a partículas cargadas pesadas.

La Teoría de Estructura de Trazas (TST), que permite calcular la eficiencia relativa de materiales expuestos a partículas cargadas pesadas respecto de la respuesta a radiación  $\gamma$ , fue creada por R. Katz y J. J. Butts en 1965 para caracterizar el ancho de los trazos de partículas cargadas pesadas en emisiones, sensibles a electrones, expuestas a radiación cósmica (Ka 65). En este trabajo se propuso que la distribución radial de la dosis depositada por los electrones secundarios (rayos  $\delta$ ) liberados por la partícula cargada determinan la estructura de la traza. Este criterio fue sugerido

después para explicar la formación de trazas grabables en dieléctricos (Ka 68b). La teoría supone que los electrones secundarios liberados por la partícula cargada son los principales responsables de los efectos producidos por la radiación. Aunque la radiación débilmente ionizante también genera electrones secundarios, la dosis impartida está distribuida de manera relativamente homogénea en el medio mientras que en el caso de la radiación altamente ionizante la dosis está distribuida de manera muy inhomogénea alrededor de la trayectoria (generalmente recta) de la partícula incidente. En base a lo anterior se propone que la diferencia en la respuesta a radiación débilmente y altamente ionizante se debe a la diferencia en la distribución espacial de la dosis, y que la respuesta a radiación de alto LET se puede calcular por medio de parámetros (la dosis característica) obtenidos experimentalmente con radiación de bajo LET y del conocimiento de la distribución de dosis depositada radialmente por los electrones secundarios, respecto de la trayectoria de la partícula cargada incidente. El modelo considera que los detectores, en general, consisten de elementos sensibles cuyo tamaño es característico del material; el tamaño del volumen sensible se puede obtener a partir del ajuste de predicciones de la teoría a valores de la eficiencia relativa obtenida para irradiación con partículas cargadas pesadas. El valor de la eficiencia relativa calculado con la teoría TST depende de los parámetros obtenidos de la medida experimental de la respuesta TL como función de la dosis con radiación de bajo LET. Generalmente se utilizan rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  como la radiación de referencia de bajo LET.

La TST fue propuesta inicialmente para detectores "de un impacto", en los que una ionización dentro del elemento sensible produce su activación (Ka 72), y posteriormente fue extendida al caso de detectores "de impactos múltiples", en los que se necesita que ocurra más de un evento en el elemento sensible para que haya activación, y aún para detectores "multiblancos", en que deben ocurrir eventos en más de un elemento sensible para que se produzca activación (Ka 76). El modelo TST ha sido aplicado al cálculo de secciones transversales de inactivación de enzimas y virus (Ka 67 Wa 67) y de secciones transversales de activación de cristales de  $\text{NaI(TL)}$  (Ka 68a), así como de la eficiencia radiobiológica de esporas de bacterias, bacterias y células de mamíferos (Ka 78); también se ha aplicado TST para explicar la eficiencia relativa de películas de fente radiocrómico (Ha 84a, Ha 84b), alanina (Ha 84b, Wa 69) y dosímetros termoluminiscentes (La 76, Wa 80a, Wa 80b) expuestos a partículas cargadas pesadas.

En el caso particular de materiales TL de  $\text{LiF:Mg,Ti}$ , los cálculos de la eficiencia relativa han sido realizados para su comparación con medidas experimentales de eficiencia obtenidas para el pico 5 de la curva de brillo de TLD-700 expuesto a haces de H, He, C, O y Ne de alta energía (Wa 80a). Los cálculos predicen eficiencias mayores a uno para exposición con haces de partículas  $\alpha$  y protones de alta energía, en tanto que las eficiencias medidas son menores o iguales a 1. Se concluyó que la respuesta del pico 5 puede ser considerada como la de un detector de dos



componentes, una de un impacto (respuesta lineal) y la otra de dos impactos (respuesta cuadrática), que el tamaño del volumen sensible asociado a la respuesta del pico 5 es de  $\approx 100 \text{ \AA}$  en agua, y que es necesario tener una serie sistemática de medidas de la respuesta del dosímetro a haces de partículas  $\alpha$  y protones de diferentes energías para poder comprender la representación de "detector de dos componentes" para el pico 5 (Wa 80a). Una ilustración de respuesta lineal-cuadrática se presenta en la figura 1.2 (Wa 80a).

Y. S. Horowitz y colaboradores (Ho 80b, Ka 80, Ka 82, Ho 84, Ho 90d) aplicaron la TST a dosímetros termoluminiscentes (DTL) proponiendo una modificación, llamada Teoría Modificada de Estructura de Trazas (TSTM), basada en el hecho de que el espectro de electrones secundarios debido a los rayos  $\gamma$ , y usado como referencia, es muy diferente al producido por iones pesados. El TSTM propone que el cálculo de la eficiencia relativa se obtenga mediante la convolución de la distribución de dosis radial con una función de respuesta, obtenida con una radiación de referencia para la cual el espectro de electrones secundarios y el volumen irradiado sean lo más parecido posible a lo correspondiente para una partícula cargada pesada. Predicciones de la teoría han sido comparadas con la eficiencia relativa experimental obtenida para TLD-100, 600 y 700 irradiados con partículas alfa de 4 MeV y fragmentos de fisión emitidos por una fuente de  $^{252}\text{Cf}$ , obteniéndose un buen acuerdo entre la teoría y el experimento si se utilizan como radiación de referencia electrones de energías del orden de pocos keV (Ho 80b, Ho 81a).

## 1.5 Modelos teóricos destinados a explicar la supralinealidad de la respuesta TL después de irradiación por partículas altamente ionizantes

Para explicar la respuesta supralineal de los dosímetros termoluminiscentes se emplean, en general, dos tipos de modelos. Uno considera que la respuesta supralineal se debe a la competencia entre trampas, durante la etapa de irradiación, proponiéndose que el llenado de las trampas o centros relevantes para la producción de termoluminiscencia es supralineal (Su 69, Ch 79, Ch 81). En el otro tipo de modelos se supone que la supralinealidad se produce, debido a competencia entre trampas, durante la etapa de calentamiento de los dosímetros; en este caso se obtiene respuesta supralineal aún cuando el llenado de trampas durante la irradiación haya sido lineal con la dosis (Kr 74, Mi 89, Ho 90c, Ho 90b, McK 90, Fa 94, Su 94a, Su 94c). También se han propuesto modelos en los que se supone competencia entre trampas tanto durante la irradiación como durante el calentamiento del dosímetro, teniendo que la respuesta supralineal puede deberse a la combinación de respuesta supralineal en ambas etapas (Lee 95, Ch 95).

En el caso de  $\text{LiF:Mg,Ti}$  se ha encontrado que la absorción óptica, que está asociada con el llenado de trampas durante la irradiación del dosímetro, crece linealmente con la dosis (Ho 84c, Mok 88); por lo que se concluye que la observación de respuesta supralineal no puede ser explicada con modelos de competencia entre trampas durante la irradiación, sino con modelos de competencia entre trampas durante el calentamiento del dosímetro. Sin embargo, no se excluye que pueda haber una contribución a la supralinealidad debida a la competencia entre trampas durante la irradiación en otros casos.

La mayoría de los modelos mencionados anteriormente consideran que todo el dosímetro TL es irradiado uniformemente, por lo que son solamente aplicables a exposición con rayos  $\gamma$ . Cuando la irradiación se lleva a cabo con partículas cargadas o rayos X de baja energía se tiene una distribución no uniforme de regiones densamente ionizadas a lo largo de las trayectorias de las partículas cargadas y de los electrones liberados por los rayos X. Para irradiación con partículas cargadas pesadas los modelos mencionados suponen que la supralinealidad se produce durante el calentamiento del dosímetro.

E. F. Mische y S. W. S. McKeever (Mi 89) propusieron el Modelo de Interacción de Defectos, aplicable a irradiación con rayos  $\gamma$  y partículas cargadas pesadas, en el cual se considera un dosímetro TL con una sola especie de trampa de electrones y una de agujeros que producen señal TL, y una de trampas competidoras que no produce señal TL. Se supone que las trampas competidoras son trampas de electrones no llenas, térmicamente desconectadas, que la señal TL es producida cuando un electrón es liberado y se recombina con un agujero atrapado en un centro de recombinación y que, para irradiación con rayos  $\gamma$ , las trampas, los centros de agujeros y los centros competidores están distribuidos isotrópicamente en todo el volumen del cristal. Para obtener una región lineal en la curva de respuesta, como se observa para  $\text{LiF:Mg,Ti}$  irradiado con rayos  $\gamma$ , se incluye en el modelo la relación espacial entre las trampas de electrones y los centros de recombinación de agujeros, relación que no se tiene en el análisis cinético. Para irradiación con partículas cargadas se consideran, en lugar de la distribución isotrópica de defectos, regiones cilíndricas con alta densidad de defectos que simulan las trazas de las partículas, y zonas con baja densidad de defectos que simulan las regiones intertrazas. Dentro de las trazas se llena una gran proporción de las trampas disponibles, mientras que en la región entre trazas hay muy pocas trampas de agujeros llenas y muchas trampas competidoras en las que pueden ser atrapados los electrones que se escapan de la traza. Aunque los autores no cuentan con una expresión analítica para obtener la señal TL, esperan obtener curvas de respuesta TL como función de la dosis con un comportamiento lineal-supralineal y que la supralinealidad aumente con la temperatura del pico de la curva de brío.

Los Modelos de Interacción de Trazas (TIM) (Mo 88, Mo 86, Ho 90b, Ho 90c, Ro 93) y de Interacción de Trazas Unificado (UNIM) (Ho 96a, Ho 96b) han sido formulados por Y. S. Horowitz y colaboradores, basados en el modelo propuesto por Claffy et al. (Cl 66) y F. H. Aitix (Ai 75); el TIM describe la respuesta lineal-supralineal de  $\text{LiF:Mg,Ti}$  inducida por partículas cargadas pesadas y el UNIM la inducida tanto por partículas cargadas pesadas como por radiación electromagnética. En ambos modelos se postula que los electrones y agujeros liberados por la radiación son atrapados cerca de la trayectoria de la partícula ionizante y que algunos de ellos activan centros que sirven como trampas TL y centros de recombinación. En las regiones no irradiadas, que están entre las trazas de las partículas, hay centros no radiativos que pueden capturar portadores de carga sin producir luminiscencia que cumplen con los centros luminiscentes creados en la traza de la partícula.

A dosis bajas, las distancias entre las trazas de las partículas ionizantes son grandes de manera que, cuando el cristal es calentado, la recombinación entre portadores de carga y centros luminiscentes activados ocurre en una misma traza, teniéndose que la respuesta es lineal ya que la señal TL es proporcional al número de trazas. Los portadores de carga que salen de la traza de la partícula, son atrapados por los centros competidores antes de llegar a otra traza. A dosis más altas, cuando la distancia entre las trazas es comparable con la separación promedio de los centros activados a lo largo de cada traza, la probabilidad de que ocurra recombinación entre portadores de carga y centros TL producidos en trazas diferentes aumenta y la respuesta TL aumenta más rápidamente que a bajas dosis, en este caso la respuesta TL es supralineal. Si la irradiación es realizada con partículas densamente ionizantes, las trazas están más localizadas, por lo que se necesita una mayor dosis para iniciar la interacción entre trazas, lo que explica la dependencia de la supralinealidad con la densidad de ionización.

Para estos modelos se ha propuesto una expresión analítica aplicable cuando el dosímetro es expuesto a un haz paralelo de partículas cargadas pesadas. Predicciones de la función de respuesta  $f(D)$ , que es la señal TL por unidad de dosis normalizada por la señal TL por unidad de dosis obtenida a una dosis para la cual la respuesta del dosímetro es lineal, obtenidas con el TIM han sido comparadas con la medida experimental para los picos 5, 7, 8 y 9 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a un haz paralelo de partículas  $\alpha$  de 4 MeV, obteniéndose que el aumento de la supralinealidad con la temperatura del pico de la curva de brillo se debe al aumento de la distancia que pueden recorrer los portadores de carga cuando el dosímetro es calentado. Se concluye que el modelo describe los hechos dominantes del comportamiento lineal-supralineal del  $\text{LiF:Mg,Ti}$  (Ho 90c). Medidas de la función de respuesta de los picos 5 a 9 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a un haz paralelo de partículas  $\alpha$  de 1 y 5 MeV han sido comparadas con

**predicciones obtenidas con el UNIM, encontrándose que el modelo permite obtener buenos ajustes a los datos experimentales (Ho 98a).**

El modelo de UNIM se aplicó a los datos de las curvas de  $\sigma - \epsilon$  obtenidas en las pruebas de compresión de los tubos de acero inoxidable AISI 304, AISI 316 y AISI 321, para las que se obtuvieron los valores de  $\sigma$  y  $\epsilon$  en MPa y  $\mu m/m$ , respectivamente, a partir de los datos de las curvas de  $\sigma - \epsilon$  en MPa y  $\mu m/m$ , respectivamente, que se muestran en las Figuras 13, 14 y 15. Los valores de  $\sigma$  y  $\epsilon$  se obtuvieron a partir de los datos de las curvas de  $\sigma - \epsilon$  en MPa y  $\mu m/m$ , respectivamente, que se muestran en las Figuras 13, 14 y 15. Los valores de  $\sigma$  y  $\epsilon$  se obtuvieron a partir de los datos de las curvas de  $\sigma - \epsilon$  en MPa y  $\mu m/m$ , respectivamente, que se muestran en las Figuras 13, 14 y 15.

Los resultados de la aplicación del modelo de UNIM a los datos de las curvas de  $\sigma - \epsilon$  obtenidas en las pruebas de compresión de los tubos de acero inoxidable AISI 304, AISI 316 y AISI 321, para las que se obtuvieron los valores de  $\sigma$  y  $\epsilon$  en MPa y  $\mu m/m$ , respectivamente, a partir de los datos de las curvas de  $\sigma - \epsilon$  en MPa y  $\mu m/m$ , respectivamente, que se muestran en las Figuras 13, 14 y 15. Los valores de  $\sigma$  y  $\epsilon$  se obtuvieron a partir de los datos de las curvas de  $\sigma - \epsilon$  en MPa y  $\mu m/m$ , respectivamente, que se muestran en las Figuras 13, 14 y 15.

Los resultados de la aplicación del modelo de UNIM a los datos de las curvas de  $\sigma - \epsilon$  obtenidas en las pruebas de compresión de los tubos de acero inoxidable AISI 304, AISI 316 y AISI 321, para las que se obtuvieron los valores de  $\sigma$  y  $\epsilon$  en MPa y  $\mu m/m$ , respectivamente, a partir de los datos de las curvas de  $\sigma - \epsilon$  en MPa y  $\mu m/m$ , respectivamente, que se muestran en las Figuras 13, 14 y 15. Los valores de  $\sigma$  y  $\epsilon$  se obtuvieron a partir de los datos de las curvas de  $\sigma - \epsilon$  en MPa y  $\mu m/m$ , respectivamente, que se muestran en las Figuras 13, 14 y 15.

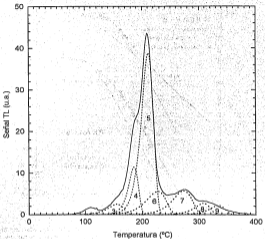


Fig 1.1 Curva de brillo de TLD-100 expuesto a rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  a una dosis de 427 Gy. Se muestra su deconvolución en los picos 3 a 9.

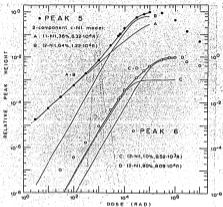


Fig. 1.2 Respuesta de los picos 5 y 6 de la curva de brillo de TLD-700 irradiados con rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ . Las alturas fueron normalizadas a su valor de saturación. Las líneas gruesas que pasan a través de los puntos experimentales (círculos) corresponden al ajuste de detector de dos componentes que representan a los picos 5 (A+B) y 6 (C+D), las líneas delgadas muestran las componentes individuales (vNa 80a).

## CAPÍTULO 2

### Materiales y Técnicas Experimentales

En este capítulo se dan, en primer lugar, las características de los dosímetros estudiados, la preparación y lectura de los mismos. Posteriormente se describen los dispositivos experimentales utilizados durante las exposiciones a los distintos tipos de radiación, así como las técnicas de calibración usadas para obtener la dosis (rayos  $\gamma$  y rayos X) o la fluencia (partículas  $\alpha$  y protones) a la que son expuestos los dosímetros. Finalmente se describe la técnica de deconvolución utilizada en la obtención de la respuesta TL de los picos componentes de la curva de brillo del dosímetro TLD-100.

#### 2.1 Dosimetría Termoluminiscente

##### 2.1.1 Dosímetros Termoluminiscentes

En este trabajo se utilizó un dosímetro comercial de fluoruro de litio, LiF:Mg,Ti (TLD-100)<sup>1</sup>, que consiste en polvo sinterizado a alta presión. Fue seleccionado debido que es ampliamente usado, tanto en dosimetría como en estudios de respuesta de materiales a radiación ionizante. Se usaron dos lotes de TLD-100, uno de  $3 \times 3 \times 0.89$  mm y otro de  $3 \times 3 \times 0.38$  mm. El lote de  $3 \times 3 \times 0.89$  se usó en los estudios con rayos X y partículas  $\alpha$  y el  $3 \times 3 \times 0.38$  mm en los estudios con rayos  $\gamma$  y protones.

##### 2.1.2 Tratamientos Térmicos

Antes de ser irradiados, los dosímetros deben ser sometidos a un tratamiento térmico, que consiste en un hornado a alta temperatura para restablecer sus características, borrando la señal acumulada durante su almacenamiento y dispersando las impurezas a su configuración original, y un hornado a baja temperatura para estabilizar los picos de baja temperatura (Ho 90a).

Algunos estudios muestran que la atmósfera de hornado tiene una gran importancia en la respuesta de los TLD-100 expuestos a radiación poco penetrante. Kafaf-Ezra (Ka 80) encontró que al irradiar los dosímetros con partículas  $\beta$  de baja energía ( $^3\text{H}_2$ ), las curvas de brillo obtenidas

<sup>1</sup> Solon Technologies, Inc., 6801 Cochran Road, Solon, OH 44139

cuando los dosímetros son homeados en aire, son diferentes a las obtenidas con rayos  $\gamma$  o partículas  $\beta$  de mayor energía y que la respuesta TL también depende de la atmósfera de homeado. Por otro lado, un estudio reciente de la respuesta de TLD-100 a rayos X ultra suaves (Ca 93a, Ca 93b, Ca 94) muestra que cuando los dosímetros son homeados en aire, tienen una menor sensibilidad y una curva de brillo diferente de aquella que se obtiene cuando son homeados en una atmósfera de He. En ambos casos, se recomienda que los homeados no se hagan en aire, sino en una atmósfera inerte ( $N_2$  o He).

En este trabajo se realizó un estudio del efecto de la atmósfera de homeado para determinar cuál se debería de usar (Ca 95a). En la figura 2.1 se muestran las curvas de brillo de TLD-100 irradiados con partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV, homeados a 400 °C durante 1 h y posteriormente 2 h a 100 °C en una atmósfera de He (Fig. 2.1 a) y en aire (Fig. 2.1 b); no se observan diferencias ni en la forma de la curva de brillo ni en la respuesta TL total (área bajo la curva).

Dado lo anterior, el tratamiento térmico seleccionado para los dosímetros TLD-100, fue de 400 °C durante 1h seguido de 2h a 100 °C, ambos homeados realizados en aire. Después de cada uno de los homeados los dosímetros fueron enfriados rápidamente hasta la temperatura ambiente. Los homeados se llevaron a cabo en un mufla Thermoline modelo F47915 que sólo se utiliza para LIF. Todos los dosímetros fueron usados sólo una vez.

### 2.1.3 Lectura de los dosímetros

La lectura de los dosímetros consiste en la medición de la señal luminosa emitida cuando los dosímetros irradiados son calentados. Para ello se usó un equipo lector Harshaw 3500, que consta de un módulo que contiene el sistema de calentamiento (plancheta), un tubo fotomultiplicador que convierte la luz emitida por el dosímetro en corriente, y un sistema electrónico que integra en el tiempo la señal eléctrica que sale del tubo, acoplado a una computadora que contiene un programa de adquisición de datos. Mediante el programa se controlan y registran los parámetros de lectura que son: la tasa de calentamiento (constante), el intervalo de temperatura en el que será integrada la señal TL (definido por la temperatura de precalentamiento y la de adquisición), y el tiempo de integración. Se crea un archivo ASCII que contiene información sobre el equipo lector utilizado, el valor de la carga integrada durante la lectura, la fecha de obtención y 200 pares de datos con la información de la curva de brillo (temperatura y señal luminosa) de una serie de hasta 50 curvas de brillo.

Para tener un control del funcionamiento del equipo se debe medir, cada vez que se utiliza, la "señal de referencia", que consiste en la lectura de la señal luminosa emitida por una fuente



emisor de luz con intensidad constante que queda expuesta frente al tubo fotomultiplicador cuando la plancheta es sacada. Si ésta mantiene un valor constante para los parámetros de lectura habituales, se puede suponer que el equipo está funcionando bien.

Los dosímetros se leyeron a una tasa de calentamiento de  $1\text{ }^{\circ}\text{C/s}$  en una atmósfera de  $\text{N}_2$ , desde la temperatura ambiente hasta  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$  durante 400 s después de ser expuestos a rayos  $\gamma$ , rayos X y protones, y desde la temperatura ambiente hasta  $380\text{ }^{\circ}\text{C}$  durante 380 s cuando habían sido expuestos a partículas  $\alpha$ . El voltaje de operación del tubo fotomultiplicador fue de 801 V. Los dosímetros se leyeron aproximadamente 24 h después de la irradiación, siempre con el lado no irradiado (para exposición a partículas  $\alpha$  y protones) o el lado opuesto al de la entrada del haz (para exposición a rayos  $\gamma$  y X) colocado hacia la plancheta de calentamiento. El laboratorio donde están los equipos de lectura está siempre a una temperatura controlada entre  $17$  y  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Cuando se esperaba una carga integrada durante la lectura del orden de  $80\text{ }\mu\text{C}$  o mayor, esto es, para dosis mayores a  $50\text{ Gy}$  en  $\text{H}_2\text{O}$  ( $40\text{ Gy}$  en LIF) de rayos  $\gamma$ , en todo el intervalo de dosis de rayos X, para fluencias mayores de  $1.02 \times 10^{10}\text{ }\alpha/\text{cm}^2$  en el caso de partículas  $\alpha$  y mayores de  $7.28 \times 10^{10}\text{ p/cm}^2$  para protones, se usó un filtro para atenuar la luz que llega al tubo fotomultiplicador. Para luz de longitudes de onda entre 380 y 700 nm el filtro tiene una densidad óptica entre 3.87 y 3.92, con el valor máximo en el intervalo de 480 a 590 nm. Mediante irradiaciones de calibración con partículas  $\alpha$ , se encontró que el filtro atenúa la señal un factor de  $6126 \pm 70$ .

## 2.2 Irradiación con Rayos Gamma

### 2.2.1 Fuente de radiación

Para irradiar con rayos  $\gamma$  se usó el irradiador GammaCell 200, fabricado por la compañía Atomic Energy of Canada, Ltd., del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. Consiste de 24 fuentes de  $^{60}\text{Co}$  colocadas en un blindaje de plomo, con una actividad de  $135\text{ TBq}$  en octubre de 1967. Las muestras a irradiar se colocan en una cavidad cilíndrica de 8.8 cm de diámetro y 14 de altura, que está montada sobre un émbolo de acero inoxidable que se sube y baja accionando un motor eléctrico. Las fuentes están ubicadas en un círculo concéntrico a la cavidad. La unidad tiene controles para subir y bajar el émbolo manualmente o automáticamente fijando el tiempo de irradiación. Dado que las fuentes de  $^{60}\text{Co}$  no se pueden cambiar de posición, la dosis absorbida depende únicamente del tiempo de irradiación si los dosímetros son colocados siempre en la misma posición.

El radioisótopo  $^{60}\text{Co}$  decae a un estado excitado de  $^{60}\text{Ni}$  emitiendo partículas  $\beta^-$  (99% de los decaimientos) con energía máxima de 0.31 MeV y el  $^{60}\text{Ni}$  decae a su estado base emitiendo dos rayos  $\gamma$  consecutivos de 1.17 y 1.33 MeV (Br 78). En el GammaCell 200, las partículas  $\beta$  emitidas son detenidas por el blindaje de las fuentes, por lo tanto la radiación consiste de dos rayos  $\gamma$  de energía promedio de 1.25 MeV.

### 2.2.2 Dispositivo de irradiación

Los TLD-100 a irradiar fueron colocados dentro de un cascarón cilíndrico de lucita de 4 mm de espesor y 11.2 mm de diámetro, a una altura de 3 cm con respecto a la base y en el centro de la cavidad de irradiación. En cada irradiación se colocaron dos dosímetros de  $3 \times 3 \times 0.38$  mm. Las irradiaciones se hicieron dentro del cilindro de lucita para tener equilibrio de partícula cargada durante la irradiación. El intervalo de dosis absorbida en el que se hizo el estudio fue de 0.14 a 850 Gy en LiF (0.17 a 1022 Gy en  $\text{H}_2\text{O}$ ), lo que corresponde a tiempos de irradiación entre 0.1 y 500 min.

### 2.2.3 Calibración de la fuente de radiación

Para obtener la tasa de dosis del GammaCell en la región de irradiación se utilizó dosimetría Fricke (Fr 86). Al ser irradiado este dosímetro químico, que está compuesto de una solución 0.001 M de  $\text{FeSO}_4$  y 0.8 N de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  preparada con agua tridestilada, se producen iones férricos ( $\text{Fe}^{3+}$ ). El cambio en el número de iones férricos entre una muestra irradiada y una no irradiada induce un cambio en la densidad óptica  $\Delta(\text{OD})$  de las muestras que, en el intervalo de dosis de 40 a 400 Gy, es proporcional a la dosis absorbida (Al 86).

Cuando se mide  $\Delta(\text{OD})$  para luz de longitud de onda de 304 nm, con una longitud de trayectoria de 1 cm y a 25 °C, se cumple que (Al 86)

$$\bar{D} = 278 \Delta(\text{OD}) \quad \text{Gy en } \text{H}_2\text{O} \quad (2.1)$$

en donde  $\bar{D}$  es la dosis promedio absorbida en la solución Fricke.

La solución Fricke, fabricada en el Laboratorio de Dosimetría del IFUNAM, fue irradiada dentro de tubos de vidrio, tapados para evitar contaminación durante su transporte y manejo, colocados en el centro de la cavidad de irradiación con un soporte de 2 cm de alto de poliuretano. Los tubos se llenaron hasta una altura de 8 cm. Para medir el cambio en la densidad óptica de la solución se usó un espectrofotómetro marca Perkin Elmer-Coleman modelo 111 con una lámpara de deuterio, que tiene un dispositivo en el cual se colocan cuatro celdas de plástico, de  $1 \times 1$  cm de base

interior por 4.5 cm de altura, que contienen la solución Fricke, midiéndose la absorbancia de las soluciones irradiadas respecto de la no irradiada. Dadas las dimensiones de las celdas, la longitud de la trayectoria de la luz fue de 1 cm.

La dosis absorbida promedio fue calculada usando la ecuación (2.1) en el intervalo de dosis entre 42 y 360 Gy. En la figura 2.2 se muestra la curva de calibración (dosis absorbida contra tiempo de irradiación), encontrándose que la tasa de dosis en el punto de irradiación es

$$\dot{D} = 2.04 \pm 0.03 \frac{\text{Gy en H}_2\text{O}}{\text{min}}$$

Para calcular la dosis absorbida en LIF a partir de la dosis absorbida en agua, se usó la relación (A1 86)

$$D_{LIF}^{CPE} = D_{H_2O} \left[ \frac{(\mu_{en}/\rho)_{LIF}}{(\mu_{en}/\rho)_{H_2O}} \right] \quad (2.2)$$

donde CPE significa que la relación se cumple cuando hay equilibrio de partícula cargada durante la irradiación;  $(\mu_{en}/\rho)_{LIF} = 0.0247 \text{ cm}^2/\text{g}$  y  $(\mu_{en}/\rho)_{H_2O} = 0.0297 \text{ cm}^2/\text{g}$  son los coeficientes máscicos de absorción de energía en LIF y  $\text{H}_2\text{O}$ , respectivamente para rayos  $\gamma$  de 1.25 MeV (Hu 82). Se estima una incertidumbre en la determinación de la dosis de 5 %.

## 2.3 Irradiación con Rayos X

### 2.3.1 Fuente de radiación

Las irradiaciones de los dosímetros (TLD-100) se hicieron con un generador de Rayos X marca PW 1780 del Laboratorio de Rayos X del IFUNAM usado para realizar estudios de cristales por difracción de rayos X. El tubo de rayos X tiene ánodo de cobre y se operó a un voltaje pico de 35 kV. El Cu, al ser irradiado por los electrones del generador, emite rayos X característicos, principalmente de las líneas  $K_\alpha$  y  $K_\beta$ , con energías de 8.04 y 8.91 keV respectivamente. La intensidad de una línea característica puede ser muy grande, por ejemplo, en la radiación emitida por un blanco de Cu operado a 30 kV, la línea  $K_\alpha$  tiene una intensidad de alrededor de 90 veces la de las energías inmediatamente adyacentes a ella en el espectro continuo. Además de ser muy intensas, las líneas características son muy angostas, la mayoría de ellas menores a 0.01 keV de ancho a la mitad de su intensidad máxima. La existencia de esta línea es lo que hace posible la gran mayoría de los estudios por difracción de rayos X, ya que requieren el uso de radiación aproximadamente monocromática. Para suprimir la línea  $K_\alpha$  se usa un filtro  $\beta$  hecho de un material cuyo borde de absorción K esté entre las energías de las líneas  $K_\alpha$  y  $K_\beta$  del blanco de manera que

absorba la componente  $K_{\beta}$  mucho más que la  $K_{\alpha}$ . Para ánodos de Cu se usa un filtro de Ni de 14 a 18  $\text{mg}/\text{cm}^2$  de espesor que corresponde a una relación  $K_{\alpha}/K_{\beta}$  de  $\sim 100$ -500 en el haz transmitido (Cu 78, Ra 67).

### 2.3.2 Dispositivo de irradiación

El dispositivo experimental para las irradiaciones con rayos X se presenta en el esquema de la figura 2.3 a). El generador PW 1790 tiene un tablero de control que permite fijar el voltaje de operación, la corriente del haz y el tiempo de exposición de las muestras; si se requiere el equipo se puede apagar manualmente. En la parte superior tiene un contenedor para el tubo de rayos X con cuatro líneas de salida en las cuales se tiene la posibilidad de usar filtros de diferente material. La cámara de irradiación es de aluminio y tiene forma cilíndrica de 5.7 cm de diámetro por 3.4 cm de largo interiores y se acopla con el dispositivo de salida del haz mediante un tubo que tiene un colimador de 4 mm de diámetro.

El portadosímetro (figura 2.3 b)), que consiste en una placa de plástico (CR-39) con un soporte de plástico para mantener el dosímetro en la posición de irradiación, se coloca dentro de unas secciones cilíndricas con una ranura que fijan su posición en el centro de la misma. Las exposiciones de los dosímetros se realizaron en aire, a una distancia del tubo de rayos X de aproximadamente 6 cm y siempre en la misma línea. Para determinar la sección transversal y la posición del haz de rayos X dentro de la cámara de irradiación, y por lo tanto la zona de ubicación de los dosímetros, se expusieron películas de tinte radiocrómico comerciales (FWT-60<sup>1</sup>) las cuales se colorean de azul al ser expuestas a la radiación. La sección transversal del haz en las condiciones de irradiación es de aproximadamente 6 x 5 mm. En base a esta medida, se construyó el portadosímetro.

Las condiciones de operación del tubo fueron voltaje de 35 kV y corriente de 20 mA; se usó un filtro de Ni. Las diferentes dosis se obtuvieron variando el tiempo de irradiación, que se controló manualmente. Para conocer la energía efectiva del haz de rayos X se hizo una medida de la capa hemirreductora con aluminio tipo 1100<sup>2</sup> teniéndose que la capa hemirreductora es de 0.007 cm en Al, por lo que la energía efectiva es de aproximadamente 9 keV. Esto significa que el espectro de rayos X consiste principalmente de rayos X característicos y hay poca contribución de radiación de frenado. El estudio se realizó para dosis entre  $3.72$  a  $5.58 \times 10^3$  Gy en LIF es decir, tiempos de

<sup>1</sup> Far West Technology, Inc., Goleta, California, USA.

<sup>2</sup> Radiation Measurement Inc., Middleton, Wisconsin, USA.

irradiación entre 0.25 y 360 min. Se expusieron de 2 a 4 TLD-100 de 3 x 3 x 0.89 mm a cada dosis.

### 2.3.3. Calibración de la tasa de dosis

Para obtener la tasa de dosis del equipo de rayos X, se utilizaron dosímetros TLD-100 expuestos a 1.00 Gy en LIF a la entrada con rayos X de 30 kVp. Las irradiaciones se realizaron en la Universidad de Wisconsin (UW), Madison, USA. Se utilizó un tubo de rayos X con ánodo de tungsteno. Las irradiaciones se llevaron a cabo con un haz de rayos X con una capa hemireductora de aproximadamente 0.35 mm de Al, por lo que la energía efectiva del haz es de 18 keV aproximadamente (Ja 70).

Se enviaron 10 dosímetros colocados en unos portadosímetros con las mismas características que los irradiados en el IFUNAM (base de CR-39 y soporte de plástico, cubiertos con plástico negro delgado para evitar exposición a la luz); 6 fueron expuestos a los rayos X y los cuatro restantes se usaron como control de la dosis recibida durante el viaje. Por otro lado, se expusieron 4 TLD-100 a rayos X de 35 kV en el equipo PW 1790 a baja dosis, dos durante 5 seg y los otros 2 durante 15 seg.

Para determinar la tasa de dosis del generador de rayos X utilizado fue necesario conocer la dosis promedio absorbida en los dosímetros irradiados en la UW, la cual puede ser calculada a partir de la dosis a la entrada. Debido a la atenuación exponencial de los rayos X en el volumen irradiado, la dosis  $D(x)$  a una profundidad  $x$  está dada por (At 86):

$$D(x) = D_0 e^{-\mu_{en}x}$$

donde  $D_0$  es la dosis a la entrada y  $\mu_{en}$  es el coeficiente lineal de absorción de energía del medio irradiado. Entonces, la dosis promedio en un medio de espesor  $d$  es:

$$\overline{D(x)} = \frac{\int_0^d D(x) dx}{\int_0^d dx} = \frac{D_0 (1 - e^{-\mu_{en}d})}{\mu_{en}d}$$

Usando la ecuación anterior, con  $D_0 = 1.00$  Gy,  $\mu_{en}/\rho = 1.388$  cm<sup>2</sup>/kg para rayos X de 18 keV en LIF,  $\rho = 2.835$  g/cm<sup>3</sup> y  $d = 0.089$  cm, se tiene que la dosis promedio absorbida en los LIF irradiados en la UW fue de 0.854 Gy.

Para interpretar las medidas se hizo la deconvolución de las curvas de brillo y para realizar la calibración se usó la señal del pico 5, de modo de evitar diferencias debidas a supralinealidad en los picos de alta temperatura, ya que la dosis absorbida por los dosímetros (expuestos en ambos laboratorios) era probablemente diferente.

Usando el promedio de la señal del pico 5 por unidad de dosis de los 10 dosímetros irradiados en UW, el promedio de la señal por unidad de tiempo para los dosímetros irradiados en el IFUNAM y suponiendo que la eficiencia relativa entre las dos calidades de haz  $H_{10W} / H_{30W} = 1$ , se tiene que la tasa de dosis del generador de rayos X del IFUNAM, en las condiciones de nuestra irradiación es

$$D = 14.9 \pm 1.4 \frac{\text{Gy en LIF}}{\text{min}}$$

El valor de la dosis obtenido al multiplicar por el tiempo de irradiación corresponde a la dosis promedio absorbida por el LIF. Se estima un incertidumbre de 10 % en la determinación de la dosis.

## 2.4 Irradiación con Partículas Alfa

### 2.4.1 Fuente de radiación

Se usó una fuente de  $^{241}\text{Am}$  de aproximadamente  $1.97 \times 10^5$  Bq de actividad, depositada en una placa metálica rectangular de  $1.6 \times 5.2$  mm y colocada dentro de un cilindro de aluminio de 2.5 cm de diámetro y 5.35 mm de espesor a una profundidad de alrededor de 1 mm.

El radioisótopo  $^{241}\text{Am}$  decae a  $^{237}\text{Np}$  emitiendo partículas  $\alpha$  con energías 5.415 (0.01%), 5.442 (12.57%), 5.484 (85.27%), 5.511 (0.20%) y 5.543 (0.34%) MeV; la emisión de las cuatro primeras partículas  $\alpha$  deja al núcleo de  $^{237}\text{Np}$  en un estado excitado y al deexcitarse, se emiten rayos  $\gamma$  de 26.3 (3.14%), 0.0332 (0.12%), 0.0434 (0.09%), 0.0555 (0.01%), 0.0595 (38.36%) y 0.0989 (0.01%) MeV (Br 78). El efecto de esta radiación electromagnética en la respuesta TL de los TLD-100 es despreciable ( $< 2\%$ ) comparado con el de las partículas alfa por lo que supondremos que esta fuente emite partículas  $\alpha$  de 5.48 MeV en promedio. El efecto de los rayos  $\gamma$  en la respuesta de los TLD-100 se determinó experimentalmente a partir de medidas de la señal TL obtenidas poniendo una hoja de mylar, de 76  $\mu\text{m}$  de espesor, entre el dosímetro y la fuente. En el mylar se detienen las partículas  $\alpha$  (cuyo alcance es de  $\approx 33$   $\mu\text{m}$ ), teniéndose que el dosímetro únicamente fue irradiado con los rayos  $\gamma$  emitidos por la fuente radiactiva. La atenuación de los rayos  $\gamma$  de 59 keV en el mylar es menor al 1%.

### 2.4.2 Dispositivo de irradiación

El dispositivo para irradiar con la fuente de partículas alfa es una placa de lucita de  $6.4 \times 6.4$  cm que tiene en el centro una cavidad cilíndrica de 2.5 cm de diámetro donde se coloca la fuente;

dentro de la cavidad hay un nicho con las dimensiones del TLD-100, de manera que durante la irradiación tanto los dosímetros como la fuente se mantienen en una posición fija y reproducible.

Las irradiaciones de un dosímetro, se hicieron en aire y a una distancia de alrededor de 1 mm de la fuente. La fluencia de partículas fue variada cambiando el tiempo de irradiación. La energía de las partículas  $\alpha$  en la posición de irradiación es de 5.3 MeV. Esto se debe a la pérdida de energía de las partículas  $\alpha$  en el recubrimiento protector de la fuente y en el 1 mm de aire. Este valor se determinó midiendo en vacío, con un detector de barrera superficial (DBS), la energía promedio con que salen las partículas  $\alpha$  de la fuente radiactiva a partir de medidas con una fuente triple de  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{241}\text{Am}$  y  $^{210}\text{Po}$ , que emiten partículas  $\alpha$  con energías promedio de 5.80, 5.48 y 5.15 MeV, respectivamente. Posteriormente se calculó la energía perdida en un mm de aire a partir del poder de frenado. El estudio se hizo para fluencias entre  $1.41 \times 10^7$  y  $8.17 \times 10^{10}$  partículas  $\alpha/\text{cm}^2$ , que corresponden a dosis entre 2.25 y  $1.31 \times 10^4$  Gy y a tiempos de irradiación entre 0.5 y 2890 min. Se irradiaron de 3 a 5 TLD-100 de  $3 \times 3 \times 0.89$  mm a cada fluencia.

#### 2.4.3 Calibración de la fluencia

Debido a las dimensiones de la fuente y de los dosímetros se tiene que la tasa de fluencia no varía necesariamente como  $1/r^2$  a la distancia ( $\sim 1$  mm) a la que se hicieron las exposiciones. Para obtener la tasa de fluencia en el punto de irradiación se hicieron medidas absolutas de la tasa de fluencia con un detector de barrera superficial (DBS) a distancias entre 1 y 4 cm de la fuente. Las medidas de la dependencia de la tasa de fluencia a distancias menores a 1 cm se realizaron irradiando TLD-100, expuestos diferentes tiempos para que la respuesta TL fuera aproximadamente la misma y no hubiera problemas por efecto de supralinealidad de la respuesta debido a diferentes fluencias. Finalmente se utilizó una simulación Monte Carlo (MC), que incluyó las dimensiones de la fuente y del dosímetro para obtener geoméricamente la variación de la tasa de fluencia con la distancia entre la fuente y el dosímetro.

Las medidas con DBS se usaron para encontrar la relación entre la simulación MC y la medida absoluta obtenida a distancias mayores a 1 cm. Posteriormente, las medidas con LF fueron normalizadas al cálculo MC. Con este ajuste se determinó, usando la medida promedio obtenida con LIF en las condiciones de irradiación, la tasa de fluencia. Estos resultados se muestran en la figura 2.4 en donde se observa que la simulación MC confirma que a distancias fuente-dosímetro menores que 1 cm, la fluencia no varía como  $1/r^2$ .

La tasa de fluencia en la geometría de irradiación es  $\phi = 2.83 \times 10^7$  (partículas  $\alpha/\text{cm}^2$ )/min. Se estima un incertidumbre de 20 % en la determinación de la fluencia.

## 2.5 Irradiación con protones

### 2.5.1 Fuente de radiación

Se usó el haz de protones del acelerador Van de Graaff de 0.7 MeV del IFUNAM. Este instrumento tiene dos líneas de irradiación, una de ellas se usa principalmente para estudios de PIXE y la otra para estudios de retrodispersión de Rutherford (RBS), como se muestra en el esquema de la figura 2.5 a). Las irradiaciones se hicieron en la cámara de PIXE, con protones de 0.7 MeV, usando el haz desenfocado a un área aproximada de  $2.0 \times 1.5$  cm y a baja corriente (del orden de nA), en la figura 2.5 b) se presenta un esquema de la cámara de PIXE con los dispositivos utilizados tanto durante las medidas de calibración de la fluencia de protones como durante la exposición de los dosímetros.

Antes de realizar las irradiaciones se hizo un estudio de la corriente mínima a la que podía funcionar el acelerador en condiciones normales de operación, encontrándose la necesidad de reducir aún más la corriente. Es decir, iba a ser necesario disminuir la tasa de fluencia a valores inferiores a los típicos del haz para tener fluencias dentro del intervalo requerido en el estudio (entre  $10^7$  p/cm<sup>2</sup> y  $10^{11}$  p/cm<sup>2</sup>) en tiempos de irradiación mínimos del orden de segundos (el control de las válvulas que permiten el paso del haz es manual).

### 2.5.2 Dispositivo de irradiación

El dispositivo usado durante las irradiaciones de los dosímetros con protones consta de las siguientes partes:

1. Un obturador mecánico giratorio (figura 2.6) que reduce la intensidad del haz que llega al centro de la cámara de irradiación. Está constituido por un anillo de nyloncero de 10 cm de radio, plateado en su parte externa, que tiene cuatro rendijas de 1, 3, 6 y 10 mm de ancho por 15 mm de largo, y está montado en una base de aluminio con eje de nyloncero acoplado a un motor. Durante las irradiaciones el obturador gira a velocidad constante (de 20 rpm), de manera que sólo llega haz a las muestras que están en el centro del anillo, cuando el haz pasa por la ranura. Dependiendo de la atenuación necesaria del haz se escoge una de las rendijas y se tapa el resto con aluminio. El factor de atenuación depende del área de la rendija y es independiente de la velocidad de giro.
2. Un portadosímetros (figura 2.7) de aluminio que consiste de un soporte en el que se colocan: en la parte posterior, un portablanco con un blanco delgado de titanio, y en la anterior, una placa donde se ponen los dosímetros (4). Hay una perforación en el centro de la placa que colima el haz que llegará al blanco de Ti. El soporte tiene un agujero cilíndrico de 0.46 cm de



diámetro, concéntrico al colimador del blanco de Ti, para minimizar la dispersión del haz, y un marco que sostiene una película de lente radiocrómico (PTR). El blanco de Ti queda colocado en el centro de la cámara, de manera que se puede usar la calibración angular de la cámara de irradiación. El colimador del blanco de Ti es el que determina el área irradiada y mide 1.99 mm de diámetro, se usó Ti con una pureza de 99.99 %<sup>1</sup>.

Un detector de barrera superficial, montado dentro de un portadetector, con un colimador de 0.32 mm de diámetro, y ubicado a 3.4 cm del centro de la cámara y a 45° con respecto a la dirección del haz incidente.

En la figura 2.8 se muestran el portadosímetro y el detector de barrera superficial montados en la tapa de la cámara de irradiación.

Para la calibración absoluta de la fluencia (ver 2.5.4.1), se utilizaron el portadosímetro con el blanco de Ti, el detector de barrera superficial y una copa de Faraday de aluminio que colecta la totalidad del haz y permite la integración absoluta de la corriente durante una irradiación. La copa de Faraday es un cilindro de 8.23 cm de largo y 3.71 cm de diámetro con un hueco cónico de 7.59 cm de profundidad y 3.00 cm de diámetro. La copa tiene un anillo de guarda y puede ser conectada a una pila (Tr 70). En la figura 2.9 se muestra la copa de Faraday en la cámara de irradiación.

Todos los dispositivos (excepto el detector) fueron construidos en el IFUNAM (Ru 94, Ru 95).

El detector de barrera superficial, que medía la dispersión de los protones en el titanio, tenía asociados los siguientes módulos electrónicos:

1. Fuente de voltaje Ortec
2. Preamplificador Ortec modelo 109 A
3. Amplificador Ortec 572
4. Timing SCA Ortec 553
5. Linear gate stretcher Ortec 542
6. Tarjeta multicanal y software asociado MCA Ortec
7. Computadora (PC)

Para integrar la corriente (medir la carga) colectada por la copa de Faraday se usó un integrador de corriente Ortec 439.

<sup>1</sup> Aldrich Chemical Company, Inc., Milwaukee, Wisconsin, USA.

### 2.5.3 Descripción del experimento

El principal escollo en las irradiaciones con protones es que, tanto la tasa de fluencia de protones como la sección transversal del haz desenfocado no son las mismas para todas las irradiaciones. Fue necesario entonces establecer un sistema de medición tal que se pudiera medir la fluencia de protones sobre cada uno de los dosímetros durante cada irradiación. Este sistema consta de tres elementos: a) la dispersión elástica en Ti de los protones al centro del portamuestras permite conocer de manera relativa la fluencia en ese punto; b) la coloración de la película de tinte radiocrómico permite conocer la fluencia relativa entre la ubicación de cada dosímetro y el centro; c) una calibración absoluta de la dispersión elástica (usando copas de Faraday) permite conocer la fluencia sobre cada dosímetro.

#### 2.5.3.1 Irradiación de los dosímetros

Se irradiaron 2 o 4 dosímetros cada vez dependiendo de la uniformidad en la forma del haz obtenida en el portadosímetro durante una observación realizada previamente y se contaba el número de protones dispersados elásticamente a  $45^\circ$  ("cuentas en el elástico"). La irradiación se iniciaba con un vacío en la cámara de irradiación de al menos  $5 \times 10^{-5}$  torr ( $7 \times 10^{-6}$  bar). A la entrada del haz a la cámara de irradiación se puso un colimador rectangular de  $1.6 \times 1.3$  cm.

En cada irradiación se incluyó en el portadosímetro una película de tinte radiocrómico (PTR) con la finalidad de determinar la fluencia relativa entre la medida con el DBS en el centro del portamuestras y la recibida por los dosímetros. La PTR tenía 5 perforaciones para permitir el paso del haz en el centro y en la ubicación de los dosímetros. Ver fig. 2.13. Las películas, de  $3 \times 2.2$  cm, fueron perforadas con una pinza sacabocados en las zonas ocupadas por los dosímetros y por el colimador del blanco de Ti. Las perforaciones correspondientes a los dosímetros fueron del orden de 2 mm de diámetro y se controló que los cubrieran, la del blanco de Ti fue del orden de 2.5 mm de diámetro dejando siempre descubierto el colimador. Se usaron dos tipos de PTR:

1. Películas Gafchromic<sup>®</sup> comerciales MD 55 y HD 810.

Esta película tiene un sustrato de mylar de  $100 \mu\text{m}$  de espesor con una capa sensible de  $6 \mu\text{m}$  en uno de los lados, es incolora y, cuando se expone a radiación ionizante cambia a color azul. La medida del cambio en su densidad óptica es proporcional a la dosis recibida. Tiene dos bandas de absorción a  $650 \text{ nm}$  (principal) y a  $600 \text{ nm}$ . Su respuesta es reproducible y tiene una resolución espacial alta (McL 91, Wa 92) por lo cual es adecuada para este estudio en que el haz no es homogéneo. Estudios previos realizados con radiación electromagnética (rayos  $\gamma$  y X)

---

<sup>®</sup> Gaf Chemical Corporation, 1351 Alps Road, Wayne, NJ 01470.

y con  $\sigma'$  (Mu 91, McL 91) indican que la película HD 810 tiene una sensibilidad mínima de 25 Gy, una respuesta lineal hasta 0.5 kGy y una no lineal de 0.5 a 25 kGy. La película MD 55 tiene una sensibilidad mínima a rayos  $\gamma$  de 7.50 Gy y una respuesta lineal hasta 25 Gy. La película MD 55 se usó en irradiaciones a fluencias pequeñas (entre  $2.42 \times 10^8$  y  $2.42 \times 10^9$  p/cm<sup>2</sup>) y la HD 810, entre  $8.47 \times 10^8$  y  $6.70 \times 10^{10}$  p/cm<sup>2</sup>.

## 2. Película F-3

Esta película fue fabricada en el Laboratorio de Dosimetría del IFUNAM (Bu 82, Bu 85). El línte usado es pararosanilina y el sustrato es de polivinil butiral y en este caso, el línte está uniformemente distribuido en el sustrato. Tiene una banda de absorción a 554 nm, es incolora y cuando se expone a radiación ionizante cambia a color rosa. La medida del cambio en su densidad óptica es proporcional a la dosis recibida (Bu 82). El espesor de las películas es variable, de 10 a 70  $\mu$ m de espesor. Durante las irradiaciones se usaron películas de más de 15  $\mu$ m para evitar que los protones de 0.7 MeV las atravesaran (alcance en plásticos = 12  $\mu$ m (Bl 89)).

La respuesta de la película varía como

$$\log(D) = a + b \log(\Delta OD / x) + c (\log(\Delta OD / x))^2 + d (\log(\Delta OD / x))^3 \quad (2.3)$$

con D = dosis en Gy,  $\Delta OD$  = cambio en la densidad óptica y x = espesor de la película en  $\mu$ m, los parámetros a, b, c y d se ajustan a la curva de dosis respuesta ya que pueden variar para cada lote de película. Esta película es sensible en el intervalo de dosis de 5 a 50 kGy de radiación gamma. Se usó en el intervalo de fluencias entre  $1.89 \times 10^{10}$  y  $5.71 \times 10^{11}$  p/cm<sup>2</sup>.

Se realizaron 33 irradiaciones de dosímetros con protones (91 TLD-100) en cuatro diferentes periodos entre octubre de 1995 y febrero de 1996. En 8 de ellas se usó el obturador con la ranura de 10 mm (fluencias entre  $8.47 \times 10^8$  y  $6.57 \times 10^{10}$  p/cm<sup>2</sup>) y las 25 restantes se realizaron con el haz directo (fluencias entre  $2.42 \times 10^8$  y  $5.71 \times 10^{11}$ ) una vez que fue posible reducir sustancialmente la corriente de operación del acelerador. Antes de cada irradiación se revisó que el blanco de Ti y el colimador de DBS estuvieran a la misma altura, y cuando se usó el obturador, se comprobó su altura y funcionamiento.

### 2.5.3.2 Irradiación de calibración

Las irradiaciones para la medida de calibración absoluta se realizaron con el detector y el portamuestras colocados en la misma posición que durante la irradiación de los dosímetros, pero sin obturador de manera que el haz incidente era colectado por la copa de Faraday. Se colocó la copa de Faraday al fondo de la cámara de irradiación a una distancia de 5 cm del centro de la cámara en la dirección del haz. La copa fue conectada a una pila de 72 V para evitar que escaparan los  $e^-$  secundarios liberados por los protones al ser colectados. Se midió

simultáneamente los protones dispersados a  $45^\circ$  por el blanco de Ti y la carga colectada en la copa de Faraday (de 50.0 a 100.0 nC). Durante cada periodo de irradiación se hicieron medidas de calibración, se usó un colimador de 3 mm de diámetro a la entrada del haz desenfocado.

## 2.5.4 Medición de la fluencia de protones sobre los dosímetros

### 2.5.4.1 Calibración absoluta

Primero se hizo un estudio para determinar bajo qué condiciones la dispersión de protones de 0.7 MeV por un blanco de Ti es dispersión de Rutherford. Las medidas se hicieron en la cámara de RBS ya que permite una variación continua del ángulo en que está montado el detector con respecto a la dirección del haz incidente. Se midió el espectro de dispersión a diferentes ángulos del detector integrándose el número de cuentas en el elástico y registrándose la integral del haz en la copa de Faraday. En la figura 2.10 se muestran las medidas del número de cuentas en el pico elástico en función del ángulo de laboratorio, la curva continua corresponde a un comportamiento de dispersión de Rutherford que fue normalizado para comparar con los resultados experimentales, se tiene que hay dispersión de Rutherford entre  $35^\circ$  y  $65^\circ$  (ángulo de laboratorio). El hecho de que se tiene dispersión de Rutherford se usó únicamente para calcular el grueso del blanco de Ti.

La calibración absoluta de la fluencia se realizó usando el hecho de que hay dispersión de Rutherford para protones de 0.7 MeV sobre un blanco de Ti y un ángulo del detector de  $45^\circ$ .

La relación para una dispersión cualquiera está dada por (Kr 88)

$$N(\theta) = N_0 \left( \frac{N_A}{A} \right) \rho x \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Delta\Omega \quad (2.4)$$

donde  $N(\theta)$  = número de partículas dispersadas a un ángulo  $\theta$ ,  $N_0$  = número de partículas incidentes,  $N_A$  = número de Avogadro,  $A$  = número másico del blanco,  $\rho x$  = espesor másico del blanco,  $(d\sigma/d\Omega)$  = sección eficaz diferencial y  $\Delta\Omega$  = ángulo sólido del detector.

El fin último de nuestra medición de la fluencia sobre los dosímetros es obtener  $N_0$  a partir de medir  $N(45^\circ)$  con el DBS. El factor de proporcionalidad se determinó de dos maneras independientes. La primera fue directa, midiendo el cociente  $N_0/N(45^\circ)$  obtenido de la copa de Faraday y el detector DBS.

El promedio pesado (de 66) de 10 medidas de calibración de  $N_0/N(45^\circ)$ , dividido por el área del blanco de Ti irradiada ( $0.031 \text{ cm}^2$ ), es

$$\left( \frac{N_0}{N(45^\circ)} \right)_{\text{cal}} = 1.21 \times 10^7 \pm 1.48 \times 10^6 \frac{p/\text{cm}^2}{\text{cuentas en el elástico}} \quad (2.5)$$

en donde la incertidumbre se propagó cuadráticamente. A cada medida de  $N_0$  y de  $N(45^\circ)$  se les asoció una incertidumbre igual a la raíz cuadrada del número de cuentas. Estas 10 medidas se realizaron a lo largo del trabajo (7 meses) y no se detectaron diferencias sistemáticas.

En la figura 2.11 se muestra el espectro de protones obtenido con el DBS durante una irradiación de calibración. El ancho ( $\text{FWHM}/\text{centroide} = 12\%$ ) se debe a la dispersión en la pérdida de energía del haz al pasar a través del blanco de Ti.

Este resultado numérico se puede insertar en (2.4) para evaluar el espesor másico del blanco.

Para esto, se conoce  $A = 47.90$ ,  $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_{45^\circ} = 57.98 \frac{\text{barn}}{\text{sr}}$  y  $\Delta\Omega = 6.85 \text{ mrad}$  (medido

geoméricamente). Se obtiene que

$$\rho x_{\text{cal}} = 0.53 \pm 0.01 \text{ mg/cm}^2.$$

El valor de  $\frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_{45^\circ}$  en el laboratorio se calculó con el programa Ptolemy el cual está basado en el modelo óptico (Ma 78).

Por otro lado se puede medir directamente el espesor del blanco de Ti a través de la pérdida de energía de partículas  $\alpha$  de 5.4 MeV y de los valores del poder de frenado (BI 89). Se realizaron medidas de pérdida de energía  $\Delta E$  en vacío, con un DBS obteniéndose  $\Delta E = 0.26 \pm 0.31 \text{ MeV}$ . El poder de frenado de partículas  $\alpha$  de 5.4 MeV es  $\Delta E/\rho \Delta x = 0.496 \text{ MeV}(\text{mg}/\text{cm}^2)$  por lo tanto

$$\rho x_{\text{cal}} = 0.52 \pm 0.06 \text{ mg/cm}^2.$$

El excelente acuerdo entre las medidas confirma la validez de la medida de calibración absoluta al irradiar con protones.

## 2.5.4.2 Medidas relativas

### 2.5.4.2.1 En el blanco de Ti.

Para encontrar la fluencia de protones sobre los dosímetros se obtuvo primero la fluencia sobre el blanco de Ti, al centro del irradiador. Dado que las irradiaciones de calibración y las de los dosímetros se hicieron con el mismo blanco de Ti y en las mismas condiciones geométricas (distancia entre el blanco de Ti y el detector y ángulo del detector), se tiene que el cociente

$(N(S)N_{0,cal}) = (N_0/A) \rho x (\text{dosis } \Omega) \Delta\Omega$  es el mismo para ambos tipos de irradiación. Entonces, el valor de la relación (2.5) será usado para obtener el número de protones/cm<sup>2</sup> que inciden en el blanco de Ti durante cada irradiación de los dosímetros, de manera que la fluencia de protones  $N_{p, Ti}$  sobre él está dada por

$$N_{p, Ti} = N(45^\circ)_{Ti} \left( \frac{N_p}{N(45^\circ)_{cal}} \right) p/\text{cm}^2 \quad (2.6)$$

donde  $N(45^\circ)_{Ti}$  es el número de dispersiones elásticas detectadas en cada corrida de irradiación.

En la figura 2.12 se muestran dos espectros típicos de protones obtenidos durante irradiaciones de dosímetros; en la figura 2.12 a) la irradiación fue llevada a cabo con el obturador girando y en la 2.12 b) con haz directo.

#### 2.5.4.2.2 En los dosímetros

Para relacionar la medida de fluencia sobre el Ti con la fluencia sobre los dosímetros se usaron los PTR. Su respuesta fue obtenida haciendo una digitalización de la imagen en blanco y negro (de 128 x 87 píxeles) y, mediante el programa Displmage (PL 92), se obtuvo la intensidad de los tonos de gris de la imagen como función de la posición. En la figura 2.13 se muestra la digitalización de una película HD 810 expuesta durante una corrida de irradiación de dosímetros, en ella se observa la no uniformidad del haz de protones. Dado que el valor del tono de gris es mayor para una densidad óptica menor, se utilizó como medida el inverso, que está relacionado directamente con la densidad óptica de la película. En la zona alrededor de la perforación correspondiente al blanco de Ti (centra) se hicieron 12 medidas del tono de gris (TG), mientras que alrededor de cada perforación para los dosímetros se hicieron 8 medidas. También se midió el tono de gris en la región no irradiada de la película (tono de gris de fondo (TGF)). A cada dosímetro y al blanco de Ti se les asoció el valor promedio de  $(TG)^{-1} - (TGF)^{-1}$  con su desviación estándar.

Como las perforaciones no eran perfectamente uniformes (fueron hechas manualmente con una pinza sacabocados) se midió el área de cada agujero correspondiente a los dosímetros para determinar el área irradiada y la señal TL obtenida para cada dosímetro fue normalizada con esta medida. La incertidumbre en la medida del área es del orden del 10%.

Para conocer la respuesta de las PTR en el intervalo de dosis al que fueron irradiadas con protones, se irradiaron películas de los tres tipos usados con rayos y de <sup>60</sup>Co en el GammaCell del ICN y se supuso que su respuesta a protones sería similar a su respuesta a rayos gamma. Las PTR siguieron el mismo proceso de digitalización mencionado previamente.

Para las películas Galchromic, como la capa sensible es menor al alcance de los protones de 0.7 MeV (del orden de  $\mu\text{m}$ ), se usó como respuesta  $R_{\text{Gal}}$  simplemente,

$$R_{\text{Gal}} = (\text{TG})^{-1} - (\text{TGF})^{-1},$$

sin necesidad de dividir por el grueso de la película. En la figura 2.14 se muestra la curva de calibración para la película galchromic MD 55 irradiada con rayos  $\gamma$  y se tiene que en el intervalo de dosis estudiado la respuesta es lineal. La relación usada para el cálculo de dosis es

$$D(\text{Gy}) = -0.90 + 1.00 \times 10^4 R_{\text{Gal}}, \quad (r^2 = 0.999). \quad (2.7)$$

La curva de calibración de la película HD 810 irradiada con rayos  $\gamma$  se muestra en la figura 2.15. La dosis se calculó con las relaciones:

$$D(\text{Gy}) = 6.35 + 3.56 \times 10^4 R_{\text{Gal}}, \quad (r^2 = 0.999) \quad \text{si } D \leq 200 \text{ Gy},$$

y

$$D(\text{Gy}) = -23.17 + 5.57 \times 10^4 R_{\text{Gal}} - 2.03 \times 10^8 R_{\text{Gal}}^2 + 3.19 \times 10^7 R_{\text{Gal}}^3, \quad \text{si } D \geq 200 \text{ Gy}. \quad (2.8)$$

$$(r^2 = 0.995)$$

Como las películas F-3 tienen cada una espesores diferentes (son hechas "en casa") en las irradiaciones con rayos  $\gamma$  se usó como respuesta  $R_{F-3}$

$$R_{F-3} = \frac{(\text{TG})^{-1} - (\text{TGF})^{-1}}{x}$$

donde el  $x$  = espesor de la película en  $\mu\text{m}$ . Las películas F-3 usadas en las irradiaciones con protones se seleccionaron de un espesor mayor al del alcance de los protones. En este caso  $x$  = alcance de los protones en plástico ( $= 13 \mu\text{m}$ ). La curva de calibración de la F-3 se muestra en la figura 2.16 y para obtener la dosis se usó el ajuste de la ecuación (2.3)

$$\log[D(\text{Gy})] = 4.86 + 6.09 \log(R_{F-3}) + 3.43 (\log(R_{F-3}))^2 + 0.75 (\log(R_{F-3}))^3, \quad (2.9)$$

$$(r^2 = 0.998).$$

Una vez establecidas las calibraciones de las películas se calcularon las dosis (y sus incertezas) asociadas al blanco de  $\text{Ti}$ ,  $D_{\text{Ti}} \pm \Delta D_{\text{Ti}}$ , y a los dosímetros  $D_{\text{Dos}} \pm \Delta D_{\text{Dos}}$  con aquélla de las ecuaciones (2.7) a (2.9) que corresponde de acuerdo a la película utilizada.

Ahora, la fluencia promedio en la posición de cada dosímetro está dada por

$$N_{0, \text{Dos}} = \left( \frac{D_{\text{Dos}} \pm \Delta D_{\text{Dos}}}{D_{\text{Ti}} \pm \Delta D_{\text{Ti}}} \right) N_{0, \text{Ti}} \quad \mu\text{cm}^2$$

$N_{0, \text{Ti}}$  se calculó con la ecuación (2.6) con  $N(45^\circ)_{\text{Ti}} = N \pm \sqrt{N}$  donde  $N$  es el número de cuentas en el pico elástico del espectro en el detector de barrera superficial.

En la Tabla 2.1 se presentan las principales fuentes de error en el cálculo de la fluencia sobre cada dosímetro para el cual se usaron las medidas de TG y la calibración de la PTR y las cuentas en el elástico medidas durante su irradiación. Las incertidumbres se propagaron cuadráticamente.

La incertidumbre en la fluencia relativa calculada para los dosímetros está entre 14 y 68 %. La incertidumbre en el valor de la fluencia absoluta sobre el blanco de Ti, obtenida a partir de las 10 medidas de calibración absoluta, es del 2 %. Como se puede observar en la tabla 2.1 la mayor fuente de error proviene de las medidas del tono de gris de las PTR, es decir, se debe a la no uniformidad del haz durante la exposición de los dosímetros.

Tabla 2.1 Fuentes de error incluidas en los cálculos de fluencia sobre cada dosímetro.

Fuente de error	Error (%)
Medidas del tono de gris:	
Blanco Ti	1.5 a 59
Dosímetro	5 a 65
Calibración PTR:	
MD 55	5
HD 810	5
F-3	5
Cuentas en el elástico $\sqrt{N}/N$	0.5 a 20

## 2.6 Deconvolución de la curva de brillo de TLD-100

Uno de los mayores problemas cuando se hace dosimetría termoluminiscente es que la curva de brillo de muchos de los materiales utilizados está compuesta de varios picos. En el caso de LiF:Mg,Ti (TLD-100) se han observado hasta 14 picos entre 60 y 400 °C, cada uno de ellos puede tener distintas características dosimétricas y su intensidad relativa depende de varios factores como son la dosis, el tratamiento térmico de los dosímetros anterior y posterior a la irradiación, etc.

Para descomponer la curva de brillo en sus picos componentes se utilizan actualmente técnicas de deconvolución. En este trabajo se usó un software Harshaw/Filtrol comercial que usa la aproximación de Podgorsak (Po 71) para una forma de la curva de brillo dado por la cinética de primer orden de Randall y Wilkins (Ra 45). Cada pico es aproximado por la expresión:

$$p_i = I_m \exp \left[ 1 + \frac{E_i}{kT_m^2} \Delta T_i - \exp \left( \frac{E_i}{kT_m^2} \Delta T_i \right) \right]$$



0.

$$P_i(X) = I_{m_i} \exp \left[ 1 + W_i (X - X_{0_i}) - \exp (W_i (X - X_{0_i})) \right]$$

donde  $I_{m_i}$  es la altura del pico  $i$ ,  $T_{m_i}$  es la temperatura del máximo de la curva de brillo,  $T_i$  es la temperatura,  $\Delta T_i = T_i - T_{m_i}$ ,  $E_i$  es la energía de activación del  $i$ -ésimo pico,  $k$  es la constante de Boltzmann,  $W_i = E_i / kT_{m_i}^2$  es un parámetro que está relacionado con el ancho de la curva de brillo a la mitad de la altura,  $\omega = 2.44 / W_i$ ,  $X_{0_i}$  es la posición del pico  $i$  (canal, temperatura o tiempo) y  $X$  es la variable independiente.

La curva de brillo tiene la forma

$$Y(X) = \sum_i P_i(X) + C + a \exp (X/b)$$

donde  $C$  es el fondo constante ajustable y  $a \exp (X/b)$  es la contribución de la emisión en el infrarrojo de la plancheta y el dosímetro sin irradiar.

Para cuantificar la bondad del ajuste, se utiliza una figura de mérito FOM(%) definida en este caso como:

$$FOM = \sum_i \frac{100 |Y_i - Y(X_i)|}{A}$$

donde  $i$  es el número de canal,  $Y_i$  y  $Y(X_i)$  son los valores experimental y obtenido con el ajuste de la altura de la curva de brillo en el canal  $i$ , respectivamente, y  $A$  es la integral de la curva de brillo obtenida con el ajuste en la región de interés (Ho 86, Ho 95).

Con el software de deconvolución se resta la señal de fondo, y luego se escoge restar la señal del pico 2 antes de hacer la deconvolución, o bien incluirla en ella. En la figura 2.17 se presenta la resta de la señal de fondo durante la deconvolución; en la fig. 2.17a) se muestran la curva de brillo y la señal de fondo ajustada por el programa y en la fig. 2.17b) la curva de brillo obtenida después de realizada la resta de la señal de fondo.

Para realizar la deconvolución se tienen tres posibilidades de determinación de los valores iniciales de los parámetros:

1. Marcar la posición y la altura iniciales de los picos sobre la curva de brillo.
2. Proponer o fijar algunos de los valores iniciales de los parámetros.
3. Automáticamente, el software propone todos los valores iniciales de los parámetros de todos los picos (altura, posición y ancho a la mitad de la altura).

Todas las deconvoluciones se realizaron con la segunda opción y los parámetros usados fueron determinados haciendo ajustes previos hasta encontrar aquellos que dieran los mejores ajustes, y restando la señal del pico 2 antes de hacerlos. Los datos de salida del programa son la posición, el ancho y el área de cada uno de los picos incluidos en la deconvolución, así como el FOM del ajuste. Se observan en el monitor de la PC la curva de brillo experimental, las curvas teóricas de cada pico y su suma. El área de los picos es usada como su respuesta termoluminiscente (señal TL del pico).

### 2.6.1 Rayos gamma y rayos X

En la deconvolución de las curvas de brillo de TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$  y rayos X, se mantuvo fijo el ancho de los picos 6, 7, 8 y 9. Para todos los picos se dejó libre el valor de la temperatura (posición) a la que ocurre el máximo de intensidad TL. Para dosis bajas algunas veces fue necesario mantener fija la posición del pico 5 (rayos  $\gamma$ ), del pico 8 (cuando no se tiene pico 9) o del pico 9. Para rayos X también se fijó el ancho del pico 4. El intervalo de FOM obtenido para rayos  $\gamma$  fue de 1.2% a 3.6% y para rayos X, de 2.0% a 6.1%.

Tabla 2.2 Parámetros de la deconvolución de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  y rayos X de 35 kV.

Pico	$T_{\text{máx}}$ (°C)	FWHM (°C)
<b>Rayos <math>\gamma</math> de <math>^{60}\text{Co}</math></b>		
3	156 ± 2	32 ± 2
4	186 ± 1	21 ± 1
5	212 ± 1	25 ± 1
6	234 ± 1	40.4
7	274 ± 2	40.4
8	307 ± 1	32.0
9	333 ± 3	32.0
<b>Rayos X de 35 kV</b>		
3	161 ± 6	38 ± 4
4	188 ± 2	20.0
5	213 ± 2	26 ± 2
6	237 ± 4	40.4
7	276 ± 2	40.4
8	306 ± 6	32.0
9	337 ± 2	32.0

En la figura 2.18 se muestra la curva de brillo de TLD-100 expuesto a rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  a una dosis de 1.84 Gy en LIF y su deconvolución en los picos 3 a 8, y en la figura 2.19 la correspondiente a una exposición a  $1.78 \times 10^3$  Gy en LIF de rayos X; en este caso se tienen los picos 3 a 9.

La Tabla 2.2 muestra el valor promedio y la desviación estándar de los parámetros de deconvolución de todas las curvas de brillo obtenidas en el estudio para rayos  $\gamma$  y rayos X.

### 2.6.2 Partículas alfa y protones

En la deconvolución de las curvas de brillo de TLD-100 expuestas a partículas  $\alpha$  y protones se mantuvo fijo el ancho de los picos 4, 6, 7, 8 y 9. Para todos los picos se dejó libre el valor de la temperatura a la que ocurre el máximo de intensidad TL. Para dosis bajas algunas veces fue necesario mantener fija la posición del pico 8 (cuando no se tiene pico 9) o del pico 9. En el caso de las curvas de brillo de LIF expuestas a altas fluencias de protones, mayores a  $1.80 \times 10^4$   $\mu\text{cm}^2$ , para las cuales la intensidad de los picos 7, 8 y 9 es mayor que la del pico 5, se fijó el ancho del pico 5. El intervalo de FOM obtenido para partículas  $\alpha$  fue de 2.7% a 7.5% y para protones de 2.5% a 8.3%. Valores de FOM mayores que 5% se obtuvieron cuando los dosímetros fueron leídos con el filtro óptico y teniéndose una señal TL pequeña (del orden 10 nC) o, para protones a altas fluencias para las cuales el pico 5 no está bien definido.

En la figura 2.20 se muestra la curva de brillo de TLD-100 irradiado por partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV a una fluencia de  $3.40 \times 10^9$   $\alpha/\text{cm}^2$  ( $5.42 \times 10^2$  Gy en LIF) y su deconvolución en los picos 3 a 9. En la figura 2.21 se presentan dos curvas de brillo obtenidas en irradiaciones con protones. En la figura 2.21 a) la fluencia fue de  $4.76 \times 10^{10}$   $\mu\text{cm}^2$  ( $2.78 \times 10^3$  Gy en LIF) y en este caso se tiene una "curva típica", cuando la fluencia es muy alta,  $5.71 \times 10^{11}$   $\mu\text{cm}^2$  ( $3.33 \times 10^4$  Gy en LIF), la intensidad de los picos 7, 8 y 9 es mayor que la del pico 5 como se observa en la figura 2.21 b) y la curva de brillo difícilmente podría ser identificada como la de TLD-100!

La Tabla 2.3 muestra el valor promedio y la desviación estándar de los parámetros de deconvolución de todas las curvas de brillo obtenidas en el estudio para partículas  $\alpha$  y protones.

Tabla 2.3 Parámetros de la deconvolución de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV y protones de 0.7 MeV.

Pico	$T_{max}$ (°C)	FWHM (°C)
<b>Partículas <math>\alpha</math> de 5.3 MeV</b>		
3	180 $\pm$ 2	54 $\pm$ 3
4	189 $\pm$ 2	12,6
5	212 $\pm$ 1	30 $\pm$ 2
6	240 $\pm$ 2	34,0
7	274 $\pm$ 2	38,0
8	300 $\pm$ 4	40,0
9	335 $\pm$ 5	40,0
<b>Protones de 0.7 MeV</b>		
3	155 $\pm$ 3	51 $\pm$ 4
4	187 $\pm$ 2	12,6
5	209 $\pm$ 2	30 $\pm$ 1
6	238 $\pm$ 2	34,0
7	270 $\pm$ 2	38,0
8	298 $\pm$ 2	40,0
9	335 $\pm$ 4	40,0

En la figura 2.22 se muestran las curvas de la temperatura máxima de los picos 3 a 9 de la curva de brillo de TLD-100, irradiado con protones, en función de la señal TL emitida por el dosímetro. La temperatura máxima de los picos 3, 5, 6, 7 y 8 disminuye, aproximadamente 8, 3, 1,4 y 3 °C respectivamente, al aumentar la señal TL, es decir, la fluencia. La de los picos 4 y 9 aumenta aproximadamente 6 y 8 °C.

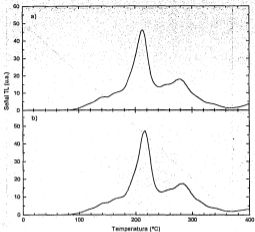


Fig. 2.1 Curvas de brillo de TLD-100 irradiados con partículas  $\alpha$  a la misma fluencia: a) hornado en He, y b) hornado en aire.

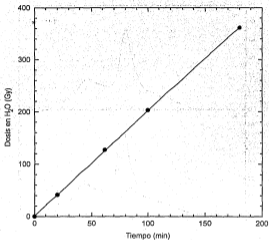
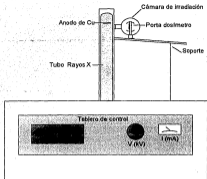


Figura 2.2 Curva de calibración del GammaCell 200, obtenida con dosimetría Fricke.



a)



b)

Fig. 2.3 Esquemas del dispositivo de irradiación con rayos X en el irradiador PW 1750 (a) y del portadosímetro (b).

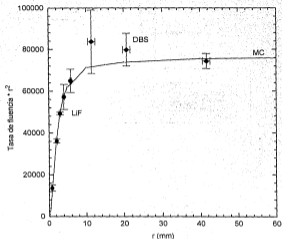
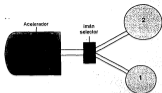


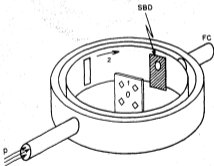
Fig. 2.4 Curva de tasa de fluencia  $\cdot r^2$  contra la distancia  $r$  entre la fuente y el TLD-100. Se muestran los resultados de la simulación Monte Carlo (MC, curva), medidas normalizadas con TLD-100 (LIF, círculos) y las medidas absolutas con el detector de barrera superficial (DBS, diamantes).





Cámaras de irradiación  
 1) PIXE  
 2) RBS

a)

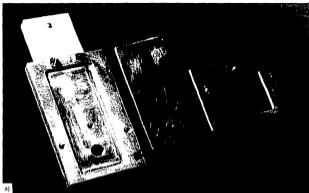


b)

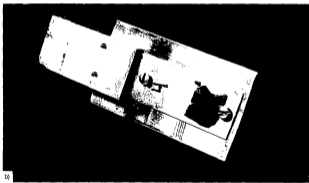
Fig. 2.5 a) Esquema del acelerador Van de Graaff de 0.7 MeV. Se muestran las dos líneas de irradiación. b) Cámara de irradiación PIXE con los dispositivos utilizados en este trabajo: portamuestras (1), obturador mecánico (2), detector de barrera superficial (SBD) y copo de Faraday (FC).



Fig. 2.6 Obturador usado para reducir la intensidad del haz de protones.



a)



b)

Fig. 2. Portadosisímetros utilizado en la irradiación de los dosímetros con protones de 0.7 MeV. Se muestran a) el soporte con la placa que sostiene los dosímetros y cubre el haz, el marco que soporta la PTR, b) el soporte con el blanco de Ti.



Fig. 2.3 Portadosímetros y detector de barrera superficial montados en la tapa de la cámara de irradiación.



**Fig. 2.9** Copa de Faraday usada para hacer la calibración absoluta de la fluencia del haz de protones.

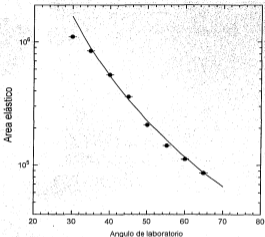


Fig. 2.10 Integral del número de cuentas en el pico elástico medidas para protones de 0.7 MeV sobre un blanco de Ti. La curva corresponde al comportamiento predicho (dispersión de Rutherford).

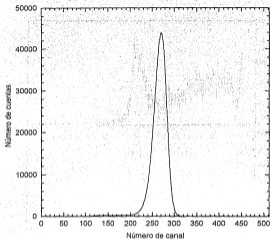


Fig. 2.11 Espectro de protones de 0.7 MeV obtenido durante una irradiación de calibración absoluta de la fuente.

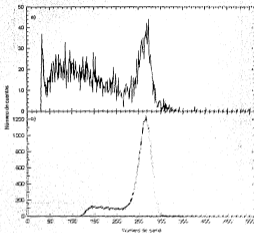


Fig. 2.12 Espectros de protones de  $10^6$  MeV obtenidos durante la rotación de  $^{238}\text{Pu}$   
 a) Con detector b) Con net shield.



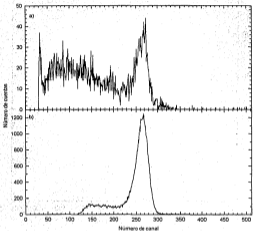
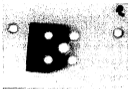


Fig. 2.12 Espectros de protones de 0.7 MeV obtenidos durante la irradiación de dosímetros. a) Con obturador, b) Con haz directo.



**Fig. 2.15** Digitalización de una película de tinte radiocrómico HD-810 expuesta a protones durante una corrida de irradiación de dosímetros.

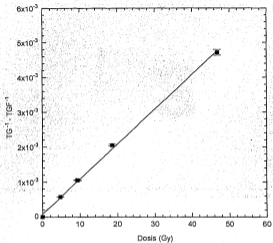


Fig. 2.14 Curva de calibración de la película Galchromic MD 55 irradiada con rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ .

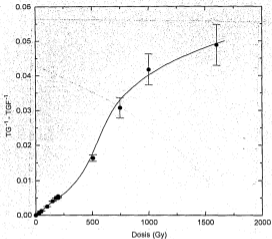


Fig. 2.15 Curva de calibración de la película GaInChromic HD 810 irradiada con rayos y de <sup>60</sup>Co.

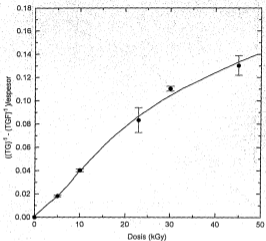
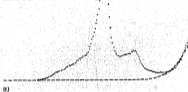


Fig. 2.16 Curva de calibración de la película F-3 irradiada con rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ .

```

09:55:11 12/07/95 2 1
Background Subtraction
integral == 302.4
t10 signal == 350.2
Background == 43.446
ENTER to continue
Escape to redo Background

```



```

09:55:11 12/07/95 2 1
After Background Subtraction
integral == 302.4
t10 signal == 350.2
Background == 43.446
ENTER to continue
Escape to redo Background

```

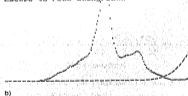


Fig. 2.17 Etapa de resta de la señal de fondo durante la deconvolución de una curva de brillo. a) Curva de brillo medida y señal de fondo ajustada por el programa, b) Curva de brillo después de restar la señal de fondo.

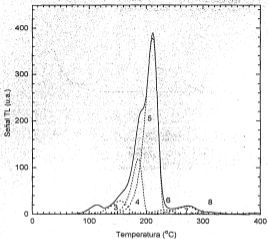


Fig. 2.18 Curva de brillo de LiF irradiado con rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  a una dosis de 1.84 Gy. Se muestra la deconvolución en sus picos componentes 3 a 8.

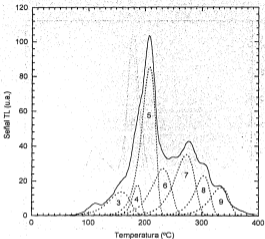


Fig. 2.19 Curva de brillo de TLD-100 irradiado con rayos X de 35 kV<sub>p</sub> a  $1.78 \times 10^3$  Gy, se muestra su deconvolución en los picos 3 a 9.



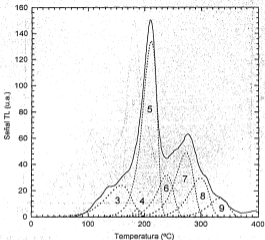


Fig. 2.20 Curva de Brillo de TLD-100 irradiado con partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV a una fluencia de  $3.40 \times 10^9 \text{ u/cm}^2$ . Se muestra la deconvolución en los picos 3 a 9. El pico 2 fue separado antes de hacer la deconvolución.

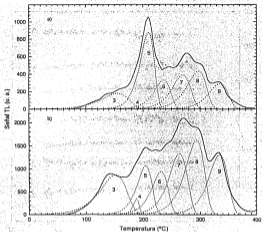


Fig. 2.21 Deconvolución de curvas de brillo de TLD-100 irradiados con protones de 0.7 MeV a a)  $4.76 \times 10^{10}$  p/cm<sup>2</sup>, b)  $5.71 \times 10^{11}$  p/cm<sup>2</sup>.

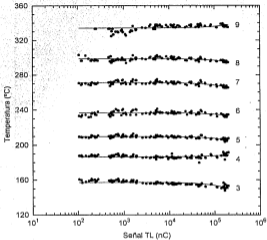


Fig. 2.22 Temperatura de los picos de la curva de brillo de TLD-100 irradiados con protones de 0.7 MeV como función de la señal TL.

## CAPITULO 3

### Curvas de brillo y respuesta TL como función de la dosis

En este capítulo se presentan las curvas de brillo y las curvas de señal TL como función de dosis o de fluencia para la señal TL total y de los picos 3 a 9 de la curva de brillo de TLD-100 expuesto a rayos y de  $^{60}\text{Co}$ , rayos X de 35 kV<sub>p</sub>, partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV y protones de 0.7 MeV.

#### 3.1 Rayos y

##### 3.1.1 Curvas de brillo

En la figura 3.1 se muestra una serie de curvas de brillo de TLD-100 irradiado con rayos y a diferentes dosis. En orden creciente corresponden a 17.1, 42.6, 170.1, 426.4 y 850.1 Gy en LIF. Las curvas no han sido normalizadas. Se observa que la contribución de los picos de alta temperatura con respecto a la señal TL total crece al aumentar la dosis absorbida, comparada con la contribución de los picos de baja temperatura. La señal TL total es la señal TL obtenida durante la lectura del dosímetro menos la señal de fondo, la resta se hizo con el programa de deconvolución.

La señal TL de los picos 3 a 9 relativa a la señal TL total para dosis de 17.1, 170 y 850 Gy se muestra en la Tabla 3.1, teniéndose que la contribución de los picos 4 y 5 de la curva de brillo disminuye con la dosis, y la de los picos 8 a 9 aumenta con la dosis. La dosis corresponde a dosis absorbida en LIF.

##### 3.1.2 Señal TL como función de la dosis

Las curvas de dosis-signal TL para la señal TL total y los picos 3 a 9 se muestran en la figura 3.2. Las curvas fueron desplazadas arbitrariamente para diferenciar la respuesta de cada uno de los picos y de la señal TL total. Las líneas discontinuas corresponden a un comportamiento lineal. La respuesta de la señal TL total y de los picos 3 a 8 tiene una región lineal seguida de una supralineal. La señal TL total y los picos 3, 4, 5, 6 y 8 son lineales hasta aproximadamente 10 Gy y el pico 7 es lineal hasta aproximadamente 2 Gy. El pico 9 tiene una respuesta supralineal en todo

el intervalo de dosis en el que se puede determinar. Se observa sublinealidad (saturación) en la respuesta de la señal TL total y de los picos 4 y 5 a la dosis más alta.

Tabla 3.1 Respuesta relativa de los picos 3 a 9 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ . Las incertidumbres corresponden a una desviación estándar.

Pico	Señal TL pico / Señal TL total		
	$1.71 \times 10^1$ Gy	$1.70 \times 10^2$ Gy	$8.50 \times 10^2$ Gy
3	$0.048 \pm 0.003$	$0.038 \pm 0.003$	$0.06 \pm 0.01$
4	$0.15 \pm 0.01$	$0.134 \pm 0.004$	$0.11 \pm 0.01$
5	$0.62 \pm 0.04$	$0.59 \pm 0.01$	$0.50 \pm 0.04$
6	$0.037 \pm 0.002$	$0.071 \pm 0.001$	$0.11 \pm 0.01$
7	$0.10 \pm 0.01$	$0.102 \pm 0.002$	$0.13 \pm 0.01$
8	$0.025 \pm 0.002$	$0.036 \pm 0.001$	$0.05 \pm 0.01$
9	$0.020 \pm 0.003$	$0.034 \pm 0.001$	$0.039 \pm 0.003$

## 3.2 Rayos X

### 3.2.1 Curvas de brillo

En la figura 3.3 se muestran curvas de brillo de TLD-100 irradiados con rayos X a diferentes dosis. En orden creciente corresponden a 14.9, 74.3, 227, 446, 892, 1780, 2680 y 5380 Gy. Las curvas no han sido normalizadas. La contribución de los picos de alta temperatura con respecto a la señal TL total crece dramáticamente al aumentar la dosis absorbida comparada con la contribución de los picos de baja temperatura, como se muestra en la Tabla 3.2, teniendo en cuenta que la contribución de los picos 4 y 5 a la señal TL total disminuye con la dosis, en tanto que la de los picos 6 a 9 aumenta.

### 3.2.2 Señal TL como función de la dosis

En la figura 3.4 se muestran las curvas de dosis-sígnal TL para la señal TL total y los picos 3 a 9. Para distinguir la respuesta de cada uno de los picos y de la señal TL total las curvas fueron desplazadas arbitrariamente. Las líneas discontinuas corresponden a un comportamiento lineal. La respuesta de la señal TL total y de los picos 3 a 8 es lineal hasta aproximadamente 7 Gy, seguida de una región supra-lineal y posteriormente sub-lineal. El pico 9 tiene una respuesta supra-lineal en todo el intervalo de dosis.

Tabla 3.2 Respuesta relativa de los picos 3 a 9 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a rayos X de 35 kV<sub>p</sub>. Las incertidumbres corresponden a una desviación estándar.

Pico	Señal TL pico / Señal TL total		
	$1.49 \times 10^1$ Gy	$8.92 \times 10^2$ Gy	$5.38 \times 10^3$ Gy
3	$0.09 \pm 0.01$	$0.063 \pm 0.004$	$0.06 \pm 0.01$
4	$0.12 \pm 0.01$	$0.07 \pm 0.01$	$0.030 \pm 0.002$
5	$0.57 \pm 0.08$	$0.39 \pm 0.03$	$0.21 \pm 0.01$
6	$0.06 \pm 0.01$	$0.13 \pm 0.01$	$0.16 \pm 0.01$
7	$0.16 \pm 0.02$	$0.15 \pm 0.01$	$0.21 \pm 0.01$
8	$0.032 \pm 0.004$	$0.08 \pm 0.01$	$0.16 \pm 0.01$
9	$0.023 \pm 0.004$	$0.055 \pm 0.004$	$0.11 \pm 0.01$

### 3.3 Partículas alfa

#### 3.3.1 Curvas de brillo

Curvas de brillo de TLD-100 expuestas a diferentes fluencias de partículas  $\alpha$  se muestran en la figura 3.5. En orden creciente corresponden a  $8.5 \times 10^6$ ,  $1.7 \times 10^8$ ,  $3.4 \times 10^9$ ,  $1.0 \times 10^{10}$ ,  $2.4 \times 10^{10}$ ,  $4.1 \times 10^{10}$  y  $8.2 \times 10^{10}$   $\alpha/\text{cm}^2$ . Las curvas no han sido normalizadas. La apariencia irregular de las tres últimas curvas, obtenidas a las fluencias más altas, se debe a que en la lectura de los dosímetros se usó el filtro óptico para proteger el tubo fotomultiplicador.

La señal TL de los picos 3 a 9 relativa a la señal TL total se muestra en la Tabla 3.3, teniéndose que la contribución de los picos 4 y 5 de la curva de brillo disminuye con la fluencia, la de los picos 6 a 7 es aproximadamente constante y la de los picos 8 y 9 aumenta con la fluencia. Se da un valor aproximado para la dosis en la región irradiada de LIF, de acuerdo con la ecuación 3.1 que sigue.

#### 3.3.2 Señal TL como función de la fluencia

Las curvas de respuesta de TLD-100 para la señal TL total y los picos 3 a 9 se presentan en la figura 3.6. La escala inferior del eje x corresponde a la fluencia en tanto que la superior indica la dosis absorbida en el LIF. Para distinguir la respuesta de cada uno de los picos y de la señal TL

total las curvas fueron desplazadas arbitrariamente. Las líneas discontinuas corresponden a un comportamiento lineal.

Para calcular la dosis absorbida se usó la relación (Mo 85)

$$D = \frac{1.6 \times 10^{-19} \cdot n \cdot E}{R \cdot \rho} \quad \text{Gy} \quad (3.1)$$

donde D es la dosis absorbida, n es la fluencia en partículas/cm<sup>2</sup>, E es la energía de las partículas en MeV, R es el alcance de las partículas en el LIF en cm y ρ es la densidad del LIF en g/cm<sup>3</sup>. En este caso E = 5.3 MeV, R = 20.2 μm y ρ = 2.64 g/cm<sup>3</sup>.

La respuesta de los picos 3 y 5 es aproximadamente lineal hasta una fluencia de  $4 \times 10^{12}$  α/cm<sup>2</sup> ( $\sim 6 \times 10^3$  Gy) y posteriormente sublineal. El pico 4 tiene una respuesta lineal-sublineal, siendo lineal hasta alrededor de  $1 \times 10^9$  α/cm<sup>2</sup> ( $\sim 1.6 \times 10^2$  Gy). Los picos 6, 7 y 8 son lineales-supralineales-sublineales, su respuesta es lineal hasta aproximadamente  $1 \times 10^8$  α/cm<sup>2</sup> ( $\sim 1.6 \times 10^1$  Gy). La respuesta del pico 9 es supralineal-sublineal. La señal TL total tiene una región lineal hasta una fluencia del orden de  $3 \times 10^8$  α/cm<sup>2</sup> ( $\sim 4.8 \times 10^1$  Gy) seguida de una región supralineal y una sublineal.

Tabla 3.3 Respuesta relativa de los picos 3 a 9 de la curva de brillo de TL-D-100 expuestos a partículas α de 5.3 MeV. Las incertidumbres corresponden a una desviación estándar.

Pico	Señal TL pico / Señal TL total			
	$6.47 \times 10^7$ α/cm <sup>2</sup> $1.35 \times 10^1$ Gy	$3.40 \times 10^9$ α/cm <sup>2</sup> $5.42 \times 10^2$ Gy	$2.40 \times 10^{12}$ α/cm <sup>2</sup> $3.83 \times 10^3$ Gy	$8.22 \times 10^{13}$ α/cm <sup>2</sup> $1.31 \times 10^4$ Gy
3	$0.16 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.01$	$0.10 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.01$
4	$0.007 \pm 0.002$	$0.006 \pm 0.003$	$0.002 \pm 0.001$	$0.001 \pm 0.001$
5	$0.41 \pm 0.03$	$0.35 \pm 0.02$	$0.29 \pm 0.01$	$0.24 \pm 0.01$
6	$0.11 \pm 0.01$	$0.11 \pm 0.01$	$0.11 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.01$
7	$0.17 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.01$	$0.15 \pm 0.01$	$0.16 \pm 0.01$
8	$0.09 \pm 0.01$	$0.15 \pm 0.01$	$0.19 \pm 0.01$	$0.21 \pm 0.01$
9	$0.03 \pm 0.01$	$0.08 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.01$	$0.15 \pm 0.01$

### 3.4 Protones

#### 3.4.1 Curvas de brillo

En la figura 3.7 se presentan las curvas de brillo, sin normalizar, de TLD-100 irradiados con protones a diferentes fluencias. En la figura 3.7 a) las fluencias fueron de  $2.36 \times 10^9$ ,  $7.14 \times 10^9$ ,  $1.50 \times 10^{10}$ ,  $4.76 \times 10^{10}$ ,  $5.92 \times 10^{10}$  y  $1.38 \times 10^{11}$  p/cm<sup>2</sup>, y en la b) de  $2.57 \times 10^{11}$  y  $5.54 \times 10^{11}$  p/cm<sup>2</sup>. La apariencia irregular de un par de curvas se debe a que en la lectura de los dosímetros se usó el filtro óptico para proteger el tubo fotomultiplicador.

Como se observa en la figura 3.7 la contribución de los picos de alta temperatura, 6 a 9, aumenta con la fluencia. A altas fluencias el pico 5, que es el dominante a dosis bajas e intermedias, no está claramente determinado. La dosis absorbida se calculó a partir de la relación (3.1) con  $E = 0.7$  MeV,  $R = 7.3 \mu\text{m}$  y  $\rho = 2.64$  g/cm<sup>3</sup>.

En la Tabla 3.4 se muestra la señal TL de los picos 3 a 9 con respecto a la señal TL total para diferentes fluencias. La contribución de los picos 4 y 5 disminuye con la fluencia, la de los picos 6 y 7 es aproximadamente constante y la de los picos 8 y 9 aumenta con la fluencia.

Tabla 3.4 Respuesta relativa de los picos 3 a 9 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a protones de 0.7 MeV. Las incertidumbres corresponden a una desviación estándar.

Pico	Señal TL pico / Señal TL total			
	$2.62 \times 10^9$ p/cm <sup>2</sup> $1.53 \times 10^1$ Gy	$1.48 \times 10^{10}$ p/cm <sup>2</sup> $8.64 \times 10^2$ Gy	$6.39 \times 10^{10}$ p/cm <sup>2</sup> $3.73 \times 10^3$ Gy	$3.13 \times 10^{11}$ p/cm <sup>2</sup> $1.83 \times 10^4$ Gy
3	$0.16 \pm 0.02$	$0.11 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.01$	$0.14 \pm 0.01$
4	$0.014 \pm 0.001$	$0.007 \pm 0.001$	$0.004 \pm 0.001$	$0.013 \pm 0.001$
5	$0.47 \pm 0.05$	$0.36 \pm 0.03$	$0.27 \pm 0.01$	$0.10 \pm 0.01$
6	$0.11 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.01$	$0.13 \pm 0.01$	$0.10 \pm 0.01$
7	$0.16 \pm 0.02$	$0.18 \pm 0.01$	$0.16 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.02$
8	$0.039 \pm 0.004$	$0.13 \pm 0.01$	$0.19 \pm 0.01$	$0.23 \pm 0.02$
9	-	$0.08 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.01$	$0.20 \pm 0.02$

#### 3.4.2 Señal TL como función de la fluencia

Dadas las condiciones experimentales bajo las que se realizaron las exposiciones de los dosímetros TLD-100 a protones, y que fueron descritas en la sección 2.5, se tienen 91 medidas



correspondientes a diferentes fluencias. La curva de respuesta para la señal TL total, en la que se incluyen las 91 medidas con sus incertidumbres, se muestra en la figura 3.8; se tiene que la respuesta es lineal-supralineal- sublineal en el intervalo de fluencia estudiado.

Para realizar el estudio de la respuesta de los picos de la curva de brillo se agruparon las medidas de los dosímetros con respecto a las fluencias. Para la señal TL total y las señales de los picos 3 a 8 se hicieron 25 grupos. Para el pico 9, dado que no se puede determinar (no se observa) a bajas dosis, se hicieron 23 grupos. Cada grupo corresponde a un punto en las curvas de fluencia-senal TL. Los valores de la fluencia y de la señal TL asociados a cada punto corresponden al promedio del grupo y su incertidumbre, pesados con las incertidumbres de cada medida. El promedio y la incertidumbre se calcularon con las expresiones siguientes (Be 69):

$$\bar{x} = \frac{\sum(x_i / \Delta x_i^2)}{\sum(1 / \Delta x_i^2)} \quad (3.2)$$

$$\Delta \bar{x} = \sqrt{\frac{1}{\sum(1 / \Delta x_i^2)}}$$

dónde  $x_i$  y  $\Delta x_i$  corresponden a la medida individual y su incertidumbre, respectivamente.

Las curvas de respuesta de TLD-100 para la señal TL total y los picos 3 a 9 se presentan en la figura 3. 9. La escala inferior del eje x corresponde a la fluencia en tanto que la superior indica la dosis absorbida en el LIF. Para distinguir la respuesta de cada uno de los picos y de la señal TL total las curvas fueron desplazadas arbitrariamente. Las líneas discontinuas corresponden a un comportamiento lineal. La señal TL total y los picos 3, 4, 5, 7, 8 y 9 tienen una región lineal hasta una fluencia del orden de  $2 \times 10^9$  p/cm<sup>2</sup> ( $\sim 1.2 \times 10^2$  Gy) seguida de una región supralineal y una sublineal.

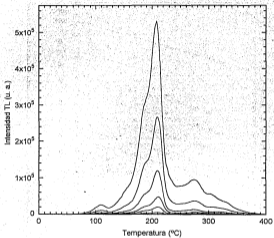


Fig. 3.1 Curvas de brillo de TLD-100 irradiados con rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  a 17, 43, 92, 170, 427 y 860 Gy en LIF.

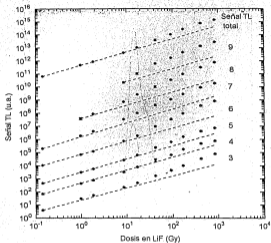


Fig. 3.2 Respuesta TL de LiF:Mg,Ti (TLD-100) irradiado con rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ . Se muestran la señal TL total y la señal TL de los picos 3 a 9 de la curva de brillo. Las líneas punteadas corresponden a una respuesta lineal.

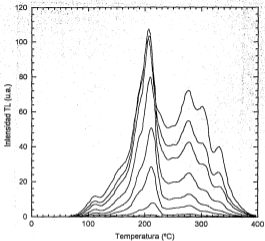


Fig. 3.3 Curvas de brillo de TLD-100 irradiados con rayos X a  $1.49 \times 10^1$ ,  $7.43 \times 10^1$ ,  $2.27 \times 10^2$ ,  $4.46 \times 10^2$ ,  $8.92 \times 10^2$ ,  $1.78 \times 10^3$ ,  $2.68 \times 10^3$  y  $5.38 \times 10^3$  Gy en LIP.

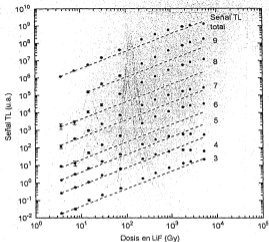


Fig. 3.4 Respuesta TL de TLD-100 expuestos a rayos X para la señal TL total y los picos 3 a 9. Las líneas punteadas corresponden a una respuesta lineal.

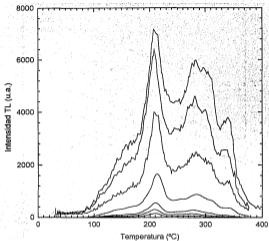


Fig. 3.5 Curvas de brillo de TLD-100 irradiados con partículas  $\alpha$  a las fluencias  $8.5 \times 10^9$ ,  $1.7 \times 10^{10}$ ,  $3.4 \times 10^{10}$ ,  $1.0 \times 10^{11}$ ,  $2.4 \times 10^{11}$ ,  $4.1 \times 10^{11}$  y  $8.2 \times 10^{11}$   $\alpha/\text{cm}^2$ .

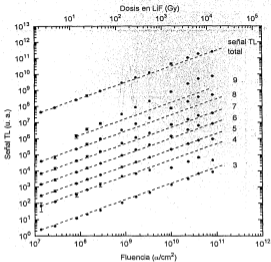


Fig 3.6 Respuesta TL de TLD-100 irradiados con partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV, para la señal TL total y los picos 3 a 9. Las líneas discontinuas corresponden a una respuesta lineal. En el eje superior se indica la dosis en LIF.

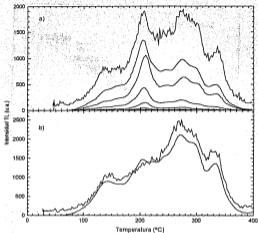


Fig. 3.7 Curvas de brillo de TLD-100 expuestas a protones de 0.7 MeV a las fluencias  
 a)  $2.36 \times 10^9$ ,  $7.14 \times 10^9$ ,  $1.50 \times 10^{10}$ ,  $4.76 \times 10^{10}$ ,  $5.92 \times 10^{10}$  y  $1.38 \times 10^{11}$  p/cm<sup>2</sup>,  
 b)  $2.67 \times 10^{11}$  y  $8.64 \times 10^{11}$  p/cm<sup>2</sup>.



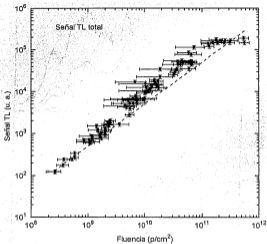


Fig. 3.8 Señal TL total como función de la fluencia de TLD-100 irradiados con protones de 0.7 MeV. Se incluyen las medidas de los 91 dosímetros irradiados. La línea punteada corresponde a una respuesta lineal.

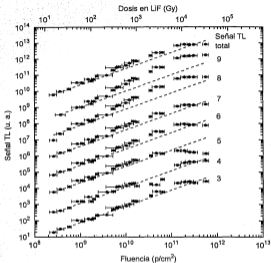


Fig. 3.9 Respuesta TL de TLD-100 expuestos a protones de 0.7 MeV, para la señal TL total y los picos 3 a 9. Las líneas discontinuas corresponden a una respuesta lineal. En el eje superior se indica la dosis en LIF.



Figure 1: A graph showing the relationship between the number of people (x-axis) and the number of people (y-axis). The x-axis ranges from 0 to 100, and the y-axis ranges from 0 to 100. The graph shows a series of points connected by lines, forming a curve that starts at (0,0) and ends at (100,100). The curve is concave down, indicating that the rate of change decreases as the number of people increases.

## Eficiencia TL Relativa

En este capítulo se presentan las medidas experimentales de la eficiencia relativa, con respecto a rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ , para la señal TL total y de los picos 5 y 7, de TLD-100 irradiados con rayos X, partículas  $\alpha$  y protones. Se describen las Teorías de Estructura de Trazo y, a partir de ellas, se predicen eficiencias relativas para las radiaciones anteriores.

### 4.1 Medidas experimentales de la eficiencia relativa

El TLD-100 es usado en aplicaciones médicas e industriales para hacer dosimetría en exposiciones a radiación electromagnética, electrones y radiación altamente ionizante; para ello, es necesario calibrarlo con una fuente de radiación cuya tasa de dosis sea conocida. Dado que la señal TL por unidad de dosis emitida por los TLD-100 expuestos a diferentes tipos de radiación y/o diferentes energías no siempre es igual, es importante conocer su eficiencia TL relativa con respecto a una radiación de referencia. Como radiación de referencia, en general, se usan rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  o  $^{137}\text{Cs}$ .

La eficiencia relativa  $\eta_{k,l}$  de un material TL se define como la respuesta TL por unidad de dosis de la 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

$$\eta_{k,l} = \frac{\left(\frac{\text{RTL}}{D_e}\right)_k}{\left(\frac{\text{RTL}}{D_0}\right)_l} \quad (4.1)$$

donde  $(\text{RTL}/D_0)_k$  y  $(\text{RTL}/D_0)_l$  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. La eficiencia relativa se mide en la región lineal de la respuesta debido a que tal como se explicó en la sección 1.2 se ha observado supralinealidad en la respuesta que depende del tipo y energía de la radiación.

Como se vio en el capítulo 3, la respuesta TL de los TLD-100 es específica para cada uno de los picos de la curva de brillo, entonces, además de obtener la  $\eta_{k, \gamma}$  de la señal TL total emitida por el dosímetro, se pueden medir las eficiencias relativas de cada uno de los picos; en particular la del pico 5 es importante ya que su señal TL es usada frecuentemente en dosimetría para la determinación de la dosis. Esto se debe a que a bajas dosis es el pico que contribuye más a la señal TL total, es estable y está bien definido. En este trabajo se usó como radiación de referencia para obtener la eficiencia relativa los rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ .

Como se dijo en 2.1.1, en las medidas de la respuesta TL de LIF expuestos a rayos  $\gamma$  y protones se usó un lote de TLD-100 de  $3 \times 3 \times 0.38$  mm, y a partículas  $\alpha$  y rayos X un lote de TLD-100 de  $3 \times 3 \times 0.89$  mm. Para la medida de la eficiencia relativa de las partículas  $\alpha$  y rayos X, se irradiaron TLD-100 del mismo lote ( $0.3 \times 0.3 \times 0.089$  cm) con la radiación de referencia (rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ ). La señal TL por unidad de dosis obtenida para la señal TL total es

$$\left(\frac{\text{RTL}}{D_0}\right)_{\gamma, \text{Tel}} = 401.0 \pm 8.1 \frac{\text{nC/mg}}{\text{Gy}}, \quad (4.2)$$

para el pico 5 es

$$\left(\frac{\text{RTL}}{D_0}\right)_{\gamma, 5} = 263.8 \pm 6.4 \frac{\text{nC/mg}}{\text{Gy}}, \quad (4.3)$$

para el pico 7 es

$$\left(\frac{\text{RTL}}{D_0}\right)_{\gamma, 7} = 14.5 \pm 0.7 \frac{\text{nC/mg}}{\text{Gy}}. \quad (4.4)$$

Las dosis fueron evaluadas en el material irradiado, LIF. La eficiencia relativa se calculó, usando las relaciones (4.1) y los valores (4.2) a (4.4), para la señal TL total y las señales de los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a partículas  $\alpha$  y rayos X.

En la obtención de la eficiencia relativa experimental, para exposición con protones, se usó el promedio (pesado por las incertidumbres) de la señal TL, total o del pico, por unidad de dosis, de las medidas en las que la respuesta se consideró como lineal. La señal TL por unidad de dosis obtenida para TLD-100 expuestos a la radiación de referencia (rayos  $\gamma$  y del  $^{60}\text{Co}$ ) para la señal TL total es

$$\left(\frac{\text{RTL}}{D_0}\right)_{\gamma, \text{Tel}} = 474.0 \pm 16.7 \frac{\text{nC/mg}}{\text{Gy}}, \quad (4.5)$$

para la señal del pico 5 es

$$\left(\frac{RTL}{D_0}\right)_{5,6} = 304.7 \pm 9.5 \frac{nC/mg}{Gy} \quad (4.6)$$

y para el pico 7 es

$$\left(\frac{RTL}{D_0}\right)_{7,T} = 16.5 \pm 1.0 \frac{nC/mg}{Gy} \quad (4.7)$$

Las dosis fueron evaluadas en el material irradiado, LIF. La eficiencia relativa se calculó, usando las relaciones (4.1) y los valores (4.5) a (4.7), para la señal TL total y las señales de los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100 irradiados con protones. En la Tabla 4.1 se presentan la respuesta TL por unidad de dosis y la eficiencia relativa obtenidas para rayos X, partículas  $\alpha$  y protones.

Tabla 4.1 Eficiencia relativa experimental para la señal TL total y los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100 medida en este trabajo. La radiación de referencia son los rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ .

	$\left(\frac{RTL}{D_0}\right)_X$	$\left(\frac{nC/mg}{Gy}\right)$	$\eta_{X,T}$
<b>Rayos X de 35 kVp</b>			
Señal TL total	415.2 $\pm$ 31.2		1.04 $\pm$ 0.08
Pico 5	255.3 $\pm$ 16.0		0.97 $\pm$ 0.08
Pico 7	46.5 $\pm$ 10.4		3.2 $\pm$ 0.7
<b>Partículas <math>\alpha</math> de 5.3 MeV</b>			
Señal TL total	70.9 $\pm$ 7.0		0.18 $\pm$ 0.02
Pico 5	29.1 $\pm$ 2.8		0.11 $\pm$ 0.01
Pico 7	11.6 $\pm$ 1.5		0.8 $\pm$ 0.1
<b>Protones de 0,7 MeV</b>			
Señal TL total	152.5 $\pm$ 14.3		0.33 $\pm$ 0.03
Pico 5	68.3 $\pm$ 5.7		0.22 $\pm$ 0.02
Pico 7	23.1 $\pm$ 2.2		1.4 $\pm$ 0.2

Para obtener la eficiencia relativa es necesario conocer la dosis absorbida en y la masa irradiada del material TL. En la irradiación con rayos  $\gamma$  y rayos X la dosis se obtiene a través de la calibración y la masa es la del dosímetro ya que todo el volumen es irradiado. Para la exposición con partículas  $\alpha$  y protones la dosis absorbida se calculó con la ecuación (3.1) y la masa del

materia TL irradiada se obtuvo a partir del volumen irradiado ( $m \cdot \rho \cdot A \cdot R$ , donde A es el área expuesta y R es el alcance), teniendo entonces que el valor experimental de la eficiencia es independiente del alcance de la partícula.

## 4.2 Modelos

Los mecanismos microscópicos de depósito de energía por la radiación ionizante en la materia han sido estudiados por R. Katz y colaboradores conduciendo a la formulación de la Teoría de Estructura de Trazas (TST) la cual ha sido modificada posteriormente por Y.S. Horowitz y llamada entonces Teoría Modificada de Estructura de Trazas (TSTM). A partir de estas teorías se pueden obtener predicciones para la respuesta relativa de sistemas físicos y biológicos irradiados por partículas cargadas pesadas con respecto a exposición a radiación débilmente ionizante.

### 4.2.1 Teoría de Estructura de Trazas (TST)

#### 4.2.1.1 Sección transversal de activación

En esta teoría (Bu 67, Ka 72, La 76) se atribuye la detección y el daño observado, debido al paso de partículas cargadas pesadas (PCP) a través de la materia, a los electrones secundarios (rayos  $\delta$ ) liberados por el ion, quienes transportan la energía perdida por el ion a distancias de varias decenas de angstroms en la materia condensada. Aunque los rayos  $\delta$  y los electrones también interactúan con la materia a través de la generación de electrones secundarios, se encuentran diferencias en los efectos físicos y biológicos observados asociados con ellos y con los iones pesados. La respuesta del sistema "detector", biológico o físico, a las PCP se relaciona con su respuesta a la radiación y combinándola con la distribución de dosis local depositada por los electrones secundarios alrededor de la trayectoria del ion.

Se considera al detector como un conjunto de elementos sensibles idénticos, átomos o moléculas, que pueden estar embebidos en una matriz. El inicio de una acción en un elemento sensible se debe a un solo evento discreto llamado impacto; la densidad de impactos está relacionada con la dosis depositada por los electrones secundarios.

La respuesta a la radiación gamma se obtiene usando estadística de Poisson, en la cual la probabilidad de que un elemento sensible reciba  $x$  impactos está dada por

$$P = \frac{A^x e^{-A}}{x!}$$

donde  $A = D/E_0$  es el número promedio de impactos por elemento sensible,  $D$  es la dosis a la que se irradia el sistema y  $E_0$  es la dosis a la cual hay un promedio de un impacto por elemento sensible.  $E_0$  es llamada dosis característica y su valor describe la respuesta a rayos  $\gamma$ . La probabilidad de que haya uno o más impactos es  $P = 1 - e^{-A}$ .

Se tienen dos formas matemáticas para describir la respuesta a la radiación:

1. El modelo multibiancos que considera que, para que ocurra activación del elemento sensible más de un elemento del medio de recibir un impacto; en este caso la probabilidad de activación es (Ka 78)

$$P(m, A) = (1 - e^{-A})^m, \quad (4.8)$$

donde  $m$  es el número de elementos que reciben un impacto. En este caso se dice que el detector es "multibiancos".

2. El modelo de impactos múltiples, en el cual debe ocurrir más de un evento en el elemento sensible para que sea activado; la probabilidad de activación está dada por (Ka 78)

$$P(c, A) = \sum_{x=c}^{\infty} \frac{A^x e^{-A}}{x!}, \quad (4.9)$$

donde  $c$  es el número de eventos en el elemento sensible. En este caso el sistema es "de impactos múltiples".

Para  $m = c = 1$  las expresiones (4.8) y (4.9) son iguales y corresponden a un detector de uno o más impactos con un solo blanco, en este caso, la respuesta del detector es lineal-sublineal respecto de la dosis.

Cuando el sistema es irradiado con PCP la probabilidad de que un elemento sensible de radio  $a_0$ , cuyo centro está a una distancia  $t$  de la trayectoria del ion, reciba uno o más impactos es (Ka 72):

$$P(c=1, E_0, z_M, \beta, t, a_0) = 1 - \exp\{-\bar{E}(z_M, \beta, t, a_0)/E_0\} \quad (4.10)$$

y la probabilidad de que reciba 2 o más impactos está dada por:

$$P(c=2, E_0, z_M, \beta, t, a_0) = 1 - (1 + \bar{E}(z_M, \beta, t, a_0)/E_0) \exp\{-\bar{E}(z_M, \beta, t, a_0)/E_0\} \quad (4.11)$$

donde  $P(c, E_0, z_M, \beta, t, a_0)$  es la fracción de elementos sensibles activados por la partícula incidente,  $z_M$  y  $\beta$  son la carga efectiva y la velocidad relativa (respecto de la velocidad de la luz  $c$ ) del ion incidente y  $\bar{E}(z_M, \beta, t, a_0)$  es la densidad de energía promedio transferida al volumen sensible. El tamaño del volumen sensible  $a_0$  es un parámetro que debe ser ajustado y puede ser determinado con datos de dosis-respuesta del medio irradiado con radiación altamente ionizante (PCP).

El efecto total producido por un haz de partículas incidente se obtiene integrando  $P(c, E_0, z_M, \beta, t, a_0)$  sobre todas las distancias  $t$  desde la trayectoria del ion incidente hasta el alcance máximo de los



electrones secundarios  $\bar{n}_{sec}$ . Esta integral da la sección transversal de activación  $\sigma(E_0, z_{ef}, \beta, a_0)$ , expresada por:

$$\sigma(E_0, z_{ef}, \beta, a_0) = \int_0^{R_{max}} 2\pi r P(r, E_0, z_{ef}, \beta, t, a_0) dr \quad (4.12)$$

La sección transversal de activación es la probabilidad de que una sola PCP active un volumen sensible en un sistema que tiene un volumen sensible por unidad de área. Se considera que el detector es delgado y la energía de los iones no cambia significativamente al atravesarlo. Cuando el detector es grueso se debe integrar la sección transversal dada en la ecuación (4.12) sobre la longitud de trayectoria de las partículas incidentes; de esto, la respuesta de un detector grueso en el cual se definen las partículas con energía inicial  $T_1$  y alcance  $R$ , está dada por:

$$\bar{\sigma}R = \int_0^R \sigma dr = \int_0^R \sigma/L dt \quad (4.13)$$

donde  $L$  es la transferencia lineal de energía (LET) del ion.

#### 4.2.1.2 Distribución radial de la dosis

Para poder calcular la eficiencia relativa es necesario conocer la distribución radial de la dosis alrededor de la trayectoria de la partícula cargada pesada  $\bar{E}(z, \beta, t, a_0)$ , la cual se puede obtener de medidas experimentales en gases haciendo un escalamiento a materia condensada (Ka 80, Ho 82) con cálculos Monte Carlo (Pa 88, Av 95) o modelos analíticos (Bu 67, Fa 74, Ha 84b, Ma 80, Mo 80, Wa 86, Wa 87, Ka 90, Mi 94).

En la teoría de Katz la distribución radial de la dosis fue obtenida suponiendo una interacción coulombiana clásica entre los electrones del medio y el ion incidente y usando una aproximación para la relación entre la energía y el alcance de los electrones secundarios liberados por la partícula cargada.

Las distribuciones de energía y angular de los rayos  $\delta$  liberados por el ion, cuando produce ionización en los átomos y moléculas del medio, están basadas en la teoría de dispersión de Rutherford, donde los electrones se consideran libres y las energías de ligadura son despreciadas. La distribución de energía de los rayos  $\delta$  está dada por (Bu 67)

$$dn = \frac{2\pi N e^4}{m c^2} \frac{z_{ef}^2}{\beta^2} \frac{d\omega}{\omega^2} = C \frac{z_{ef}^2}{\beta^2} \frac{d\omega}{\omega^2} \quad (4.14)$$

donde  $dn$  es el número de electrones secundarios por unidad de longitud de trayectoria que tienen energías entre  $\omega$  y  $\omega + d\omega$  producidos por un ion de carga efectiva  $z_{ef}$  y velocidad  $\beta c$ .  $N$  es el número de electrones por unidad de volumen del medio,  $e$  y  $m$  son la carga y la masa del electrón respectivamente y  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. Además, se supone que los electrones

salen perpendiculares a la trayectoria de la partícula incidente, viajan en línea recta y pierden energía de manera continua.

La relación entre la energía y el alcance del electrón, obtenida ajustando datos publicados (Ha 84b) es

$$r = K \rho^{-1} \omega^\alpha \quad (4.15)$$

donde  $K = 5.2 \times 10^{-11} \text{ g}^{1/\alpha} / \text{cm}^2 \text{ eV}^\alpha$ ,  $\alpha = 1.67$  y  $\rho$  es la densidad del medio en  $\text{g}/\text{cm}^3$  y el alcance máximo de los electrones es

$$r_{\text{max}} = \frac{1}{\rho} K \omega_{\text{max}}^\alpha \quad (4.16)$$

donde  $\omega_{\text{max}} = 2mc^2\beta^2/(1-\beta^2)$  es la energía transferida máxima a los electrones por el ion incidente.

Para obtener la dosis depositada en una cáscara cilíndrica de volumen  $2\pi t dt$ , en función de la energía de los electrones, se multiplica el número de electrones que penetran la cáscara por la energía depositada por cada uno de ellos y se divide por el volumen de la cáscara. El número de electrones que pasan a través de una cáscara cilíndrica, de radios  $t$  y  $t + dt$ , está dado por la integral de la ecuación (4.14) entre  $\omega$  y  $\omega_{\text{max}}$ , donde  $\omega$  es la energía de los electrones que penetran la cáscara.

Haciendo lo anterior y usando la relación (4.15), se tiene que la distribución de dosis de blanco puntual,  $a_2 = 0$ , está dada por

$$E(x_d, \beta, t) = \frac{C}{2\pi} \frac{z_d^2}{\beta^2} \frac{1}{\alpha} \frac{1}{t^2} \left[ 1 - \frac{t}{r_{\text{max}}} \right]^{2/\alpha} \quad (4.17)$$

donde  $C = \frac{2\pi N_0 e^4}{m c^2} = 2.46 \times 10^{-7} \frac{N_0 \rho}{A}$ ,  $N_0$ ,  $\rho$  y  $A$  son el número de electrones/molécula, la densidad y el peso molecular del medio irradiado.

La dosis promedio depositada en el volumen sensible  $\bar{E}(x_d, \beta, t, a_2)$  está dada por (Ha 84a, b)

$$\bar{E}(x_d, \beta, t, a_2) = \frac{1}{\pi a_2^2} \int_{t_1}^{t_2} E(x_d, \beta, t) A(t, a_2) dt \quad (4.18)$$

donde  $A(t, a_2)$  es una función determinada por la forma del volumen sensible. Para un cilindro de radio y longitud igual a  $a_0$ , colocado con el eje de simetría paralelo a la trayectoria del ion se tiene que

$$A(t, a_2) = 4 \arctan \frac{\sqrt{a_0^2 - (t_0 - t)^2}}{(t + t_0)^2 - a_0^2} \quad (4.19)$$

donde  $l_0$  es la distancia desde la trayectoria del ion al centro del volumen sensible. La ecuaciones (4.15) y (4.16) permiten calcular la distribución de dosis de blanco extendido.

Para calcular la densidad de energía o dosis depositada por los electrones secundarios, se utiliza la relación (4.16) cuando  $l < 3\lambda_0$  y la relación (4.17) para  $l > 3\lambda_0$  (Ka 72).

#### 4.2.1.3 Eficiencia relativa para dosímetros termoluminiscentes

Dado que las curvas dosis-respuesta TL de TLD-100 para la señal TL total y los picos 5 y 7 tienen una región supralineal, los dosímetros no pueden ser considerados como detectores de un impacto. En estudios de la respuesta de  $\text{LiF:Mg,Ti}$  (TLD-700) se ha encontrado que las respuestas de las alturas del pico 5 y del pico 6 pueden explicarse si se supone que son desortas por la suma de dos componentes, una de un impacto y otra de 2 impactos, y las dos de 2 impactos, respectivamente (Vla 80a).

En base a lo anterior, los autores presentan el modelo para detectores que tienen dos componentes de 1 o 2 impactos cada una. Cada una de las componentes está caracterizada por el número de impactos, su dosis característica y su contribución relativa es decir, por  $(c_1, E_{01}, R)$  y  $(c_2, E_{02}, 1-R)$ , respectivamente. Para obtener la eficiencia relativa, se deben calcular las respuestas del dosímetro a rayos  $\gamma$  y a partículas cargadas pesadas.

#### 4.2.1.4 Respuesta TL a rayos $\gamma$

La respuesta de los dosímetros, al ser irradiados a una dosis D de rayos  $\gamma$ , está dada por:

$$TL_{\gamma}(D_{\gamma}) = RP(c = c_1, D_{\gamma} / E_{01}) + (1-R)P(c = c_2, D_{\gamma} / E_{02}) \quad (4.20)$$

donde, de acuerdo a la ecuación (4.6) se tiene que:

$$P(c=1, A) = 1 - e^{-A} \quad \text{para uno o más impactos,} \quad (4.21)$$

y

$$P(c=2, A) = 1 - (1 + A)e^{-A} \quad \text{para 2 o más impactos,} \quad (4.22)$$

donde  $A = D/E_0$  es el número promedio de impactos por blanco.

#### 4.2.1.5 Respuesta TL a partículas cargadas pesadas

La respuesta de los dosímetros expuestos a una fluencia F (partículas/cm<sup>2</sup>) de partículas cargadas pesadas de carga z, velocidad relativa  $\beta$  y poder de frenado L se obtiene sumando las respuestas de cada componente  $k_1$  y  $k_2$  multiplicadas por sus contribuciones respectivas R y 1-R.

Para la componente de un impacto se tiene que la señal TL, normalizada con respecto al valor de saturación para rayos  $\gamma$ , está dada por la probabilidad de activar un elemento sensible:

$$k_1 = 1 - e^{-D_1/\sigma_1} = 1 - e^{-\alpha_1 D_1}$$

donde  $D_1 = FL$  es la dosis depositada por el haz de partículas y  $\sigma_1$  es la sección transversal de activación para una sola partícula. El cálculo de la sección se hace con la ecuación (4.12) cuando el detector expuesto es delgado ("irradiación de segmento de traza"), ya que las partículas lo atraviesan y  $\beta$  y  $L$  son aproximadamente constantes; si el detector es grueso y las partículas se detienen, entonces se utiliza la ecuación (4.13). En ambos casos  $P(\gamma, E_0, z_e, \beta, l, \alpha_0)$  está dado por la ecuación (4.10) y  $E_0 = E_{01}$ .

La función de dosis-respuesta,  $k_1(D)$ , es lineal hasta que se satura, teniéndose que la componente de un impacto de la respuesta no produce supralinealidad en toda la curva dosis respuesta para irradiación con partículas pesadas para ningún valor de LET.

El cálculo de la componente de dos impactos debe incluir dos modos de activación del elemento sensible (Ka 78):

#### 1. Activación por un solo ion ("ion-kill").

En este caso el elemento sensible del dosímetro puede ser activado por rayos delta liberados por el mismo ion. El tiempo en el que se produce la activación es el tiempo de tránsito del ion. La probabilidad,  $\Pi_1$ , de que un elemento sensible no sea activado cuando el dosímetro se expone a una fluencia  $F$  es:

$$\Pi_1 = e^{-\alpha_1 F}$$

Este proceso, que sigue una estadística exponencial, puede ser interpretado como de un impacto llevado a cabo por la partícula cargada más que por un solo electrón. La fracción de la dosis depositada por el haz que contribuye al modo de activación por un solo ion está dada por  $P_1 = \sigma_1/\sigma_0$

donde  $\sigma_0 = 1.18 \times 10^2$  es la sección transversal de saturación y corresponde a la sección transversal geométrica multiplicada por un factor que incluye el efecto de los rayos  $\delta$  que rodean la trayectoria del ion y  $\sigma_1$  es la sección transversal de activación para una sola partícula. El cálculo de la sección se hace con la ecuación (4.12) cuando el detector expuesto es delgado; si el detector es grueso se usa la ecuación (4.13). En ambos casos  $P(\gamma, E_0, z_e, \beta, l, \alpha_0)$  está dado por la ecuación (4.11) y  $E_0 = E_{00}$ .

#### 2. Activación por rayos delta liberados por diferentes iones ("gamma-kill").

En este caso el tiempo involucrado es el tiempo de irradiación, se consideran los elementos no activados en el proceso de "ion-kill" como la población inicial en este proceso, el cual sigue la estadística observada para irradiación con rayos  $\gamma$ .

La probabilidad  $\Pi_1$  de que un elemento sensible no sea activado está dada por:

$$\Pi_1 = 1 - P\left(c = 2, \frac{(1 - P_1)P_1}{E_{21}}\right)$$

donde  $P(c=2, (1 - P_1)P_1/E_{21})$  se obtiene con la ecuación (4.22).

Entonces, tenemos que la probabilidad de que un elemento sensible sea activado es  $1 - \Pi_1 \Pi_2$ , y la respuesta TL con que contribuye la componente de dos impactos del dosímetro es:

$$k_2 = 1 - \Pi_1 \Pi_2$$

La señal TL debida al modo de activación por una partícula aumenta linealmente con la dosis, y la debida al modo de activación por electrones secundarios liberados por dos partículas diferentes aumenta cuadráticamente. La forma de la curva de dosis-respuesta TL,  $k_2(D_0)$  depende del valor de  $P_0$ , es decir, del valor de  $\sigma_2$  con respecto a  $\sigma_0$ . Si  $\sigma_2$  tiene un valor del orden o mayor que el valor de saturación, el modo de activación "ion-kill" domina y no se observa supralinealidad, si su valor es pequeño comparado con  $\sigma_0$  se observa supralinealidad en la respuesta.

Al irradiar con un haz de partículas cargadas pesadas a una fluencia  $F$  (partículas/cm<sup>2</sup>), la señal TL está dada por:

$$TL_{PCP}(D_1) = R k_1 + (1 - R) k_2 \quad (4.23)$$

#### 4.2.1.6 Eficiencia relativa

La eficiencia relativa es el cociente entre la señal TL obtenida para partículas cargadas (ecuación 4.23) y la debida a rayos gamma (ecuación 4.20), calculadas a una dosis baja  $D_0$  para la cual la respuesta a las dos radiaciones es lineal, de donde:

$$\eta_{PCP} = \frac{TL_{PCP}(D_0)}{TL_\gamma(D_0)} \quad (4.24)$$

Para aplicar esta teoría al cálculo de la eficiencia relativa de dosímetros TL se deben ajustar los siguientes parámetros a datos experimentales:

1. Las dosis características de las componentes de 1 o 2 impactos  $E_{21}$  y  $E_{22}$ , así como su contribución  $R$  por medio de la curva de dosis respuesta del dosímetro al ser expuesto a radiación  $\gamma$ , y
2.  $\sigma_0$ , que se obtiene a través de medidas experimentales de la eficiencia relativa del dosímetro a partículas altamente ionizantes con respecto a la radiación  $\gamma$  utilizada en la obtención de los parámetros indicados en el punto 1.

## 4.2.2 Cálculo de la eficiencia relativa a partir de la Teoría de Estructura de Trazas

### 4.2.2.1 Descomposición de las curvas dosis-respuesta para rayos $\gamma$

Para calcular la eficiencia relativa de las partículas cargadas se deben ajustar los valores de  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $E_{01}$ ,  $E_{02}$  y  $R$  a las curvas dosis-respuesta obtenidas para TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$  por medio de la ecuación (4.20). En la figuras 4.1 a 4.3 se muestran las curvas de dosis-respuesta TL para la señal TL total y los picos 5 y 7, respectivamente; la señal TL fue normalizada con respecto a su valor máximo, los puntos corresponden a las medidas experimentales y las líneas corresponden a los ajustes. En los tres casos se obtuvo una componente de un impacto y otra de dos impactos, ya que se tiene una región lineal seguida por una supralineal en la curva de respuesta. En la Tabla 4.2 se presentan los valores de la dosis característica y de la contribución relativa para cada una de las componentes. Para la señal TL total el valor de  $R$  se dejó libre obteniéndose el ajuste dado por la línea punteada de la figura 4.1. Para los picos 5 y 7 no fue posible obtener un buen ajuste dejando libre el valor de la contribución relativa, por lo que se usó un valor de  $R=0.36$  para la componente de un impacto, que fue obtenido por Waligórski y Katz para la respuesta del pico 5 de TLD-700 expuesto a rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$  (Wa 80a), el cual se mantuvo fijo durante los ajustes mostrados en las líneas continuas de las figuras 4.1 a 4.3.

Tabla 4.2 Valores de la dosis característica y de la contribución relativa para las dos componentes ajustadas a la respuesta de la señal TL total y los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100.

	Componente de un impacto		Componente de dos impactos	
	$R$	$E_{01}$ (Gy)	$1-R$	$E_{02}$ (Gy)
Señal TL total	0.36	$10^2$	0.64	$2 \times 10^2$
Pico 5	0.36	$7.5 \times 10^2$	0.64	$1.8 \times 10^2$
Pico 7	0.36	$4 \times 10^3$	0.64	$1.6 \times 10^3$
Señal TL total	0.075	$2.24 \times 10^2$	0.925	$2.59 \times 10^2$

### 4.2.2.2 Eficiencia relativa de las partículas cargadas

Una vez obtenidos los parámetros de las componentes de uno y dos impactos de la señal TL total y los picos 5 y 7 se realizaron los cálculos de la sección transversal de activación. Los valores de LET usados en el cálculo fueron obtenidos con el programa TRIM (Bi 80), o interpolados linealmente a partir de ellos. La expresión para obtener la carga efectiva  $z_e$  de una partícula cargada de número atómico  $z$  utilizada en el cálculo es (Ba 63):

$$z_{ef} = z \left[ 1 - \exp(-125 \beta z^{-0.12}) \right].$$

La distribución de dosis depositada en LIF por los electrones secundarios en un cilindro de radio  $a_0 = 5 \times 10^{-3}$  cm, como función de la distancia radial, se muestra en la figura 4.4 para partículas alfa de 5.3 MeV y protones de 0.7 MeV; el cálculo se hizo para un segmento de traza (es decir un segmento suficientemente corto como para que la energía del ion se mantenga constante) usando las ecuaciones (4.17) y (4.18).

Como estas partículas se detienen en el dosímetro se calcularon las secciones transversales de activación  $\overline{\sigma}_1 R$  y  $\overline{\sigma}_2 R$ , correspondientes a la componentes de uno y dos impactos respectivamente, con la ecuación (4.10) para lo cual se hizo un programa en FORTRAN (Apéndice). Además se obtuvieron las secciones  $\sigma_1$  y  $\sigma_2$  (ecuación 4.12) a 5.3 MeV para las partículas  $\alpha$  y 0.7 MeV para protones.

La eficiencia relativa,  $\eta_{ICP}$ , obtenida a partir de  $\overline{\sigma}_1 R$  y  $\overline{\sigma}_2 R$ , se calculó a una dosis de 1 Gy depositada en LIF, para volúmenes sensibles  $a_0$  iguales a  $7 \times 10^{-5}$ ,  $1 \times 10^{-6}$  y  $1.5 \times 10^{-8}$  cm, para el ajuste con  $R=0.36$  de la señal TL total y los picos 5 y 7. Los resultados se muestran en la Tabla 4.3. También se presentan cálculos de las eficiencias para partículas alfa usando el ajuste con  $R=0.075$  de la señal TL total. Entre paréntesis se presentan las eficiencias obtenidas para el caso de segmento de traza, esto es, con los valores de  $\sigma_1$  y  $\sigma_2$  válidos para un detector infinitamente delgado.

Se observa en la tabla 4.3 que los valores de la eficiencia relativa obtenidos a partir de los dos ajustes diferentes de la curva de respuesta de los dosímetros irradiados con rayos  $\gamma$  difieren en menos de un 5%, a pesar de la gran diferencia entre los parámetros de los dos ajustes. Esta baja sensibilidad de  $\eta_{ICP}$  a los parámetros de la descomposición en dos componentes también se refleja en los cálculos que suponen segmento de traza; en este caso la diferencia es inferior al 6%.

Tabla 4.3 Eficiencias relativas calculadas usando la Teoría de Estructura de Trazas, para la señal TL total y los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100. Entre paréntesis se presentan los cálculos obtenidos para el caso de segmento de traza. En todos los casos la radiación de referencia son los rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ .

$a_2$	$\eta_{TCP, \gamma}$		
	$5 \times 10^7$ cm	$1 \times 10^6$ cm	$1.5 \times 10^4$ cm
<b>Partículas <math>\alpha</math> de 5.3 MeV</b>			
Señal TL total (R=0.36)	0.23 (0.46)	0.25 (0.49)	0.28 (0.55)
Pico 5	0.19 (0.40)	0.21 (0.42)	0.23 (0.47)
Pico 7	0.82 (1.54)	0.87 (1.77)	1.02 (2.01)
Señal TL total (R=0.075)		0.26 (0.52)	0.29 (0.56)
<b>Protones de 0.7 MeV</b>			
Señal TL total (R=0.36)	0.19 (0.47)	0.24 (0.56)	0.31 (0.76)
Pico 5	0.15 (0.39)	0.19 (0.47)	0.24 (0.60)
Pico 7	0.70 (1.88)	0.89 (2.05)	1.04 (2.58)

#### 4.2.3 Teoría Modificada de Estructura de Trazas (TSTM)

Y. S. Horowitz y colaboradores (Ho 80b, Ka 80, Ka 82, Ho 84, Ho 90d) aplicaron la TST a dosímetros termoluminiscentes y propusieron una modificación, basada en el hecho de que el espectro de electrones secundarios debido a los rayos  $\gamma$  que se usan como radiación de referencia es muy diferente al producido por iones pesados. Según Horowitz esta diferencia impediría una comparación directa entre la respuesta a los dos campos de radiación.

La propuesta del TSTM es que la eficiencia relativa  $\eta_{TCP, \gamma}$  que se obtiene mediante la convolución de la dosis alrededor de la trayectoria de la partícula cargada pesada con la respuesta TL generada a partir de una radiación de referencia apropiada, está dada por

$$\eta_{TCP, \gamma} = \eta_{L, \gamma} \frac{\overline{W}_1 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} f_1(D) D(r, E) 2\pi r dr dl}{\overline{W}_{TCP} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} D(r, E) 2\pi r dr dl} \quad (4.25)$$



donde  $\eta_{k_1}$  es la respuesta TL relativa del espectro de electrones secundarios de la PCP con respecto a la obtenida para rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ ,  $\bar{W}_\gamma$  y  $\bar{W}_{PCP}$  son las energías medias requeridas para producir un par electrón-agujero por la radiación  $\gamma$  y la PCP, respectivamente;  $R_{\text{max}}$  y  $r_{\text{max}}$  son las distancias de penetración máxima axial y radial de los portadores de carga a partir de la trayectoria de la partícula cargada durante la etapa de absorción de la radiación;  $f_d(D)$  es la función dosis respuesta TL medida experimentalmente para la radiación de referencia, y  $D(r, t, E)$  es la distribución de dosis microscópica alrededor de la trayectoria de la PCP.

#### 4.2.3.1 Radiación de referencia

La radiación de referencia debe cumplir las siguientes condiciones:

1. Los espectros de electrones secundarios producidos por la PCP y por la radiación de referencia deben ser lo más parecidos posible, y
2. Los volúmenes irradiados por la partícula cargada pesada (PCP) y por la radiación de referencia deben ser aproximadamente iguales.

Tal como se discute a continuación es muy difícil que ambas condiciones se cumplan.

#### 4.2.3.2 Determinación de $\eta_{k_1}$

La medida experimental de  $\eta_{k_1}$  requiere exponer los dosímetros a la radiación de referencia apropiada (para satisfacer las condiciones del modelo) y a rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$  (para poder comparar con las medidas experimentales de  $\eta_{PCP}$ ). Como radiación de referencia se pueden utilizar electrones con energía del orden de la energía promedio de los electrones liberados por la partícula cargada o rayos X ultra suaves. En particular, los rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$  no satisfacen las condiciones del modelo. El uso de electrones de muy baja energía no es adecuado ya que, aunque se cumple aproximadamente la condición 1, su alcance es mucho menor que el de la partícula cargada, teniéndose que los volúmenes irradiados son muy diferentes. Además, las medidas de  $\eta_{k_1}$  reportadas en la literatura son inconsistentes entre sí (Ho 81b): pese a que muchos autores han reportado valores consistentes con la unidad en el intervalo de energía de 10 keV a 1 MeV, se han reportado desviaciones de hasta un 30% respecto de  $\eta_{k_1} = 1$ .  $\eta_{k_1}$  es la eficiencia relativa del haz de electrones con el que se pretende simular el espectro de rayos  $\delta$  generado por la partícula cargada pesada.

Los rayos X ultra suaves son más apropiados que los electrones de baja energía para la obtención de  $\eta_{k_1}$  ya que se mejora el acuerdo con la condición 2 y las pérdidas por retrodispersión no son significativas. La diferencia en la energía promedio de los electrones liberados por los rayos X ultra

suaves y partículas cargadas con energía de  $\sim 1$  MeV/uma ha resultado no ser un factor de gravedad, en particular para LIP, ya que se ha medido experimentalmente la eficiencia de rayos X de 4.1 keV y 4.7 keV relativa a rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  y el valor obtenido ha sido de  $0.97 \pm 0.08$  y  $1.09 \pm 0.07$ , respectivamente (Ka 82). Esto se puede interpretar como un indicio de que las diferencias en los espectros secundarios entre estos campos de radiación en este caso no tienen un efecto apreciable.

#### 4.2.3.3 Determinación de $f_1(D)$

Además de cumplir con las condiciones 1 y 2, la radiación de referencia debe tener una distribución de dosis en profundidad aproximadamente igual a la de la partícula cargada pesada. Si se utiliza un dosímetro cuyo espesor  $d$  es mayor al alcance  $R$  de la partícula cargada, la distribución de dosis en profundidad de la radiación de referencia debería ser de la forma:

$$D(x) = \begin{cases} D_0 & 0 < x < R \\ 0 & R < x < d \end{cases} \quad (4.26)$$

con lo cual se simula aproximadamente la distribución de dosis-profundidad de la PCP. El uso de rayos X ultra suaves para determinar  $f_1(D)$  no es adecuado, ya que la distribución de dosis en profundidad en el dosímetro no es uniforme, es decir, no tiene la forma dada por la ecuación (4.26), por lo que es necesario usar rayos X de mayor energía, aunque no se cumpla la condición 1, pero que tengan una distribución de dosis más uniforme. Dado que la función  $f(D)$  depende fuertemente de la energía de radiación, es conveniente usar rayos X con energías menores a 50 keV.

#### 4.2.3.4 $\bar{W}_\gamma$ y $\bar{W}_{PCP}$

Se tiene que  $\bar{W}_{PCP}$  varía con la distancia radial a la trayectoria de la PCP (Fa 74); sin embargo, su valor es aproximadamente constante a distancias radiales entre 30 y 300 Å con respecto a la trayectoria de la partícula incidente, de modo que se espera que el uso de valores promedio de  $\bar{W}_\gamma$  y  $\bar{W}_{PCP}$  no introduzca errores serios en la evaluación de la eficiencia (Ho 84). En este trabajo se usaron los valores 33.97 eV y 36.0 eV, respectivamente (Fa 74).

#### 4.2.4 Cálculo de la eficiencia relativa a partir de la TSTM

Se usaron rayos X de 35 kV<sub>p</sub> como radiación de referencia y la función  $f(D)$  fue medida para la señal TL total y los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100, tal como se muestra en la figura 5.2 y se discutirá en 5.1. La distribución radial de la dosis  $D(r, E, t)$ , depositada en LIP, fue calculada

mediante la relación analítica dada por la ecuación (4.17). Para realizar la integración con respecto a la distancia axial, se usaron los valores del alcance de la partícula incidente dados por el programa TRIM (Bi 89). Los valores de  $\eta_{TL}$  para la señal TL total, los picos 5 y 7 medidos para rayos X de 35 kV<sub>p</sub>, se muestran en la Tabla 4.1.

Se escribió un programa en FORTRAN (Apéndice) para realizar los cálculos de  $\eta_{PCR}$ ; para obtener los valores de f(D) a dosis en las que no se tienen medidas experimentales, se hizo una interpolación usando una subrutina comercial, la interpolación de los valores del alcances fue lineal. La integración respecto de la distancia radial se hizo a partir de un valor mínimo (10<sup>8</sup> Å) seleccionado de manera que la energía depositada por los electrones secundarios fuera de aproximadamente el 50% de la energía inicial del ion incidente. Los valores de la eficiencia relativa calculados de la ecuación (4.25) para partículas  $\alpha$  y protones se muestran en la Tabla 4.4. Estos resultados se discutirán en la sección 6.2.

Tabla 4.4 Eficiencia relativa calculada con la Teoría Modificada de Estructura de Trazas, para los haces de este trabajo respecto de <sup>60</sup>Co.

	$\eta_{PCR}$
<b>Partículas <math>\alpha</math> de 5.3 MeV</b>	
Señal TL total	0.24
Pico 5	0.18
Pico 7	6.3
<b>Protones de 0.7 MeV</b>	
Señal TL total	0.20
Pico 5	0.14
Pico 7	3.2

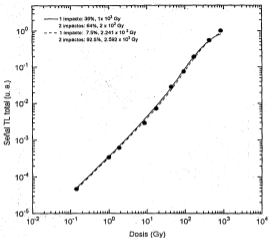


Fig. 4.1 Curva dosis-respuesta para la señal TL total de TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ . La señal fue normalizada respecto de su valor de saturación. Las líneas sólida y punteada corresponden a ajustes de 2 componentes, (de 1 y de 2 impactos) usando el modelo de Katz, suponiendo diferentes contribuciones relativas. Se indican los valores de  $R$  y  $E_{01}$ ,  $1-R$  y  $E_{02}$ .

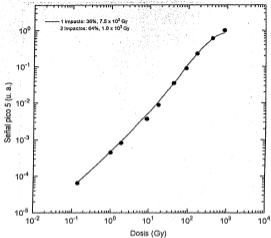


Fig. 4.2 Curva dosis-respuesta para la señal del pico 5 de TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ . La señal está normalizada respecto de su valor de saturación. La línea corresponde al ajuste de 2 componentes (de 1 y de 2 impactos) usando el modelo de Katz. Los valores de  $R$  y  $E_{D_1}$ ,  $1-R$  y  $E_{D_2}$  se indican en la figura.

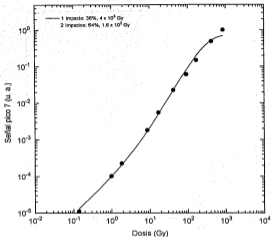


Fig. 4.3 Curva dosis-respuesta de la señal del pico 7 de TLD-100 irradiados con rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ . La señal fue normalizada respecto de su valor de saturación. La línea corresponde al ajuste de dos componentes del modelo de Katz, (de un impacto y de 2 impactos), con parámetros indicados.

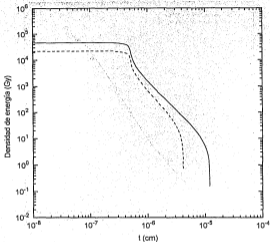


Fig. 4.4 Densidad de energía radial depositada en LiF por los electrones secundarios en un cilindro corto de radio  $a_0 = 5 \times 10^{-7}$  cm, por partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV (línea sólida) y protones de 0.7 MeV (línea punteada).

## Supralinealidad

En este capítulo se presentan las medidas experimentales de la función de respuesta  $f(D)$  obtenidas para la señal TL total y los picos 5 a 8 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$ , rayos X y partículas  $\alpha$ ; y para la señal TL total y los picos 5 a 9 para la irradiación con protones. Se presentan los Modelos de Interacción de Trazas (TIM y UNIM) para partículas cargadas pesadas y cálculos de  $f(D)$  para partículas  $\alpha$  y protones a diferentes energías. Se comparan predicciones obtenidas con los modelos con las medidas experimentales obtenidas para partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV y protones de 0.7 MeV.

## 5.1 Resultados Experimentales

Para determinar de manera más precisa el comportamiento de la respuesta TL, se utiliza la función de respuesta  $f(D)$ , o factor de supralinealidad, definida por (Ho 84b):

$$f(D) = \frac{F(D)/D}{F(D_1)/D_1} \quad (5.1)$$

donde  $F(D)$  es la señal TL obtenida a una dosis  $D$  y  $F(D_1)$  es la señal TL obtenida a una dosis baja  $D_1$  para la cual  $F(D)$  es lineal. El valor de  $f(D) = dF(D)/dD / dF(D_1)/dD_1$  es la pendiente de la curva de dosis respuesta TL a una dosis  $D$  normalizada por la pendiente de la curva a una dosis  $D_1$ .

$$\text{Si } \begin{cases} f(D) = 1 & \text{la respuesta es lineal} \\ f(D) > 1 \text{ o } f(D) < 0 & \text{la respuesta es supralineal} \\ f(D) < 1 \text{ o } f(D) < 0 & \text{la respuesta es sublineal} \end{cases} \quad (5.2)$$

donde  $f'(D) = d^2F(D)/dD^2 / d^2F(D_1)/dD_1^2$ . Para partículas cargadas pesadas, en general se obtiene la función de respuesta,  $f(n)$ , en función de la fluencia.

En la figura 5.1 se muestra la función  $f(D)$  medida en este trabajo para la señal TL total y los picos 5 a 8 de la curva de brillo de los dosímetros TLD-100 irradiados con rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ ; ésta se obtuvo de los datos presentados en la fig. 3.2. Como se dijo en la sección 3.1, tanto la señal TL total como los picos 5, 6 y 8 tienen una respuesta lineal hasta aproximadamente 10 Gy y el 7, hasta aproximadamente 2 Gy. Todos tienen una región de respuesta supralineal. En el caso de la señal TL total y el pico 5 se observa respuesta sublineal a partir de 500 Gy aproximadamente.



La función  $f(D)$  de los dosímetros irradiados con rayos X de 35 kV<sub>p</sub> y obtenida de los datos en la fig. 3.4, para la señal TL total y los picos 5 a 8 de la curva de brillo se presenta en la figura 5.2. En todos los casos se tiene respuesta lineal-supralineal-sublineal.

En la figura 5.3 se presenta la función  $f(D)$  de TLD-100 expuestos a partículas  $\alpha$  obtenida para la señal TL total y los picos 5 a 8 de la curva de brillo (círculos). Como se indicó en la sección 3.3 y se mostró en la fig. 3.6, la señal TL total y los picos 6 a 8 tienen una respuesta lineal-supralineal-sublineal; aquí se observa que el pico 5 es ligeramente supralineal, teniendo un valor máximo de  $f(D)$  de 1.08 (Tabla 5.1). También se presentan en la figura 5.3 medidas experimentales para exposición de TLD-100 con partículas  $\alpha$  de 4 MeV (Mo 80) y 5 MeV (Ro 93) para comparación con los resultados experimentales obtenidos en este trabajo. Esto se discutirá en la sección 6.3.

La función  $f(D)$  de la señal TL total y los picos 5 a 9 de la curva de brillo de TLD-100, obtenida para la irradiación con protones de 0.7 MeV a partir de los datos presentados en la fig. 3.9, se muestra en la figura 5.4; en este caso se incluye el pico 9 ya que tiene una región de respuesta lineal. Se observa que la respuesta de la señal TL total y los picos 5, 6, 7, 8 y 9 es lineal-supralineal-sublineal.

El factor de supralinealidad máximo obtenido en este trabajo para la señal TL total y los picos 5 a 8 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$ , rayos X, partículas  $\alpha$  y protones se presenta en la Tabla 5.1. Para protones también se da el correspondiente al pico 9 ya que en este caso sí se observa una región de respuesta lineal que permite calcular  $f(D)$  sin ambigüedad. Las incertidumbres en los valores corresponden a una desviación estándar.

Tabla 5. 1 Factor de supralinealidad máximo (experimental).

	$f(D)_{max}$			
	Rayos $\gamma$ <sup>60</sup> Co	Rayos X 35 kV <sub>p</sub>	Partículas $\alpha$ 5.3 MeV	Protones 0.7 MeV
Señal TL total	3.7 ± 0.4	2.1 ± 0.1	1.6 ± 0.1	2.1 ± 0.2
Pico 5	3.1 ± 0.3	1.7 ± 0.1	1.08 ± 0.04	1.2 ± 0.2
Pico 6	13.8 ± 0.9	6.4 ± 0.7	1.58 ± 0.02	2.3 ± 0.5
Pico 7	9.9 ± 0.8	3.3 ± 0.3	1.37 ± 0.09	1.9 ± 0.4
Pico 8	11.0 ± 0.9	7.6 ± 0.8	3.4 ± 0.1	5.2 ± 0.9
Pico 9				6.6 ± 1.1

## 5.2 Interpretación de la supralinealidad según los Modelos de Interacción de Trazas

Para explicar la respuesta lineal-supralineal de los TLD-100, así como la dependencia de la supralinealidad con la densidad de ionización, Claffy et al. (Cl 68) y F. H. Attix (At 75) propusieron un modelo de interacción de trazas (TIM) que se aplica tanto a radiación  $\gamma$  como a radiación altamente ionizante. Basado en estos trabajos, Y. S. Horowitz formuló analíticamente el TIM para el caso de exposición con partículas cargadas pesadas que depositan su energía en trazas rectas y paralelas (Mo 88, Mo 89, Ho 90a, Ho 90c, Ro 93). Recientemente Horowitz y sus colaboradores (Ho 96a, Ho 96b) modificaron el modelo para su aplicación en estudios de supralinealidad inducida tanto por partículas cargadas pesadas como por radiación electromagnética, proponiendo el Modelo de Interacción de Trazas Unificado (UNIM).

En ambos modelos se postula que los electrones y agujeros, liberados por una partícula altamente ionizante durante la irradiación de un material termoluminiscente, son atrapados cerca de la trayectoria del ion y que algunos de ellos activan centros que sirven como trampas TL y centros de recombinación. Las regiones no irradiadas que quedan entre las trazas de las partículas contienen centros no radiativos que pueden capturar portadores de carga sin producir luminiscencia los cuales compiten con los centros luminiscentes creados en la cercanía de la trayectoria de la partícula. La supralinealidad se debe a la interrelación entre las trampas ocupadas por los portadores de carga dentro de la traza del ion durante la irradiación y los centros luminiscentes, localizados en trazas de iones vecinos, que puedan alcanzar durante la etapa de calentamiento del dosímetro.

Si el material es expuesto a bajas dosis (bajas fluencias), las distancias entre las trazas de las partículas incidentes son lo bastante grandes como para que, durante la etapa de calentamiento del dosímetro, la recombinación se realice sólo entre portadores de carga y centros luminiscentes producidos dentro de una misma traza, es decir, por una misma partícula. En este caso la respuesta del dosímetro es lineal ya que la señal TL es proporcional al número de trazas. Los portadores de carga que salen de la traza de la partícula, son atrapados por los centros competidores antes de llegar a otra traza.

Al aumentar la dosis, las distancias entre trazas son menores y, durante el calentamiento del dosímetro, puede haber recombinación entre portadores de carga y centros luminiscentes producidos en dos trazas diferentes, en este caso la respuesta TL es supralineal.

Un modelo que describe la respuesta TL de los TLD-100 en función de la dosis debe ser capaz de predecir las evidencias experimentales, que son:

1. La curva dosis-respuesta TL puede ser lineal-supralineal;
2. La supralinealidad depende de la densidad de ionización, teniéndose que disminuye al aumentar la densidad de ionización;
3. El factor de supralinealidad máximo  $f(D)_{\text{máx}}$  crece al aumentar la temperatura del pico de la curva de brillo.

La supralinealidad depende de la geometría de irradiación, siendo mayor cuando el haz no es paralelo (Ró 93).

## 5.2.1 Modelo de Interacción de Trazas (TIM)

### 5.2.1.1 Formulación matemática

La formulación matemática de este modelo (Ho 90b, Ho 90c) es válida cuando la irradiación se hace con partículas cargadas pesadas, cuyas trazas son aproximadamente rectas, y el haz incide perpendicularmente en el material irradiado, es decir, las trazas son paralelas. En la figura 5.5 se muestran (Mo 86) dos trazas vecinas, de radio  $r_0$ , separadas por una distancia  $R$ , mucho mayor que  $2r_0$ . TC y LC representan trampas y centros de recombinación termoluminiscentes, respectivamente; los que han sido activados al capturar portadores de carga están denotados por TC\* y LC\*, y X son centros no identificados que compiten con los anteriores. El valor de  $r_0$  corresponde a un radio de la traza al interior del cual se deposita "la mayor parte" de la dosis, y está relacionado con la energía transferida por la partícula incidente a los electrones secundarios. En la literatura se han usado valores de  $r_0$  que incluyen ~90-98% de la dosis.

La probabilidad de que un portador de carga emigre de una traza a su vecina más cercana es:

$$g(r_0, R) e^{-\alpha R} = \frac{2r_0}{R} e^{-\alpha R} \quad (5.3)$$

donde  $g(r_0, R)$  es un factor geométrico relacionado con el ángulo sólido bidimensional entre las dos trazas,  $\alpha$  es el inverso de la trayectoria libre media  $\lambda$  de los portadores de carga liberados durante el calentamiento del cristal, y  $e^{-\alpha R}$  es la probabilidad de que los portadores de carga no sean capturados por los centros no radiativos que compiten, TC y X.

El aumento en la señal TL debido a la interacción inter-trazas está dado por:

$$N(n) = 1 + \int_0^{\infty} g(r_0, R) e^{-\alpha R} \sum_i P_i(n, R) dR \quad (5.4)$$

donde el 1 representa la señal TL debida a una sola traza (respuesta lineal) y  $P_i(n, R)$  es la función de distribución de probabilidad del  $i$ -ésimo vecino más cercano. Se consideran contribuciones de

hasta el tercer vecino y la contribución a la supralinealidad a partir del cuarto vecino se supone despreciable. El límite inferior de integración se toma como  $r_0$  para distinguir entre interacciones de largo alcance entre las trazas (descritas adecuadamente por las funciones de distribución de probabilidad de los vecinos más cercanos y el factor de ángulo sólido) y las interacciones de corto alcance entre las trazas donde las dos trazas se superponen.

La probabilidad de que el primer vecino esté a una distancia entre  $R$  y  $R+dR$  de la trayectoria del ion es:

$$P_1(R) dR = {}^{n-1}C \frac{2\pi R dR}{A_0} \left[ 1 - \frac{\pi R^2}{A_0} \right]^{n-2} \quad (5.5)$$

donde  $n$  es la fluencia de partículas ( $\text{cm}^{-2}$ ) que incide en una superficie de área  $A_0 = 1 \text{ cm}^2$ ,  ${}^{n-1}C$  es el número de maneras en que se puede escoger una traza de  $n-1$ , y  $2\pi R dR/A_0$  y  $1 - \pi R^2/A_0$  son las probabilidades de que una partícula caiga entre y fuera de  $R$  y  $R+dR$ , respectivamente.

La probabilidad del segundo vecino es:

$$P_2(R') dR' = {}^{n-2}C \frac{\pi R'^2}{A_0} \frac{2\pi R' dR'}{A_0} \left[ 1 - \frac{\pi R'^2}{A_0} \right]^{n-3} \quad (5.6)$$

donde  ${}^{n-2}C$  es el número de maneras en que se pueden escoger dos trazas entre  $n-2$ ,  $R'$  es la distancia entre las trayectorias y  $\pi R'^2/A_0$ ,  $2\pi R' dR'/A_0$  y  $1 - \pi R'^2/A_0$  son las probabilidades de que el primer vecino caiga dentro de  $\pi R'^2$ , el segundo entre y las demás fuera de  $R'$  y  $R'+dR'$ , respectivamente.

La probabilidad del tercer vecino es:

$$P_3(R'') dR'' = \frac{{}^{n-3}C}{2} \left[ \frac{\pi R''^2}{A_0} \right]^2 \frac{2\pi R'' dR''}{A_0} \left[ 1 - \frac{\pi R''^2}{A_0} \right]^{n-4} \quad (5.7)$$

donde  ${}^{n-3}C$  es el número de maneras en que se pueden escoger 3 trazas de  $n-3$ ,  $R''$  es la distancia entre las trayectorias y  $\pi R''^2/A_0$ ,  $2\pi R'' dR''/A_0$  y  $1 - \pi R''^2/A_0$  son las probabilidades de que el primer y el segundo vecino caigan dentro de  $\pi R''^2$ , el tercero entre y las demás fuera de  $R''$  y  $R''+dR''$ , respectivamente. La división entre 2 se debe a la permutación entre el primer y el segundo vecino.

Usando la condición de normalización de las distribuciones de probabilidad:

$$\int_0^\infty P_i(R_i) dR_i = 1 \quad (5.8)$$

ya que  $n-4 = n-3 = n-2 = n-1 = n$  y  $(1-p)^n = e^{-np}$  para  $n \gg 1$ , entonces

$$P_1(R) dR = 2\pi nR e^{-\alpha R^2} dR$$

$$P_2(R) dR = 2\pi^2 n^2 R^3 e^{-\alpha R^2} dR \quad (5.9)$$

$$P_3(R) dR = \pi^2 n^2 R^{-5} e^{-\alpha R^2} dR$$

Sustituyendo (5.3) y (5.9) en (5.4) e integrando se obtiene:

$$f(n) = 1 + \left[ \pi^2 n^2 r_0^4 - \frac{\pi n \alpha r_0^3}{2} + \left( \frac{\alpha^2}{4} + \frac{7\pi n}{2} \right) r_0^2 - \left( \frac{\alpha^3}{8\pi n} + \frac{9\alpha}{4} \right) r_0 \right] \exp\left[ -(\pi n r_0^2 + \alpha r_0) \right] + \left[ \frac{\alpha^4}{16\pi\sqrt{n^2}} + \frac{9\alpha^2}{4n\sqrt{n}} + \frac{15\pi\sqrt{n}}{4} \right] r_0 \exp\left( \frac{\alpha^2}{4\pi n} \right) \text{fcer}\left[ \sqrt{\pi n} r_0 + \frac{\alpha}{2\sqrt{\pi n}} \right] \quad (5.10)$$

donde la función fcer(X) es la función complementaria de error, definida por (Sp 91):

$$\text{fcer}(X) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_X^\infty \exp(-u^2) du = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( X - \frac{X^3}{3 \cdot 1!} + \frac{X^5}{5 \cdot 2!} - \frac{X^7}{7 \cdot 3!} + \dots \right)$$

Este modelo únicamente predice supralinealidad e ignora los efectos de saturación a fluencias altas ya que, en la formulación matemática no se incluye superposición de las trazas. La expresión (5.10) es válida hasta fluencias entre  $10^{10}$  y  $10^{17}$  partículas/cm<sup>2</sup> aproximadamente, dependiendo de la energía de la partícula incidente, debido a que a fluencias mayores la superposición de las trazas que conduce a una rápida saturación (sublinealidad) empieza a dominar la respuesta TL. La función f(n) se identifica con f(D), que es la manera tradicional de obtener la supralinealidad de acuerdo a (5.1).

La supralinealidad, que depende del radio  $r_0$  de la traza de la partícula cargada y de la trayectoria libre media  $\lambda$  de los portadores de carga, es una función creciente de la energía de la partícula cargada pues  $r_0$  es una función creciente de la energía.  $\lambda$  puede depender de la temperatura, es decir, ser diferente para cada pico de la curva de brillo del TLD-100.

El modelo predice que:

1. Al aumentar la energía de la partícula cargada incidente la supralinealidad empieza a manifestarse a menores fluencias.
2. A mayor temperatura de los picos de la curva de brillo, y para todo lo demás constante, la supralinealidad es mayor.

En la figura 5.6 se muestran cálculos de  $f(D)$  usando la ecuación (5.10) para los picos 5 y 6 de la curva de brío de TLD-100; se usaron valores de  $\lambda$  iguales a 150 y 3000 Å, respectivamente. Estos dos valores fueron los óptimos determinados por Horowitz a partir de estudios con partículas alfa de 4 MeV (Ho 90c). Usando el valor de  $r_0 = 200$  Å para partículas  $\alpha$  de 4 MeV, también usado por Horowitz previamente (Ho 90c), se obtuvo el valor para otras energías de partículas  $\alpha$  y para protones usando la siguiente relación empírica para el radio de la traza en LiF (Mo 80):

$$r_0 = 800 E^{1.27} \quad (5.11)$$

donde  $r_0$  está dado en Å y  $E$  es la energía del ion incidente en MeV/nucleón. El valor de  $r_0$  depende únicamente de la energía por nucleón de la partícula incidente. Cabe hacer notar que en este modelo teórico no entra el valor del LET.

En la figura 5.6 a) se presentan los cálculos para partículas  $\alpha$  y para protones se muestran en la figura 5.6 b). Las energías, el LET en LiF (Bi 89) y los valores de  $r_0$ , asociados usando el hecho de que  $r_0$  es proporcional a  $E^{1.27}$  de acuerdo a la relación (5.11), se presentan en la Tabla 5.2.

Tabla 5.2 Valores de  $r_0$  usados en los cálculos de TIM en la figura 5.6. Se incluyen los valores de LET como referencia.

	Energía (MeV)	$r_0$ (Å)	LET (MeV/(mg/cm <sup>2</sup> ))
Partículas $\alpha$	5.3	330	0.68
	4.0	200	0.82
	2.8	106	1.02
	1.8	40	1.35
Protones	2	680	0.13
	1	200	0.21
	0.7	106	0.26
	0.4	40	0.36

Cuando la partícula incidente tiene mayor energía para ambos picos la supralinealidad aumenta (debido a que aumenta el ángulo sólido), empieza a manifestarse y tiene valor máximo a menor fluencia. Esto último se debe a que, de acuerdo al TIM, el valor de  $r_0$  aumenta con la energía y de este modo los portadores de carga deben transitar una distancia menor para llegar a las trazas vecinas. El hecho de que la supralinealidad aumenta con la energía se puede ver por ejemplo, para el pico 8, a una fluencia de  $10^{18}$   $\alpha/\text{cm}^2$  el factor de supralinealidad es de 1.38, 1.92, 2.51 y 3.01 para energías iguales a 1.8, 2.8, 4.0 y 5.3 MeV, respectivamente. Además, la supralinealidad aumenta al aumentar la temperatura del pico debido al aumento en  $\lambda$ . Al considerar cada uno de

los dos tipos de partícula estudiados por separado, la supralinealidad disminuye al aumentar el LET de la partícula incidente, esto es, su densidad de ionización. Los valores en la tabla 5.2 muestran una de las características del TIM: el único parámetro de la partícula incidente del que depende la función  $f(D)$  es su energía por nucleón, a través de  $r_0$ , independiente del valor del LET. Más adelante se demostrará que este resultado es inconsistente con las observaciones experimentales.

#### 5.2.1.2 Ajuste del TIM a las medidas experimentales

En las figuras 5.7 y 5.8 se presentan las medidas experimentales, obtenidas para la exposición de los TLD-100 con protones (picos 5 a 9) y partículas  $\alpha$  (picos 5 a 8), y cálculos de  $f(D)$  obtenidos con la ecuación (5.10) para diferentes valores de  $r_0$  seleccionados en base a trabajos previos publicados para irradiación con partículas alfa de 4 MeV. Para el pico 5 se muestran cálculos con valores de  $\lambda$  iguales a 100 y 200 Å, para los picos 6 y 7 de 250 y 500 Å, para el 8 de  $3 \times 10^3$  y  $1 \times 10^4$  Å y para el 9 de  $1 \times 10^4$  y  $1 \times 10^6$  Å. Nótese que, en los cálculos para protones, para valores de  $\lambda$  mayores a  $3 \times 10^3$  Å,  $f(D)$  cambia poco al aumentar  $\lambda$ . Por ejemplo, para una fluencia de  $2 \times 10^{11}$   $\text{prcm}^2$ , a la cual  $f(D)$  es máxima, la diferencia entre los cálculos para  $3 \times 10^3$  y  $1 \times 10^6$  Å es del 4%. Los valores de la trayectoria libre media usados en los cálculos de la función de respuesta se obtuvieron a partir de una exploración discreta con diferentes valores de  $\lambda$ ; en las figuras 5.7 y 5.8 se presentan los cálculos realizados con los valores representativos de cada pico.

En la figura 5.7 se muestran predicciones del modelo para radios de la traza de 36 Å (protones) y 111 Å (partículas alfa). Estos valores se obtuvieron a partir de que  $r_0$  es proporcional a  $E^{1.77}$  usando  $r_0 = 100$  Å para alfas de 5 MeV<sup>1</sup> (Ho 90b, Ro 93). En ambos casos, el modelo predice una función de respuesta  $f(D)$  menor que la obtenida experimentalmente para todos los picos de la curva de brillo estudiados. Para irradiación con partículas  $\alpha$ , predice un aumento en la supralinealidad a fluencias para las que se observa saturación en las medidas experimentales. Dada la geometría de irradiación con partículas  $\alpha$ , se tiene que el haz no es paralelo, por lo que se espera que la supralinealidad en la respuesta medida en este caso sea sistemáticamente mayor que la predicha por el modelo.

Dado que la  $f(D)$  obtenida con el TIM para los picos 8 y 9 de TLD-100 irradiados con protones es menor al 50% de la obtenida experimentalmente, se hicieron cálculos usando  $r_0$  igual a 106 y 330 Å para protones y partículas  $\alpha$ , respectivamente. Estos valores de  $r_0$  son los correspondientes, a

<sup>1</sup> En las referencias Ho 90b y Ro 93 la energía fue de 5 MeV y no como apareció publicado. Se trata de un error tipográfico, según comunicación personal del autor.

las energías de exposición con protones (0.7 MeV) y partículas  $\alpha$  (5.3 MeV), relacionados con 200 Å para partículas  $\alpha$  de 4 MeV (Ho 90c). Este valor de  $r_0$  corresponde al radio en el cual se deposita el 98% de la energía y también ha sido usado en publicaciones anteriores (Mo 88). Los resultados se muestran en la figura 5.8. Se tiene que, tanto para la exposición con protones como para partículas  $\alpha$ , las medidas experimentales están entre las predicciones del TIM para los picos 5 a 7 en la región supralineal para los valores de la trayectoria libre media de los portadores de carga considerados. En este caso, la predicción del modelo para la respuesta a protones de los picos 8 y 9 sigue siendo menor que la obtenida experimentalmente. Además, para la respuesta del pico 8 obtenida para partículas  $\alpha$  se predice una mayor supralinealidad que la obtenida experimentalmente.

Comparando las figuras 5.7 y 5.8 se tiene que, en cuanto a la descripción de la fluencia a la que empieza a observarse supralinealidad, aproximadamente  $1 \times 10^8$  y  $3 \times 10^8$  partículas/cm<sup>2</sup> para partículas  $\alpha$  y protones respectivamente, los resultados experimentales están descritos por las predicciones obtenidas usando  $r_0$  igual a 36 Å para protones y 111 Å para alfas. Los valores teóricos obtenidos con  $r_0$  igual a 106 y 330 Å para protones de 0.7 MeV y partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV respectivamente, figura 5.8, describen mejor la función  $f(D)$  en la región supralineal para protones y para los picos 5 a 7 de la curva de brillo para partículas  $\alpha$  que los obtenidos con  $r_0$  iguales a 36 y 111 Å (figura 5.7). Sin embargo, el hecho de que la función de respuesta predicha para partículas alfa sea mayor que la obtenida experimentalmente hace que el uso de aquéllos no sea adecuado ya que, como se dijo anteriormente, se espera que la función  $f(D)$  obtenida con el modelo sea menor que la medida experimentalmente dado que la exposición de los dosímetros no se llevó a cabo con haz paralelo.

## 5.2.2 Modelo de Interacción de Trazas Unificado (LNIM)

### 5.2.2.1 Formulación matemática

Este modelo es una extensión del TIM en la cual se introducen 2 nuevos parámetros libres para poder describir mejor la respuesta supralineal de los TLD-100 (Ho 96a, Ho 96b). Se presenta la formulación matemática del modelo para un haz paralelo de partículas cargadas pesadas. Las diferencias con el TIM son las siguientes:

1. Se introducen los parámetros

- $N_e$ , que es el número de electrones que sufren recombinación radiativa dentro de la traza de la partícula que los libera;
- $N_{e_0}$ , que es el número de electrones que se escapan de la traza del ion;



- $r_0$  es el radio efectivo de la traza de la partícula, es decir, la distancia a la trayectoria de la partícula incidente a partir de la cual el electrón tiene una probabilidad significativa de escapar a la región entre dos trazas; equivale al radio de la región saturada (núcleo) de la traza;
  - $r_s > r_0$  es el radio de densidad de ionización de la traza, (corresponde a  $r_0$  en TIM);
  - $r_0$  es el radio de la traza correspondiente a los agujeros producidos por la partícula.  $r_0 \geq r_s$  puede aumentar como función de la temperatura; esto es, a temperaturas elevadas los agujeros pueden ser liberados y atrapados en centros de recombinación que estén lejos de la traza.
2. El factor de ángulo sólido  $g(r_s, R_0)$  entre dos trazas cilíndricas vecinas es igual a  $2r_s/2\pi R_0$ .

Este modelo, al igual que el TIM, únicamente predice supralinealidad e ignora los efectos de saturación a fluencias altas.

La función  $f(n)$  está dada por:

$$f(n) = 1 + \frac{N_e}{N_w} \int_0^\infty g(r_s, R_0) e^{-nR} \sum_i P_i(n, R) dR \quad (5.12)$$

sustituyendo  $g(r_s, R)$  y (5.9) e integrando se tiene que:

$$f(n) = 1 + \frac{r_0 N_e}{r_s N_w} \left\{ \frac{1}{2\pi} \left[ \pi^2 n^2 r_0^2 - \frac{\pi n \alpha r_0^2}{2} + \left( \frac{\alpha^2}{4} + \frac{7\pi n}{2} \right) r_s \right. \right. \\ \left. \left. \left( \frac{\alpha^2}{8\pi n} + \frac{9\alpha}{4} \right) \right] r_s \exp \left[ -(\pi n r_0^2 + \alpha r_0) \right] \right. \\ \left. + \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{\alpha^4}{16\pi\sqrt{n}} + \frac{5\alpha^3}{4\pi\sqrt{n}} + \frac{15\pi\sqrt{n}}{4} \right] r_s \exp \left( \frac{\alpha^2}{4\pi n} \right) \operatorname{Erf} \left[ \sqrt{\pi n} r_0 + \frac{\alpha}{2\sqrt{\pi n}} \right] \right\} \quad (5.13)$$

En la expresión (5.13) se tienen al menos tres parámetros no restringidos,  $N_e/N_w$ ,  $r_0$  y  $\lambda=1/\alpha$ ;  $r_0$  y  $r_s$  son aproximadamente conocidos a partir de los parámetros físicos de la radiación incidente. Se define el parámetro adimensional  $\Omega = (r_s/r_0)(N_e/N_w)$  que no depende de la fluencia pero determina  $f(n)_{max}$ . La expresión entre corchetes, que depende de  $r_0$ ,  $r_s$  y  $\lambda$ , determina la forma de la curva de respuesta TL. Debido a que el parámetro  $\Omega$  es proporcional al cociente entre el número de electrones que se escapan de la traza y el número de electrones que sufren recombinación radiativa dentro de su propia traza, se puede esperar que su valor disminuya al aumentar la densidad de ionización, el LET, de las partículas incidentes.

- $r_e$  es el radio efectivo de la traza de la partícula, es decir, la distancia a la trayectoria de la partícula incidente a partir de la cual el electrón tiene una probabilidad significativa de escapar a la región entre dos trazas; equivale al radio de la región saturada (núcleo) de la traza;
  - $r_e > r_0$  es el radio de densidad de ionización de la traza, (corresponde a  $r_0$  en TIM);
  - $r_s$  es el radio de la traza correspondiente a los agujeros producidos por la partícula,  $r_s \geq r_e$ , puede aumentar como función de la temperatura; esto es, a temperaturas elevadas los agujeros pueden ser liberados y reatrapados en centros de recombinación que estén lejos de la traza.
2. El factor de ángulo sólido  $g(r_e, R)$  entre dos trazas cilíndricas vecinas es igual a  $2r_e/2\pi R$ .

Este modelo, al igual que el TIM, únicamente predice supralinealidad e ignora los efectos de saturación a fluencias altas.

La función  $f(n)$  está dada por:

$$f(n) = 1 + \frac{N_s}{N_w} \int_0^\infty g(r_e, R_i) e^{-\alpha R} \sum_i P_i(n, R) dR \quad (5.12)$$

sustituyendo  $g(r_e, R)$  y (5.9) e integrando se tiene que:

$$f(n) = 1 + \frac{r_s N_s}{r_e N_w} \left\{ \frac{1}{2\pi} \left[ \pi^2 n^2 r_0^2 - \frac{\pi n \alpha r_0^2}{2} + \left( \frac{\alpha^2}{4} + \frac{7\pi n}{2} \right) r_0 \right] r_0 \exp \left[ -\left( \pi n r_0^2 + \alpha r_0 \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{\alpha^4}{16\pi\sqrt{n^3}} + \frac{5\alpha^2}{4n\sqrt{n}} + \frac{15n\sqrt{n}}{4} \right] r_s \exp \left( \frac{\alpha^2}{4\pi n} \right) \text{ber} \left( \sqrt{4\pi n} r_0 + \frac{\alpha}{2\sqrt{4\pi n}} \right) \right\} \quad (5.13)$$

En la expresión (5.13) se tienen al menos tres parámetros no restringidos,  $N_s/N_w$ ,  $r_0$  y  $\lambda=1/\alpha$ ;  $r_0$  y  $r_s$  son aproximadamente conocidos a partir de los parámetros físicos de la radiación incidente. Se define el parámetro adimensional  $\Omega = (r_s r_0)(N_s/N_w)$  que no depende de la fluencia pero determina  $f(n)_{max}$ . La expresión entre corchetes, que depende de  $r_0$ ,  $r_s$  y  $\lambda$ , determina la forma de la curva de respuesta TL. Debido a que el parámetro  $\Omega$  es proporcional al cociente entre el número de electrones que se escapan de la traza y el número de electrones que sufre recombinación radiativa dentro de su propia traza, se puede esperar que su valor disminuya al aumentar la densidad de ionización, el LET, de las partículas incidentes.

### 5.2.2.2 Ajuste del UNIM a las medidas experimentales

En base a los resultados obtenidos usando el TIM se utilizaron valores de  $r_0$  iguales a 38 y 111 Å para los protones y partículas  $\alpha$ , respectivamente. Se hicieron cálculos variando los valores de  $r_0$  y  $\Omega$ , y la mejor descripción de las medidas experimentales se obtuvo para  $r_0=20$  Å y  $\Omega=20$  para protones y  $r_0=60$  Å y  $\Omega=8$  para partículas  $\alpha$ . Los valores de la trayectoria libre media  $\lambda$  de los portadores de carga liberados fueron 100, 250 y 250 Å para los picos 5, 6 y 7 respectivamente,  $1 \times 10^3$  y  $3 \times 10^3$  Å para el pico 8 y  $3 \times 10^3$  y  $5 \times 10^3$  Å para el pico 9. Estos valores de  $\lambda$  son los representativos de cada pico y se determinaron a partir de cálculos de  $f(D)$ , para cada pico, para una serie de valores de  $\lambda$ . Obsérvese que aumentar el valor de  $\lambda$  más de  $3 \times 10^3$  Å no conduce a un aumento apreciable en la función  $f(\eta)$ . En la figura 5.9 se presentan las medidas experimentales y las predicciones obtenidas con la ecuación 5.13 usando los parámetros anteriores. El cociente de los valores de  $\Omega$  usados ( $20/8 = 2.5$ ) es del orden del inverso del cociente de la transferencia lineal de energía de protones de 0.7 MeV y partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV ( $688/258 = 2.7$ ). Aumentar los valores de  $r_0$  y/o de  $\Omega$  conduce a un aumento en la supralinealidad en todo el intervalo de fluencias, teniéndose un peor ajuste a bajas fluencias para protones y en todo el intervalo de fluencias para partículas  $\alpha$  que el mostrado en la figura 5.9. Si  $\Omega < 20$  para protones se obtiene un mejor ajuste a bajas fluencias, es decir, en la región en donde empieza a observarse supralinealidad; sin embargo a altas fluencias se predice una supralinealidad menor a la obtenida experimentalmente.

En general las predicciones de  $f(D)$  de ninguno de estos dos modelos describen la globalidad de las medidas experimentales.

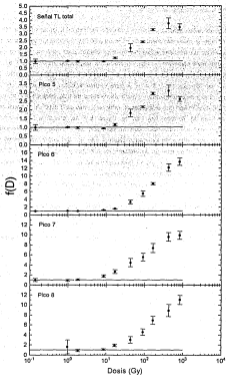


Fig 5.1 Función de respuesta  $f(D)$  de la señal TL total y los picos 5, 6, 7 y 8 de TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$  como función de la dosis en LiF.

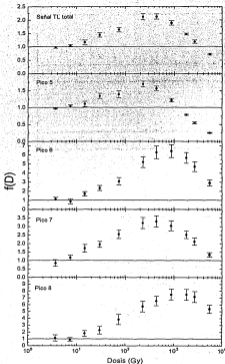


Fig. 5.2 Función de respuesta  $f(D)$  de la señal TL total y los picos 5, 6, 7 y 8 de dosímetros TLD-100 irradiados con rayos X de 35 kV<sub>p</sub>, como función de la dosis en LiF.

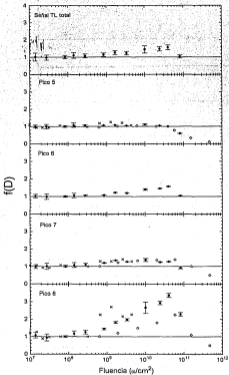


Fig. 5.3 Función de respuesta  $f(D)$  de la señal TL total y los picos 5, 6, 7 y 8 de TLD-100 irradiados con partículas  $\alpha$ .

- 5.3 MeV, este trabajo, o 4 MeV (Mo 80) y x 5 MeV (Ro 83).

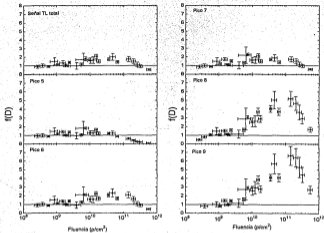


Fig. 5.4 Función de respuesta  $f(D)$  de la señal TL total y los picos 5, 6, 7, 8 y 9 de TLD-100 expuestos a protones de 0.7 MeV.

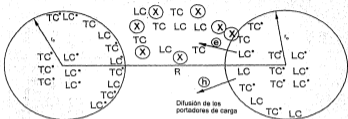


Fig. 5.5 Representación esquemática de los elementos del Modelo de Interacción de Trazas que incorpora la migración de los portadores de carga entre trazas vecinas. TC y LC son trampas y centros luminiscentes, respectivamente, y TC\* y LC\* son trampas y centros luminiscentes que han sido activados al capturar portadores de carga. X representan centros competidores no identificados que se encuentran en la región no irradiada entre trazas.



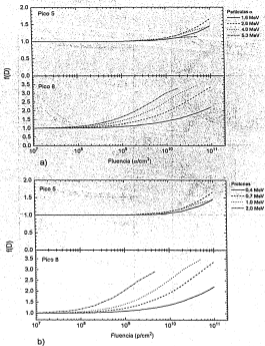


Fig. 5.6 Cálculos de  $f(D)$  para TLD-100 usando la relación (5.10) del Modelo de Interacción de Trazas. a) Partículas  $\alpha$  de 1.6, 2.8, 4 y 5.3 MeV, b) Protones de 0.4, 0.7, 1 y 2 MeV. Los valores de los parámetros  $r_0$  y  $\lambda$  se listan en la tabla 5.2.

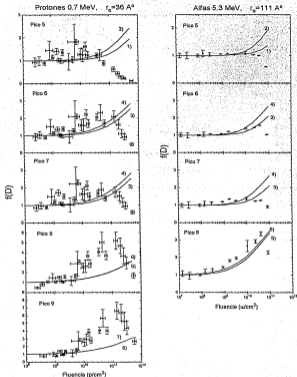


Fig. 5.7 Curvas de respuesta  $f(D)$  para los picos 5 a 9 de TLD-100 expuestos a protones de 0.7 MeV y los picos 5 a 8 para irradiación con partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV. Las líneas son predicciones usando el TIM con  $r_0 = 36$  y  $111 \text{ A}^2$  para protones y partículas  $\alpha$ , respectivamente;  $\lambda$ , que es el único parámetro libre tiene los valores 1)  $100 \text{ A}^2$ , 2)  $200 \text{ A}^2$ , 3)  $250 \text{ A}^2$ , 4)  $500 \text{ A}^2$ , 5)  $3 \times 10^3 \text{ A}^2$ , 6)  $1 \times 10^4 \text{ A}^2$  y 7)  $1 \times 10^5 \text{ A}^2$ .

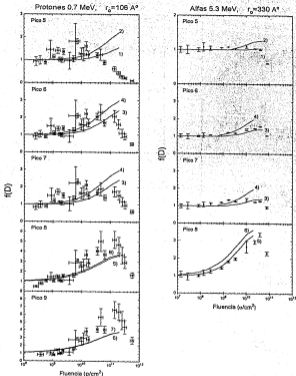


Fig. 5.8 Curvas de respuesta  $f(D)$  para los picos 5 a 9 de TLD-100 expuestos a protones de 0.7 MeV y los picos 5 a 8 para partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV. Las líneas corresponden a predicciones obtenidas con el TIM para  $r_0 = 106$  y  $330 \text{ \AA}^2$  para protones y partículas  $\alpha$ , respectivamente. Los valores de  $\lambda$  son: 1)  $100 \text{ \AA}^2$ , 2)  $200 \text{ \AA}^2$ , 3)  $250 \text{ \AA}^2$ , 4)  $500 \text{ \AA}^2$ , 5)  $3 \times 10^3 \text{ \AA}^2$ , 6)  $1 \times 10^4 \text{ \AA}^2$  y 7)  $1 \times 10^6 \text{ \AA}^2$ .

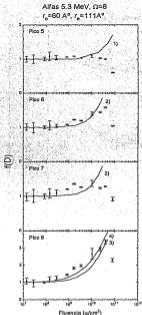
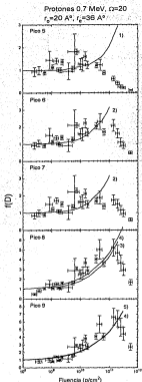


Fig. 5.9 Curvas de respuesta  $f(D)$  de los picos 5 a 9 de TLD-100 irradiados con protones y 5 a 8 para irradiación con partículas  $\alpha$ . Las líneas son predicciones usando el UNIM con  $r_e$ ,  $r_a$  y  $\Omega$  iguales a  $20 \text{ \AA}^2$ ,  $36 \text{ \AA}^2$  y  $20$ , y  $60 \text{ \AA}^2$ ,  $111 \text{ \AA}^2$  y  $8$  para protones y partículas  $\alpha$ , respectivamente.  $\lambda$  tiene los valores: 1)  $100 \text{ \AA}^2$ , 2)  $250 \text{ \AA}^2$ , 3)  $1 \times 10^3 \text{ \AA}^2$ , 4)  $3 \times 10^3 \text{ \AA}^2$  y 5)  $5 \times 10^3 \text{ \AA}^2$ .

## CAPITULO 6

### Discusión de los resultados

Como se dijo en la introducción, la respuesta de los materiales TL, en particular de  $\text{LiF:Mg,Ti}$ , depende tanto de los tratamientos térmicos a los que son sometidos los dosímetros antes de la irradiación como de las condiciones de lectura de los mismos, tales como la tasa de calentamiento usada durante la lectura de los dosímetros y del intervalo de integración de la señal TL emitida. En la realización de este trabajo, todas las medidas de la señal TL fueron obtenidas bajo las mismas condiciones de preparación y lectura de los dosímetros, por lo que se tiene un conjunto de medidas autoconsistente.

#### 6.1 Medidas experimentales de la eficiencia relativa

Dado que la energía efectiva del haz de rayos X de 35 kVp utilizado en este trabajo es de aproximadamente 9 keV (sección 2.3.2), aquí se comparan las medidas de eficiencia relativa obtenidas con las encontradas en la literatura para rayos X con energía del mismo orden de magnitud. Todas las eficiencias se obtuvieron respecto de rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$  y los valores dados corresponden a dosis depositada en LiF. Tochilin et al. (To 66) obtuvieron para exposición de TLD-100 en polvo a rayos X de 8, 9 y 11.9 keV eficiencias relativas de  $0.88 \pm 0.04$ ,  $0.92 \pm 0.05$  y  $0.99 \pm 0.04$  respectivamente, usando como respuesta TL la altura máxima del pico 5 de la curva de brillo. Los rayos X de 8, 9 y 11.9 keV son rayos X de fluorescencia obtenidos irradiando blancos de Cu (8 y 9 keV) y Br y usando filtros de Ni, Al y Se, respectivamente. Para TLD-100 homoeados en aire a 400 °C durante una hora, expuestos a 1 Gy de rayos X monoenergéticos de 10 keV (radiación de sincrotrón) y leídos a una tasa de calentamiento de 2 °C/s Nariyama et al. (Na 83) midieron eficiencias de  $0.99 \pm 0.05$ ,  $0.95 \pm 0.10$  y  $1.4 \pm 0.3$  para la señal TL total, el área de los picos de baja temperatura (3 a 5) y el área de los picos de alta temperatura (8 a 9), respectivamente. En un estudio de la dependencia de la respuesta de TLD-700, señal TL total, con la energía del fotón incidente se midió una eficiencia de  $0.81 \pm 0.02$  para rayos X de 11.7 keV (Cl 94).

El valor de la eficiencia relativa medida en este trabajo para la señal TL total es  $1.04 \pm 0.08$ , consistente con las medidas reportadas previamente. Para los picos 5 y 7 las eficiencias relativas medidas son  $0.97 \pm 0.06$  y  $3.2 \pm 0.7$ , respectivamente, no encontrándose reportes anteriores para la misma cantidad.

Respecto de las medidas de eficiencia TL para partículas cargadas pesadas, la figura 6.1 muestra una recopilación, realizada por Horowitz (Ho 84b) de las medidas de eficiencia relativa para la señal TL total (figura 6.1 a)) y el pico 5 (figura 6.1 b)) de LiF:Mg,Ti (TLD-100, -600 o -700) expuestos a partículas altamente ionizantes; en ella hemos agregado las medidas realizadas en este trabajo para TLD-100 expuestos a partículas de 5.3 MeV y protones de 0.7 MeV, que tienen un LET promedio de alrededor de 1000 y 375 MeV/(g/cm<sup>2</sup>), respectivamente. También se han incluido medidas recientemente publicadas de la eficiencia relativa del pico 5, tomando como respuesta TL la altura del pico, de TLD-600 y -700 expuestos a protones con energías entre 2.69 y 8.36 MeV (LET promedio entre 210 y 115 MeV/(g/cm<sup>2</sup>)) (Sc 90). Se tiene que las medidas realizadas en este trabajo son consistentes con medidas independientes a energías similares. La tendencia general, de que existe menor eficiencia para LET mayores, es observada en nuestros datos para protones y partículas alfa.

## 6.2 Discusión de las Teorías de Estructura de Trazas respecto de nuestros resultados

### 6.2.1 Teoría de Estructura de Trazas

En la figura 6.2 se presentan cálculos de la eficiencia relativa, respecto de <sup>60</sup>Co, en función del LET en agua realizados por M. P. R. Waligónski y R. Katz (Wa 80a) para irradiación de TLD-700 con haces de H, He, C, O y Ne. Para el pico 5 se muestran resultados para  $a_0 = 50, 100$  y  $150 \text{ \AA}$  y las eficiencias fueron calculadas a una dosis  $D_0 = 0.1 \text{ Gy}$ . Para el pico 5,  $a_0 = 400 \text{ \AA}$  y  $D_0 = 10 \text{ Gy}$ .

Las cruces en la figura 6.2 corresponden a cálculos para el pico 5 realizados con el programa de cómputo utilizado en este trabajo para H y He. Los cálculos se hicieron para agua y con los valores de la dosis característica y de contribución R de cada una de las componentes de la respuesta del dosímetro usados en la referencia (Wa 80a) y para  $a_0 = 100 \text{ \AA}$ . Los valores obtenidos en este trabajo son sistemáticamente menores que los reportados, las diferencias varían entre el 14 y 20%. La discrepancia entre los dos cálculos puede deberse al uso de una relación diferente para el cálculo de la densidad de dosis radial para valores de la distancia radial menores (ecuación 4.15) y mayores (ecuación 4.14) al tamaño del volumen sensible y a los valores de LET utilizados. En la figura 6.2 se indica el pico de Bragg a valores de LET de 770 y 2240 MeV/cm, aproximadamente, para iones de H y He, respectivamente. Los valores de LET utilizados en este trabajo (Bl 89) para el pico de Bragg son 855 y 2482 MeV para protones y alfas, respectivamente. La diferencia en los valores es de aproximadamente 10%. Si en el cálculo se usan valores de LET 10% menores, los valores de la eficiencia aumentan alrededor de un 10%. Esta diferencia entre los cálculos es irrelevante en la discusión posterior.

En la Tabla 6.1 se presenta un resumen de las medidas experimentales y los cálculos obtenidos a partir de los modelos teóricos (TST y TSTM). No se presentan los cálculos usando la TST para el ajuste de la curva de respuesta a rayos y para la señal TL total con  $R=0.075$  (ver Tabla 4.3); como se dijo en el capítulo 4, los valores de la eficiencia relativa obtenidos con esta parametrización son aproximadamente un 5 % mayores a los presentados para  $R=0.36$ .

Cuando el cálculo se realiza para un segmento de traza (valores teóricos entre paréntesis en la Tabla 6.1), es decir, calculando la sección de activación para la energía inicial del ion incidente (ecuación 4.9), hay una gran discrepancia con las medidas experimentales, teniéndose que las eficiencias calculadas son entre 2.3 y 4.7 veces mayores que las medidas para partículas  $\alpha$ , y entre 1.2 y 2.7 para protones. La mayor diferencia se obtiene para el pico 5 y la menor para el pico 7; en todos los casos aumenta al aumentar el tamaño del volumen sensible  $a_0$ . Esta práctica ha sido usada, incorrectamente, en algunos trabajos publicados.

Un mejor acuerdo se obtiene cuando el cálculo se hace integrando la sección de activación (ecuación 4.10), lo cual es correcto ya que los iones se detienen en el dosímetro. En este caso las eficiencias calculadas siempre son mayores que las experimentales para partículas  $\alpha$  y menores para protones; en todos los casos el valor calculado aumenta con el tamaño del volumen sensible.

El mejor ajuste para partículas  $\alpha$  se obtiene para  $a_0 = 50 \text{ \AA}$  encontrándose que las eficiencias calculadas son 28%, 73% y 2.5% mayores que las experimentales para la señal TL total, el pico 5 y el pico 7, respectivamente. Con un valor de  $a_0$  menor se obtendría un mejor ajuste a las medidas experimentales de donde se podría concluir que, para partículas  $\alpha$ ,  $a_0 < 50 \text{ \AA}$ . El valor  $a_0 = 150 \text{ \AA}$  da el mejor ajuste para protones, en este caso las diferencias son de 3%, 9% y 26% para la señal TL total, el pico 5 y el pico 7, respectivamente.

Dado que el tamaño del volumen sensible es una característica del dosímetro, éste debe ser el mismo, al menos para cada pico de la curva de brillo, independientemente del tipo de partícula al que sea expuesto, lo que implica que no es posible con este modelo reproducir las eficiencias medidas experimentalmente.

En la figura 6.2 también se han incluido las medidas experimentales de eficiencia obtenidas en este trabajo y otras recientemente publicadas para LiF:Mg,Ti expuestos a protones, partículas  $\alpha$  y Ne. Como se puede observar, el modelo falla sistemáticamente al predecir las eficiencias a bajas energías, esto es, cuando el LET de la partícula incidente está cerca del pico de Bragg. Esto

puede deberse a las aproximaciones del modelo, que son particularmente críticas al final de la traza.

### 6.2.2 Teoría Modificada de Estructura de Trazas (TSTM)

Y. S. Horowitz et al. (Ho 80b) calcularon, con esta teoría, la eficiencia relativa de TLD-100 expuestos a partículas  $\alpha$  de 4 MeV, obteniendo un valor de 0.56 al usar como radiación de referencia partículas  $\beta$  emitidas por una fuente de  $^3\text{H}$  y una distribución de dosis radial de los electrones secundarios obtenida para LIF mediante el escalamiento de medidas experimentales en gas tejido equivalente (Ka 82). La eficiencia que midieron experimentalmente fue de  $0.54 \pm 0.04$ .

Usando la función  $f(D)$  para  $\beta$  del tritio medida por Horowitz (Ka 80, Ka 82), en este trabajo se repitió su cálculo de la eficiencia para alfas de 4 MeV, con el programa de cómputo realizado como parte de esta tesis, obteniéndose el valor de 0.80, que es 7% mayor que el calculado por Horowitz. Es probable que esta discrepancia se deba a la función de distribución de dosis alrededor de la trayectoria del ion incidente en la ecuación (4.25) en que Horowitz utiliza un escalamiento de datos experimentales y en este trabajo se calculó la expresión analítica de la ecuación (4.17).

En la tabla 6.1 se dan los valores de la eficiencia para exposición con protones y partículas  $\alpha$  calculados con nuestro programa usando como radiación de referencia nuestra medida de  $f(D)$  para rayos X de 35 kVp. Los valores teóricos de la eficiencia relativa obtenidos con el TSTM para la señal TL total y el pico 5 son mayores que los experimentales, 33% y 64%, respectivamente, para partículas  $\alpha$ ; mientras que para protones son menores, 39% y 36%, respectivamente. Para el pico 7 de la curva de brillo, la eficiencia calculada es aproximadamente 8 veces mayor que la experimental para partículas  $\alpha$  y aproximadamente el doble para protones.

Hemos visto que la discrepancia entre los cálculos de eficiencia y las medidas no se resuelve con el uso del TST modificado. Una posible explicación sería nuestra elección de rayos X de 35 kVp (energía efectiva de 9 keV) como radiación de referencia. Con el uso de rayos X de menor energía como radiación de referencia, para los cuales la supralinealidad se espera que sea menor, se obtendrían valores de eficiencia menores, lo que significaría una mejora en el acuerdo con las medidas experimentales para partículas  $\alpha$  y un mayor desacuerdo para protones, excepto para el pico 7. Evidentemente esto no resuelve el problema en su totalidad.



La fuerte discrepancia entre la eficiencia medida y los cálculos para el pico 7 se origina (si uno analiza el detalle del cálculo) en la altísima supralinealidad que los picos de alta temperatura presentan bajo irradiación con rayos X (ver figura 5.2) para dosis que se producen en la cercanía del camino del ion y al final de la traza de la partícula incidente. Esto representa una prueba muy rigurosa a las hipótesis del modelo y nuestros resultados sugieren que posiblemente hay factores aún no considerados en la formulación teórica.

Tabla 6.1 Medidas experimentales obtenidas en este trabajo y predicciones teóricas de la eficiencia relativa de la señal TL total y los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a partículas  $\alpha$  y protones. Se usó la parametrización con  $R=0.36$ . Los valores entre paréntesis corresponden a cálculos de segmento de traza.

	Teoría				
	Experimental	Teórica (TST)			Teórica (TSTM)
		$\Phi_0$			
		$5 \times 10^7$ cm	$1 \times 10^8$ cm	$1.5 \times 10^8$ cm	
<b>Partículas <math>\alpha</math> de 6.3 MeV</b>					
Señal TL total	$0.18 \pm 0.02$	0.23 (0.46)	0.25 (0.49)	0.28 (0.55)	0.24
Pico 5	$0.11 \pm 0.01$	0.19 (0.40)	0.21 (0.42)	0.23 (0.47)	0.18
Pico 7	$0.8 \pm 0.1$	0.62 (1.64)	0.87 (1.77)	1.02 (2.01)	6.3
<b>Protones de 0.7 MeV</b>					
Señal TL total	$0.33 \pm 0.03$	0.19 (0.47)	0.24 (0.56)	0.31 (0.78)	0.20
Pico 5	$0.22 \pm 0.02$	0.15 (0.39)	0.19 (0.47)	0.24 (0.60)	0.14
Pico 7	$1.4 \pm 0.2$	0.70 (1.68)	0.89 (2.05)	1.04 (2.56)	3.2

### 6.3 Medidas experimentales de supralinealidad

Para rayos X y se obtuvo que la respuesta TL total de TLD-100 es lineal-supralineal-sublineal, encontrándose que la supralinealidad es menor para rayos X de 35 kV<sub>p</sub>,  $f(D)_{\text{max}} = 2.1 \pm 0.1$ , que para rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ ,  $f(D)_{\text{max}} = 3.7 \pm 0.4$ ; esto está de acuerdo con lo reportado en la literatura (Ka 80, Na 93). Para LiF:Mg,Ti hornados en aire y leídos a una tasa de calentamiento de 12 °C/s,

expuestos a rayos X de 15 y 50 kVp, y rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ , J. Kafel-Ezra midió valores máximos de  $f(D)$  iguales a 1.8, 2.4 y 3.3, respectivamente. N. Nariyama et al. midieron valores de  $f(D)_{\text{max}}$  de alrededor de 2.0, 2.8 y 4.3 para TLD-100, homeados en aire y leídos a una tasa de calentamiento de 2 °C/s, expuestos a rayos X monoenergéticos de 10 y 30 keV y rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ , respectivamente. Estudios realizados para exposición de TLD-100 a rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  reportan que la supralinealidad del pico 5 aumenta al aumentar la tasa de calentamiento (McK 88). Como se dijo anteriormente, las diferencias pueden deberse a los diferentes protocolos experimentales utilizados en cada laboratorio. A pesar de esto, todos y cada uno de los estudios confirman el aumento de la supralinealidad como función de la energía de los fotones.

En la figura 5.3 se comparan las medidas de  $f(D)$ , de los picos 5, 7 y 8 de la curva de brillo, para partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV obtenidas en este trabajo con otras medidas de TLD-100 expuestas a alfas de 5 (Ro 93) y 3.9 MeV (Mo 80) disponibles en la literatura. En los tres casos las condiciones experimentales son tales que las trayectorias de las partículas no son paralelas. En este estudio la distancia entre la fuente radiactiva y el dosímetro fue de alrededor de un milímetro, en tanto que para la exposición a 5 y 3.9 MeV fue de 2 y 4 cm, respectivamente. Hay acuerdo entre los dos conjuntos de medidas a  $\approx 5$  MeV para los picos 7 y 8, a 3.9 MeV la supralinealidad empieza a una fluencia mayor que a 5 MeV y para el pico 8 la supralinealidad es menor. Rosenkrantz et al. (Ro 93) reportan un valor máximo de  $f(D) \approx 1.25$  para el pico 5 en tanto que en este trabajo se obtuvo un valor de  $\approx 1.1$ . Las medidas para el pico 5 a 3.9 MeV son consistentes con una respuesta lineal-sublineal, es decir con un máximo de  $f(D)$  de 1.

Los datos comparados fueron obtenidos a diferentes tasas de calentamiento; 1, 2.5 y 1.2 °C/s en este trabajo y para las exposiciones a 5 y 3.9 MeV, respectivamente. Mische et al. (Mi 89) reportan que para TLD-100 irradiados con iones de He de 65 MeV, la función  $f(D)$  aumenta hasta un factor de 2 para tasas de calentamiento entre 0.2 y 4.2 °C/s, de donde, las discrepancias en las medidas, para el pico 5, pueden deberse a las diferentes tasas de calentamiento usadas. El efecto de los protocolos de homeado de los dosímetros, como por ejemplo la atmósfera de homeado, en la supralinealidad de la respuesta no ha sido estudiado. Consideramos que nuestros resultados experimentales, los cuales ya han sido publicados (Ga 96b), son consistentes con aquéllos realizados en otros laboratorios.

En el caso de irradiación con protones, no se encontraron en la literatura medidas de la respuesta TL para protones de baja energía. S. W. S. McKeever et al. (McK 88, Mi 89) midieron la curva de respuesta para la altura del pico 5 de la curva de brillo de TLD-700 irradiados con protones de 5.6 MeV; en el intervalo de dosis en el que se realizaron las medidas no se observa una región lineal

por lo que no se puede obtener la función  $f(D)$  para comparar con las medidas realizadas en este trabajo.

En las figuras 6.3 y 6.4 se presentan simultáneamente las funciones de respuesta  $f(D)$  medidas para las cuatro radiaciones usadas en este trabajo, en función de la dosis depositada en el dosímetro, para los picos 5 y 7 de la curva de brillo. De acuerdo a lo esperado de la sistemática conocida la supralinealidad en la respuesta disminuye al aumentar el LET de la radiación incidente. El mismo resultado se tiene para la respuesta de la señal TL total y el resto de los picos de la curva de brillo estudiados, como se ve al comparar los valores de  $f(D)_{med}$  presentados en la Tabla 5.1. El LET en  $LIF$  de las radiaciones estudiadas es de aproximadamente 0.3, 2, 70 y 180  $keV/\mu m$  para rayos  $\gamma$  y de  $^{60}Co$ , rayos X de 35  $kV_p$ , protones de 0.7 MeV y partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV, respectivamente.

## 6.4 Discusión de los Modelos de Interacción de Trazas en relación a nuestros resultados

### 6.4.1 Modelo de Interacción de Trazas (TIM)

En las figuras 5.7 y 5.8 se presenta la función de respuesta TL medida en este trabajo para exposición con partículas  $\alpha$  (picos 5 a 8) y protones (picos 5 a 9) junto con predicciones obtenidas con el TIM. En la figura 5.7 se presentan cálculos de  $f(D)$  con valores del radio de la traza del ion de 111 y 36 Å para partículas  $\alpha$  y protones, respectivamente, encontrándose que, en ambos casos, las predicciones para protones del TIM subestiman la supralinealidad a altas fluencias para todos los picos estudiados. Para valores de  $r_0$  iguales a 330 Å (partículas  $\alpha$ ) y 106 Å (protones) (fig. 5.8) mejora el acuerdo entre las medidas con protones y las predicciones del modelo, sin embargo, aún se subestima la supralinealidad medida. Para partículas  $\alpha$  se predice una supralinealidad mayor que la observada experimentalmente. Hay acuerdo entre los valores de la trayectoria libre media obtenidos en este trabajo (entre 100 y 200 Å para el pico 5, entre 250 y 500 Å para el pico 7, aproximadamente  $3 \times 10^3$  Å para el pico 8 y aproximadamente  $1 \times 10^6$  Å para el pico 9) y los determinados por Horowitz para exposición con partículas  $\alpha$  de 4 MeV (150, 300,  $3 \times 10^3$  y  $5 \times 10^7$  Å, para los picos 5, 7, 8 y 9, respectivamente) (Ho 90).

Como se dijo en el capítulo 5, éste es un modelo bidimensional que contiene solamente dos parámetros, el radio de la traza de la partícula cargada  $r_0$ , y la trayectoria libre media de los portadores de carga liberados durante el calentamiento del dosímetro  $\lambda$ . La única dependencia de la función de respuesta  $f(D)$  predicha por el modelo con los parámetros del ion incidente está en  $r_0$ .

que crece con la energía, pero es independiente de la carga de la partícula que determina la densidad de ionización en el material irradiado.

El radio de la traza  $r_0$  está relacionado con la distancia radial en la que se deposita la mayor parte de la energía por los electrones secundarios, por lo cual depende únicamente de la energía transferida a los electrones que a su vez depende de la energía por nucleón de la partícula incidente. Entonces,  $r_0$  es igual para partículas diferentes que tengan la misma energía por nucleón, es decir la misma velocidad. De donde, para partículas de distinto Z pero de una misma velocidad, el modelo predice la misma función de respuesta, tal como se mostró en la figura 5.6.

Sin embargo, la evidencia experimental aceptada es que la supralinealidad depende del LET y no solamente de la energía por nucleón del ion incidente. Dado lo anterior, se tiene que el TIM puede ser capaz de predecir la función de respuesta para una serie de medidas realizadas con partículas iguales (mismo Z) de diferentes energías, pero en principio no es capaz de predecir la respuesta supralineal de partículas de diferente Z, como se observa en las figuras 5.7 y 5.8.

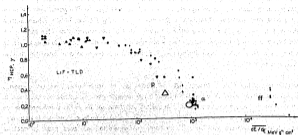
#### 6.4.2 Modelo de Interacción de Trazas Unificado (UNIM)

Como el TIM éste es un modelo bidimensional, sin embargo la inclusión de nuevos parámetros en la descripción del modelo conduce a la definición del parámetro adimensional  $\Omega = (r_0/r_c)^2(N_e/N_{e0})$ , el cual multiplica a la función que determina la supralinealidad (ecuación 5.13). Este parámetro, que es proporcional al cociente del número de electrones que se escapan de la traza y el número de electrones que sufre recombinación radiativa dentro de su traza, puede depender de la densidad de ionización de la partícula incidente, teniéndose que su valor disminuye al aumentar el LET. Dado lo anterior, se tiene que el UNIM debería ser capaz (al menos mejor que el TIM) de producir las funciones de respuesta medidas para irradiación con partículas  $\alpha$  y protones.

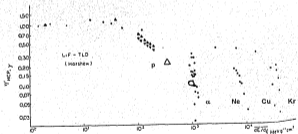
En la figura 5.9 se presentan las curvas de respuesta  $f(D)$  medidas para la señal TL total y los picos 5 a 8 de la curva de brillo de TLD-100 irradiados con partículas  $\alpha$  y para la señal TL total y los picos 5 a 9 para exposición a protones. Se incluyen predicciones obtenidas con el modelo UNIM para valores del radio efectivo de la traza  $r_0$ , el radio de densidad de ionización de la traza  $r_c$  y  $\Omega$  iguales a 20 Å, 36 Å y 20 para protones y a 60 Å, 111 Å y 8 para partículas  $\alpha$ , respectivamente. Como se dijo en el capítulo 5, dado que la irradiación con partículas  $\alpha$  no se realizó con un haz paralelo, se espera que la supralinealidad predicha con el modelo sea sistemáticamente menor a la medida experimentalmente.

Lo que se observa al comparar los datos con el modelo para exposición con partículas  $\alpha$  es que hay acuerdo con las predicciones del UNIM a fluencias bajas pero la supralinealidad predicha es mayor a la medida experimentalmente a fluencias mayores que  $\approx 10^{10}$   $\alpha/\text{cm}^2$ , para los picos estudiados. Para protones, el modelo predice una supralinealidad menor que la experimental a fluencias mayores que  $\approx 8 \times 10^9$   $\text{p}/\text{cm}^2$  para todos los picos estudiados, y para los picos 8 y 9 sobrestima la supralinealidad a bajas dosis. Aumentar los valores de  $\Omega$  mejoraría el ajuste de las funciones de respuesta a altas fluencias para exposición con protones pero se sobrestimarían las medidas para partículas  $\alpha$ .

Aunque las funciones de respuesta  $f(D)$  calculadas con el UNIM subestiman las obtenidas experimentalmente para los picos 5 a 9 de la curva de brillo para exposición con protones, la introducción de los nuevos parámetros en el modelo de interacción de trazas permite obtener un mejor ajuste que el obtenido con el TIM al poder incluir, indirectamente, la densidad de ionización de la partícula cargada incidente. Sin embargo, se considera que, para poder predecir la supralinealidad inducida por partículas cargadas, es necesario un modelo tridimensional que incluya la densidad de ionización de la partícula incidente.



a)



b)

Fig. 6.1 Eficiencia relativa de dosímetros de LiF:Ng,Ti expuestos a partículas cargadas pesadas. a) de la señal TL total, b) del pico 5 (altura) (Ho 81b pags. 801 y 802). Se incluyen las eficiencias relativas medidas en este trabajo para partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV (O) ( $\overline{LET} = 1000$  MeV/(g/cm<sup>2</sup>)) y protones de 0.7 MeV ( $\Delta$ ) ( $\overline{LET} = 375$  MeV/(g/cm<sup>2</sup>)). También se presentan medidas de la eficiencia del pico 5 (altura) de TLD-600 y TLD-700 expuestos a protones con energía entre 2.69 y 8.36 encontradas en la literatura (Sc 90). Protones ( $\blacktriangledown$ ), partículas  $\alpha$  ( $\bullet$ ).

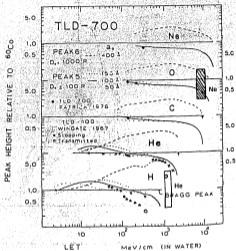


Fig. 6.2 Eficiencias calculadas, relativas a  $^{60}\text{Co}$ , como función del LET en agua para haces de H, He, C, O y Ne, usando la Teoría de Estructura de Trazas. Las curvas, continuas y discretas, corresponden a cálculos realizados por M. P. R. Wasigński y R. Katz (Wa 80). Las cruces corresponden a cálculos de la eficiencia del pico 5 para haces de H y He obtenidos con el programa de cómputo escrito en este trabajo. Se usó un valor de  $a_0=100 \text{ \AA}$ . Los rectángulos blanco y sombreado muestran la región de medidas experimentales de eficiencia para partículas  $\alpha$  e iones de Ne (fig. 6.1 b)) con energías cercanas a la del pico de Bragg. Los círculos (O) corresponden a las eficiencias medidas en este trabajo.

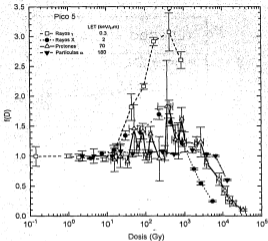


Fig. 8.3 Función de respuesta  $f(D)$  del pico 5 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$  y de  $^{60}\text{Co}$ , rayos X de 35 kV $_p$ , protones de 0.7 MeV y partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV.



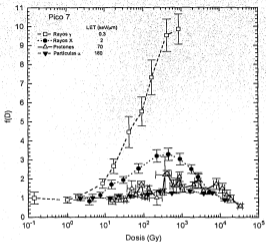


Fig. 6.4 Función de respuesta  $f(D)$  del pico 7 de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ , rayos X de 35 kV<sub>p</sub>, protones de 0.7 MeV y partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV.



The following information is provided for your reference. The data is derived from the source document and is presented in a structured format for clarity.

## Conclusiones

En este trabajo se realizaron medidas experimentales de eficiencia y supralinealidad en la respuesta termoluminiscente para LiF:Mg,Ti expuesto a 4 campos de radiación. Las medidas con radiación electromagnética sirvieron para determinar eficiencias relativas; aquellas con partículas cargadas, para medir la eficiencia y la magnitud de la supralinealidad ante radiación altamente ionizante. Una de las motivaciones especiales al inicio del proyecto, que consistió en la obtención de una serie de medidas realizadas todas bajo las mismas condiciones experimentales, fue totalmente alcanzada y nos permite tener confianza sobre la consistencia interna de nuestros resultados. Por otro lado, el acuerdo global entre nuestras medidas y otras obtenidas en otros laboratorios confirma la exactitud estimada para nuestro método experimental.

En el desarrollo del proyecto de tesis se lograron las metas específicas que se enumeran a continuación.

Se estableció un protocolo experimental para el tratamiento y lectura de los dosímetros termoluminiscentes utilizados; así como para realizar, de manera sistemática, la deconvolución de las curvas de brillo de TLD-100 expuestos tanto a radiación electromagnética como a partículas cargadas pesadas.

Se desarrollaron técnicas para medir, de manera precisa, las tasas de dosis absorbida del GammaCell y del generador de rayos X, y la tasa de fluencia de la fuente de  $^{241}\text{Am}$  en las condiciones de irradiación. Para las irradiaciones en el acelerador Van de Graaff se diseñó un dispositivo experimental que permite determinar, durante la exposición de los dosímetros, la fluencia de protones que incide en cada uno de ellos. La técnica que se diseñó especialmente permitió, en particular, las irradiaciones a fluencias bajas donde la señal es lineal. Sin esto, hubiera sido imposible determinar la eficiencia y/o  $f(D)$ .

Se midió la respuesta, eficiencia y supralinealidad, de los dosímetros TLD-100 expuestos a rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ , rayos X de 35 kVp, protones de 0.7 MeV y partículas  $\alpha$  de 5.3 MeV, los cuales tienen diferente LET, permitiendo la comparación de los datos obtenidos con predicciones de modelos teóricos de manera autoconsistente. Esta comparación mostró que tanto el modelo TST como el TSTM, desarrollados para explicar la eficiencia, no describen simultáneamente los resultados para protones y partículas  $\alpha$ . Esto se trata de una falla sistemática para partículas de baja energía, que

están en la región cercana al máximo LET, y probablemente los detalles de los modelos son muy sensibles a depósitos locales de energía mayores que unos miles de Gy. El éxito de estos modelos a energías mayores puede deberse al peso relativo que tienen las contribuciones de menor LET sobre el total de la traza. Respecto de la supralinealidad, los modelos TIM y UNIM describen cualitativamente el factor de supralinealidad para partículas  $\alpha$  y protones. Sin embargo, los pormenores cuantitativos aún están pobremente detallados. Sin duda el paso de TIM a UNIM, con un parámetro extra, mejora el acuerdo con las medidas experimentales, pero aún así se observa la necesidad de un modelo más refinado.

Para comparar las medidas con predicciones de los modelos se escribieron los programas de cómputo necesarios para hacer los cálculos de acuerdo con el TST formulado por Katz, y el TST modificado, el TIM y el UNIM propuestos por Horowitz.

Este trabajo muestra la necesidad de más medidas para poder entender los procesos microscópicos de interacción de la radiación con la materia, así como para comparar con predicciones de los modelos existentes y determinar las condiciones, intervalo de energía y tipo de partícula, en las cuales pueden ser aplicados.

Dado que se cuenta con el acelerador Peletrón en el IFUNAM además de investigadores con conocimientos en interacción de la radiación con materia se proyecta llevar a cabo un estudio sistemático de la respuesta de materiales TL a haces de protones y partículas  $\alpha$  de diferentes energías, con la posible formulación de modelos alternativos. Se irradiarán materiales TL tales como  $\text{LiF:Mg,Ti}$  y  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  con haces dispersos y de baja intensidad, usando combinaciones de energía y carga tales que ayuden a establecer la dependencia de la eficiencia relativa y la respuesta supralineal de los dosímetros con la transferencia lineal de energía y el tipo de partícula. A partir de estos estudios se pretende encontrar una sistemática que permita predecir la respuesta TL para cualquier tipo de radiación ionizante.

## REFERENCIAS

- Al 65 Altken, M. J., Tate, M. S. and Fleming, S. J., 1985, Thermoluminescent response to heavily ionizing radiations, In *Proc. 7th Int. Conf. on Luminescence Dosimetry*, US AEC Conf. 650537, Springfield, VA., NTIS, 490.
- Al 75 Altix, F. H., 1975, Further considerations of the track interaction model for thermoluminescence in LiF (TLD-100), *J. Appl. Phys.*, **46**, 81.
- Al 86 Altix, F. H., 1986, *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley and Sons.
- Av 86 Avila, O., Brandon, M. E., Salvat, F. and Fernández-Varea, J. M., 1995, Radial energy distributions in LiF by alpha particle irradiation using Monte Carlo simulation, *Radiat. Prot. Dozim.*, en prensa.
- Ay 68 Ayyangar, K., Reddy, A. R. and Brownell, G. L., 1968, Some studies on thermoluminescence from lithium fluoride and other materials exposed to neutrons and other radiations, *Proc. 2nd Int. Conf. on Luminescence Dosimetry*, US AEC Conf. 680920, Springfield, VA., NTIS, 525.
- Ba 63 Barkas, W. H., 1963, *Nuclear research emulsions*, Vol. 1, Academic Press, New York.
- Ba 79 Bartlett, D. T. and Edwards, A. A., 1979, The light conversion efficiency of TLD-700 for alpha particles relative to Cobalt-60 gamma radiation, *Phys. Med. Biol.*, **24**, 1276.
- Ba 86 Barber, D. E. and Ahmed, A. B., 1986, Thermoluminescence response of LiF to  $\alpha$  radiation, *Health Phys.*, **50**, 805.
- Be 69 Bevington, P. R., 1989, *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, New York, McGraw-Hill, Inc.
- Bl 89 Biersack, J. P. and Ziegler, J. F., 1989, TRIM version 92.12.
- Bo 93 Bos, A. J. J., Pijters, T. M., Gómez-Ros, J. M. and Delgado, A., 1993, An intercomparison of glow curve analysis computer programs: I. Synthetic glow curves, *Radiat. Prot. Dozim.*, **47**, 473.
- Bo 94 Bos, A. J. J., Pijters, T. M., Gómez-Ros, J. M. and Delgado, A., 1994, An intercomparison of glow curve analysis computer programs: II. Measured glow curves, *Radiat. Prot. Dozim.*, **51**, 257.
- Br 78 Brodsky, A. 1978, Editor, *Handbook of radiation measurements and protection*, Section A, volume 7. CRC Press, Inc.
- Bu 87 Butts, J. J. and Katz, R., 1987, Theory of RBE for heavy ion bombardment of dry enzymes and viruses, *Radiat. Res.*, **30**, 855.
- Bu 79 Budd, T., Marshall, M., Peaple, L. H. J. and Douglas, J. A., 1979, The low- and high-temperature response of lithium fluoride dosimeters to X-rays, *Phys. Med. Biol.*, **24**, 71.
- Bu 82 Buenfil, A. E., 1982, *Uso de películas de lente radiocrómico como dosímetros secundarios*, Tesis profesional, Fac. Ciencias, UNAM.

- Bu 85 Buenfil-Burgos, A. E., Uribe, R. M., de la Piedad, A., McLaughlin, W. L. and Miller, A., 1985, Thin plastic radiochromic dye films as ionizing radiation dosimeter, *Radiat. Phys. Chem.*, **22**, 325.
- Ca 93a Carrillo, R. E., 1993, Thermoluminescent response of several phosphors to monoenergetic photon beams with energies from 275 to 2550 eV. Tesis, University of Wisconsin, USA.
- Ca 93b Carrillo, R. E., Pearson, D. W., DeLuca, Jr P. M. and MacKay, J. F., 1993, Thermoluminescent response of lithium fluoride (TLD-100) to monoenergetic photon beams of 600, 730, 900, 1200, 1550 and 2550 eV, *Radiat. Prof. Dosim.* **47**, 519.
- Ca 94 Carrillo, R. E., Pearson, D. W., DeLuca, Jr P. M., MacKay, J. F. and Lagally, M. G., 1994, Response of thermoluminescent lithium fluoride (TLD-100) to photon beams of 275, 400, 500, 600, 730, 900, 1200, 1550 and 2550 eV, *Phys. Med. Biol.* **39**, 1875.
- Cl 88 Claffy, E. W., Click, C. C. and Altix, F. H., 1968, Processes and colour centers in LiF:Mg,Ti, in *Proc. 2nd. Int. Conf. on Luminescence Dosimetry*, US AEC Conf. 680920, Springfield, VA., NTIS, 302.
- Cu 78 Cullity, B. D., 1978, Elements of X-ray diffraction, Addison-Wesley.
- Ch 79 Chen, R. and Bowman, S. G. E., 1979, Superlinear growth of TL due to competition during irradiation, *FACT*, **3**, 325.
- Ch 81 Chen, R., McKeever, S. W. S. and Durani, S. A., 1981, Solution of the kinetic equations governing trap filling. Consequences concerning dose dependence and dose-rate effects, *Phys. Rev. B.*, **24**, 4931.
- Ch 96 Chen, R., Fogel, G. and Lee, C. K., 1996, A new look on the models of superlinear dose dependence of thermoluminescence, *Proc. 11th. Int. Conf. Solid State Dosimetry*, Budapest, *Radiat. Prof. Dosim.* en prensa.
- Fa 74 Faïn, J., Monrin, M. and Montret, M., 1974, Spatial energy distributions around heavy-ion path, *Radiat. Res.*, **57**, 379.
- Fa 80 Faïn, J., Montret, M. and Sahraoui, L., 1980, Thermoluminescent response of  $\text{CaF}_2:\text{Dy}$  and LiF:Mg,Ti under heavy ion bombardment, *Nucl. Instr. Meth.*, **175**, 37.
- Fa 94 Faïn, J., Sarzelle, S., Miallier, D., Montret, M. and Pileyre, Th., 1984, A TL model based on deep traps competition, *Radiat. Meas.*, **23**, 287.
- Fr 86 Fricke, H. and Hart, E. J., 1986, Chemical dosimetry, in *Radiation dosimetry*, Vol. II (F. H. Altix and W. C. Roesch, eds.), Academic Press, New York.
- Fr 93 Franklin, A. D., Hornyak, W. F. and Chen, R., 1993, A one trap, two luminescence centre TL model, *Radiat. Prof. Dosim.*, **47**, 17.
- Ga 48 Garlick, G. F. J. and Gibson, A. F., 1948, The electron trap mechanism of luminescence in sulphide and silicate phosphors, *Proc. Phys. Soc.*, **60**, 574.
- Ga 96a Gamboa-deBuen, I. and Brandon, M. E., 1996, Influence of Annealing on TLD-100 Response to 5.3 MeV  $\alpha$ -Particles, *Appl. Radiat. Isot.* **47**, 111.

- Ga 96b Gamboa-deBuen, I., Buenfil, A. E., Rodríguez-Villafuente, M., Ruiz, C. G., Zárate-Morales, A. and Brandon, M. E., 1986, Supralinearity in the response of TLD-100 to 5.3 MeV alpha particles, *Radiat. Prot. Dosim.* en prensa.
- Ha 60 Halperin, A. and Braner, A. A., 1960, Evaluation of thermal activation energies from glow curves, *Phys. Rev.*, **117**, 408.
- Ha 84a Hansen, J. W. and Olsen, K. J., 1984, Experimental and calculated response of radiochromic dye film dosimeter to high-LET radiations, *Radiat. Res.*, **87**, 1.
- Ha 84b Hansen, J. W., 1984, Experimental investigation of the suitability of the track structure theory in describing the relative effectiveness of high-LET irradiation of physical radiation detectors, Ph.D. thesis, Riso National Laboratory, Dinamarca.
- Ha 88 Hall, E. J., 1988, Radiobiology for the radiologist, Third edition, J. B. Lippincott Company.
- Ho 79 Horowitz, Y. S., Fraier, I., Kalef-Ezra, J., Pinto, H. and Goldbart, Z., 1979, Non-universality of the TL-LET response in thermoluminescent LiF: the effect of batch composition, *Phys. Med. Biol.*, **24**, 1268.
- Ho 80a Horowitz, Y. S., Kalef-Ezra, J. and Moscovitch, M., 1980, Further studies on the non-universality of the TL-LET response in thermoluminescent LiF and  $Li_2B_4O_7$ : the effect of high temperature TL, *Nucl. Instr. Meth.*, **172**, 479.
- Ho 80b Horowitz, Y. S. and Kalef-Ezra, J., 1980, Relative thermoluminescent yield of heavy charged particles: theory and experiment, *Nucl. Instr. Meth.*, **175**, 29.
- Ho 81a Horowitz, Y. S. and Kalef-Ezra, J., 1981, Relative thermoluminescent response of LiF-TLD to  $^{252}Cf$  fission fragments, *Nucl. Instr. Meth.*, **187**, 519.
- Ho 81b Horowitz, Y. S., 1981, The microdosimetric and theoretical basis of thermoluminescence and applications to dosimetry, *Phys. Med. Biol.*, **26**, 765.
- Ho 82 Horowitz, Y. S., Moscovitch, M. and Dubi, A., 1982, Response curves for the thermoluminescence induced by alpha particles: interpretation using track structure theory, *Phys. Med. Biol.*, **27**, 1325.
- Ho 84a Horowitz, Y. S. (ed), 1984, Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry, Vol. I, Boca Raton, CRC Press.
- Ho 84b Horowitz, Y. S. (ed), 1984, Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry, Vol. II, Boca Raton, CRC Press.
- Ho 84c Horowitz, Y. S., 1984, Recent models for TL supralinearity, *Radiat. Prot. Dosim.*, **6**, 17.
- Ho 86 Horowitz, Y. S. and Moscovitch, M., 1986, Computerized glow curve deconvolution applied to high dose ( $10^2 - 10^6$  Gy) TL dosimetry, *Nucl. Instr. Meth.*, **A243**, 207.
- Ho 90a Horowitz, Y. S., 1990, The annealing characteristics of LiF:Mg,Ti, *Radiat. Prot. Dosim.*, **30**, 219.
- Ho 90b Horowitz, Y. S. and Rosenkrantz, M., 1990, Track interaction theory for heavy charged particle TL supralinearity, *Radiat. Prot. Dosim.*, **31**, 71.

- Ho 90c Horowitz, Y. S., 1990, Mathematical modelling of TL supralinearity for heavy charged particles, *Radiat. Prot. Dosim.* **33**, 75.
- Ho 90d Horowitz, Y. S. and Stern, N., 1990, Relative thermoluminescent efficiency of LiF:Cu,Mg,P to alpha particles: theory and experiment, *Radiat. Prot. Dosim.*, **33**, 287.
- Ho 95 Horowitz, Y. S. and Yossian, D., 1995, Computerised glow curve deconvolution: application to thermoluminescence dosimetry, *Radiat. Prot. Dosim.* **60** No. 1.
- Ho 98a Horowitz, Y. S., Rosenkrantz, M., Mahajna, S. and Yossian, D., 1996, The track interaction model for alpha particle induced thermoluminescence supralinearity: dependence of the supralinearity on the vector properties of the alpha particle radiation field, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **29**, 205.
- Ho 98b Horowitz, Y. S., Mahajna, S., Rosenkrantz, M. and Yossian, D., 1996, Unified theory of gamma and heavy charged particle TL supralinearity: the track/defect interaction model, Proc. 11th, Int. Conf. Solid State Dosimetry, Budapest, *Radiat. Prot. Dosim.* on press.
- Hof 84 Hoffmann, W. and Prediger, B., 1954, Heavy particle dosimetry with high temperature peaks of  $\text{CaF}_2\text{Tm}$  and  $^7\text{LiF}$  phosphors, *Radiat. Prot. Dosim.* **6**, 149.
- Ho 82 Hubbell, J. H., 1982, Photon mass attenuation and energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV, *Int. J. Appl. Rad. Isot.* **33**, 1269.
- Ja 70 Jayachandran, C. A., 1970, The response of thermoluminescent dosimetric lithium borates equivalent to air, water and soft tissue and of LiF TLD-100 to low energy X-rays, *Phys. Med. Biol.*, **15**, 325.
- Ja 71 Jahnert, B., 1971, Thermoluminescent research of protons and alpha-particles with LiF (TLD-700), In Proc. 3rd Int. Conf. on Luminescence Dosimetry, Riso Rep. No. 249, IAEA/AEC, Riso, Denmark, 1031.
- Ka 65 Katz, R. and Butts, J. J., 1965, Width of ion and monopole tracks in emulsion, *Phys. Rev.*, **137**, 198.
- Ka 68a Katz, R. and Kobelich, E. J., 1968, Response of  $\text{NaI}(\text{Tl})$  to energetic heavy ions, *Phys. Rev.*, **178**, 397.
- Ka 68b Katz, R. and Kobelich, E. J., 1968, Formation of etchable tracks in dielectrics, *Phys. Rev.*, **178**, 401.
- Ka 72 Katz, R., Sharma, S. C. and Homayounfar, M., 1976, Detection of energetic heavy ions, *Nucl. Instr. Meth.*, **180**, 13.
- Ka 78 Katz, R., 1978, Track structure theory in radiobiology and in radiation detection, *Nuclear Track Detection*, **2**, 1.
- Ka 80 Kalef-Ezra, J., 1980, Study of the applicability of track structure theory to thermoluminescence. Thesis, Ben Gurion University of the Negev, Israel.
- Ka 82 Kalef-Ezra, J. and Horowitz, Y. S., 1982, Heavy charged particle thermoluminescence dosimetry: track structure theory and experiments, *Int. J. Appl. Radat. Isot.*, **33**, 1085.



- Ka 90 Katz, R., Loh, K. S., Daling, L. and Huang, G. R., 1990, An analytical representation of the radial distribution of dose from energetic heavy ions in water, Si, LiF, NaI, and SiO<sub>2</sub>, *Radiation Effects and Defects in Solids*, **114**, 15.
- Ka 71 Kelly, P. and Laubitz, M. J., 1971, Exact solution of the kinetic equations governing thermally stimulated luminescence and conductivity, *Phys. Rev. B*, **4**, 1960.
- Kr 74 Kristianpoller, N., Chen, R. and Israeli, M., 1974, Dose dependence of thermoluminescence peaks, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **7**, 1053.
- Kr 88 Krane, K. S., 1988, *Introductory nuclear physics*, John Wiley and Sons, Inc.
- La 76 Larson, L. and Katz, R., 1976, Supralinearity of thermoluminescent dosimeters, *Nucl. Instr. Meth.*, **138**, 831.
- Le 91 Lewandowski, A. C. and McKeever, S. W. S., 1991, Generalized description of thermally stimulated processes without the quasiequilibrium approximation, *Phys. Rev. B*, **43**, 8163.
- Le 95 Lee, C. K. and Chen, R., 1995, Explanation of the superlinear behaviour of thermoluminescence by considering the residual holes in the recombination centres before irradiation, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 408.
- Lo 93 Lowry, K. A., Lee, Y., Gorbios, S. G. and Johnson, T. L., 1993, Methods for the rapid deconvolution of thermoluminescence glow curves, *Radiat. Prot. Dosim.*, **47**, 493.
- Ma 78 Macfarlane, M. H. and Pieper, S. C., 1978, Argonne National Lab., Report ANL-78-11.
- Ma 80 Magge, J. L. and Chatterjee, A., 1980, Radiation chemistry of heavy particle tracks. 1. General considerations, *Journal of Physical Chemistry*, **84**, 3529.
- McK 88 McKeever, S. W. S., 1988, An investigation of the factors governing the effects of charged particle beams on insulating materials for use in thermoluminescence dosimetry, Report # SF-2, Department of Physics, Oklahoma State University, USA.
- McK 90 McKeever, S. W. S., 1990, Modelling supralinearity in gamma irradiated TL dosimeters, *Radiat. Prot. Dosim.*, **33**, 63.
- McK 93 McKeever, S. W. S., Lewandowski, A. C. and Markey, B. G., 1993, A new look at thermoluminescence kinetics, *Radiat. Prot. Dosim.*, **47**, 9.
- McL 91 McLaughlin, W. L., Yun-Dong, C. and Soares, C. G., 1991, Sensitometry of the response of a new radiochromic film dosimeter to gamma radiation and electron beams, *Nucl. Instr. Meth. A302*, 165.
- Mi 89 Mische, E. F. and McKeever, S. W. S., 1988, Mechanisms of supralinearity in lithium fluoride thermoluminescence dosimeters, *Radiat. Prot. Dosim.*, **29**, 159.
- Mi 94 Michaelian, K. and Menchaca-Recha, A., 1994, A model of ion-induced luminescence based on energy deposition by secondary electrons, *Phys. Rev. B*, **49**, 15550.
- Mo 80 Montret-Brugerolle, M. 1980, Distribution spatiale de l'énergie déposée par des ions énergétiques dans les milieux condensés étudié par thermoluminescence, Tesis de doctorado, Universidad de Clermont-Ferrand II, Francia.

- Mo 88 Moscovitch M. and Horowitz, Y. S., 1986, Microdosimetric track interaction model applied to alpha particle induced supralinearity and linearity in LiF:Mg,Ti, *Radiat. Prof. Dosim.*, **17**, 487.
- Mo 88 Moscovitch M. and Horowitz, Y. S., 1988, A microdosimetric track interaction model applied to alpha-particle-induced supralinearity and linearity in thermoluminescent LiF:Mg,Ti, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **21**, 604.
- Mu 91 Muench, P. J., Meigooni, A. S., Nath, R. and McLaughlin, W. L., 1991, Photon energy dependence of the sensitivity of radiochromic film and comparison with silver halide film and LiF TLDs used for brachytherapy dosimetry, *Med. Phys.*, **18**, 769.
- Mu 98 Muñoz, J. L., Hernández-Verduzco, R. and Delgado, A., 1996, A comparison of TLD-100 dosimetric performance using different annealing procedures and glow curve analysis, *Proc. 11th. Int. Conf. Solid State Dosimetry*, Budapest, *Radiat. Prof. Dosim.*, en prensa.
- Na 93 Nariyama, N., Tanaka, S., Yoshizawa, M., Hirayama, H., Ban, S., Nakashima, H., Namio, Y. and Nakane, Y., 1993, Responses of LiF TLDs to 10-40 keV monoenergetic photons from synchrotron radiation, *Radiat. Prof. Dosim.*, **49**, 451.
- OI 94 Olivera, G. H., Kessler, C., Sansogno, R. A. and Saravi, M., 1994, Energy dependence of the response of thermoluminescence dosimeters to photon and electron beams, *Nucl. Instr. Phys. B*, **84**, 89.
- Pa 88 Paretzke, H. G., 1988, Simulation von elektronen-spuren im energiebereich 0.01 - 10 keV im wasserdampf, **39**, GSF-Bericht 5.
- Pe 80 Pernicka, F. and Spunty, F., 1980, Efficiency of some luminescent detectors for 600 MeV protons, *Nucl. Instr. Meth.*, **172**, 435.
- PI 92 Plummer, D. L., 1992, Displmage a display and analysis tool for medical images, *Rivista di Neuroradiologica*, **5**, 489.
- Po 71 Podgorsak, E. B., Moran, P. R. and Cameron, J. R., 1971, Interpretation of resolved glow curve shapes in LiF (TLD-100) from 100 K to 500 K, *Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Conf. on Luminescence Dosimetry*, Riso Report 249, AEC, Riso, Denmark, **1**.
- Pr 93 Prokic M. and Botter-Jensen, L., 1993, Comparison of main thermoluminescent properties of some TL dosimeters, *Radiat. Prof. Dosim.*, **47**, 195.
- Pr 95 Pradhan, A. S., 1995, Influence of heating rate on the TL response of LiF TLD-700, LiF:Mg,Cu,P and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:C, *Radiat. Prof. Dosim.*, **58**, 205.
- Pu 76 Pulte, K. J., 1976, A thermoluminescence system for the intercomparison of absorbed dose and radiation quality of X-rays with HVL of 0.1 to 3.0 mm Cu, *Phys. Med. Biol.*, **21**, 216.
- Ra 45 Randall, J. T. and Wilkins, M. H. F., 1945, The phosphorescence of various solids, *Proc. R. Soc. London Ser. A*, **184**, 347, 145.
- Ra 67 Raelle, E. F., 1967, *Handbook of X-rays for diffraction, emission, absorption and microscopy*, McGraw Hill.
- Ro 75 Rossler, M. J., 1975, The use of precision thermoluminescence dosimetry for intercomparison of absorbed dose, *Phys. Med. Biol.*, **20**, 735.

- Ra 93 Rosenkrantz, M. and Horowitz, Y. S., 1993, Alpha particle induced TL supralinearity in TLD-100: dependence on vector properties of the radiation field, *Radiat. Prot. Dosim.*, **47**, 27.
- Ru 94 Ruiz, C., Brandan, M. E., Gamboa-deBuen, I., López, K. y Oliver A., 1994, Measurement of isodose curves for a defocused 0.7 MeV proton beam, CAM 94 Physics Meeting, Suplemento del Bol. Soc. Méx. Fís., **9-3**, 96.
- Ru 95 Ruiz, C., Brandan, M. E., Gamboa-deBuen, I., López, K. y Oliver, A., 1995, Medidas de Fluencia de un Haz de Protones sobre un Área Extendida, XXXVIII Congreso Nacional de Física, Suplemento del Bol. Soc. Méx. Fís., **9-3**, 35.
- Sc 90 Schmidt, P., Felliger, J. and Hübner, K., 1990, Experimental determination of the TL response for protons and deuterons in various detector materials, *Radiat. Prot. Dosim.*, **33**, 171.
- Sh 88 Shachar, B. B. and Horowitz, Y. S., 1988, Dosimetric characterisation of the high temperature peaks of LiF:Mg,Ti and CaF<sub>2</sub>:Tm using computerised glow curve deconvolution, *Radiat. Prot. Dosim.*, **22**, 87.
- Sh 92 Shachar, B. B. and Horowitz, Y. S., 1992, Thermoluminescence in annealed and unannealed LiF:Mg,Ti (TLD-100, Harshaw) as a function of glow curve heating rate and using computerised glow curve deconvolution, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **25**, 694.
- Sp 91 Spiegel, M. R. y Abellanas, L., 1991, Fórmulas y tablas de matemática aplicada, Serie Schaum, McGraw-Hill.
- Sp 93a Spurny F. and Votocková, I., 1993, TLD response to low energy protons, *Radiat. Prot. Dosim.*, **48**, 341.
- Sp 93b Spurny F. and Votocková, I., 1993, Response of some thermoluminescent detectors to alpha particles with energies from 2.5 to 5 MeV, *Radiat. Prot. Dosim.*, **48**, 355.
- Su 69 Suntharalingam, N. and Cameron, J. R., 1969, Thermoluminescent response of lithium fluoride to radiations with different LET, *Phys. Med. Biol.*, **14**, 397.
- Su 94a Sunta, C. M., Yoshimura, E. M. and Okuno, E., 1994, Supralinearity and sensitization of thermoluminescence. Part I: a theoretical treatment based on an interactive trap system, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27**, 852.
- Su 94b Sunta, C. M., Yoshimura, E. M. and Okuno, E., 1994, An analytical method for the thermoluminescence growth curve and its validity, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27**, 1337.
- Su 94c Sunta, C. M., Okuno, E., Lima, J. F. and Yoshimura, E. M., 1994, Supralinearity and sensitization of thermoluminescence. Part II: interactive trap system model applied to LiF:Mg,Ti, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27**, 2836.
- To 65 Tochilin, E., Goldstein, N. and Lyman J. T., 1958, The quality and LET dependence of three thermoluminescent dosimeters and their potential use as secondary standards, In Proc. 2nd Int. Conf. on Luminescence Dosimetry, US AEC Conf. 680920, Springfield, VA., NTIS, 426.
- Tr 70 Treado, P. A., 1970, Accelerator nuclear physics fundamentals: Experiments with a Van de Graaff accelerator, High Voltage Engineering Corp.

- Wa 80a Waligórski, M. P. R. and Katz, R., 1980, Supralinearity of peak 5 and peak 6 in TLD-700, *Nucl. Instr. Meth.*, **172**, 463.
- Wa 80b Waligórski, M. P. R. and Katz, R., 1980, Supralinearity of peak 5 and peak 6 in TLD-700, *Nucl. Instr. Meth.*, **175**, 48.
- Wa 85 Waligórski, M. P. R., Hamm, R. N. and Katz, R., 1985, The radial distribution of dose around the path of a heavy ion in liquid water, *Int. J. Radiat. Appl. Instrum., Part D: Nucl. Tracks Radiat. Meas.*, **11**, 309.
- Wa 87 Waligórski, M. P. R., Kim Sun Loh and Katz, R., 1987, Inactivation of dry enzymes and viruses by energetic heavy ions, *Int. J. Radiat. Appl. Instrum., Part C: Radiat. Phys. Chem.*, **30**, 201.
- Wa 89 Waligórski, M. P. R., Daniely, G., Kim Sun Loh and Katz, R., 1989, The response of alanine detector after charged-particle and neutron irradiations, *Appl. Radiat. Isot. (Int. J. Radiat. Appl. Instrum. Part A)*, **40**, 923.
- Wa 92 Walker, M. L., 1992, Precision Source Profiling Techniques for Ionizing Radiation Sources, *Proceedings RadTech 92*.
- Wi 65 Wingate, C. L., Tochilin, E. and Goldstein, N., 1965, Response of LIF to neutrons and charged particles, in *Proc. 1st. Int. Conf. on Luminescence Dosimetry*, US AEC Conf. 650637, Springfield, VA., NTIS, 421.

## APENDICE

Programas escritos para calcular la eficiencia relativa con la Teoría de Estructura de Trayectoria (TST)

```

c***** TEORIA DE ESTRUCTURA DE TRAYECTORIA
c***** Programa de cálculo de la sección de activación en LIF y H2O
c*****
c***** Se calculan las secciones de activación promedio para las
c***** componentes de un golpe (sigmaR1 en cm3) y de dos golpes
c***** (sigmaR2 en cm3), así como las secciones de segmento de
c***** trayectoria para las componentes de un golpe (sigma1 en cm2)
c***** y de dos golpes (sigma2 en cm2)
c*****
c***** La distribución de dosis depositada por los electrones
c***** secundarios usada para blanco puntual está dada por la ec.10
c***** y para blanco extendido por la ec. 11 de la ref. ha 84a
c***** Las secciones de activación de segmento de trayectoria y
c***** promedio corresponden a las ecs. 3 y 8 de la ref. Ka 72
c*****
c***** Definición de las variables de entrada
c*****
c***** s=número atómico de la partícula incidente.
c***** a=número másico de la partícula incidente.
c***** e=energía de la partícula incidente en MeV.
c***** a0=radio del volumen sensible en cm.
c***** n, nt y nb corresponden al número de intervalos de integración
c***** en el cálculo de dosis para blanco extendido, y los cálculos
c***** de la sección de activación de segmento de trayectoria y
c***** promedio, respectivamente.
c***** cotain=es el valor de la distancia mínima en la integración
c***** en el cálculo de la sección de activación en cm.
c***** d371=dosis característica de la componente de un golpe obtenida
c***** a partir de la respuesta a rayos gamma.
c***** d372=dosis característica de la componente de dos golpes.
c***** ipo=medio absorbente 1= LIF, 2=H2O.
c*****
c***** Además se usa un archivo de datos que contiene la energía en MeV,
c***** el LET en eV/cm y el alcance en um de la partícula incidente en
c***** el medio irradiado.
c*****
dimension iE(200), dE(200),RR(200)
character*20 entrada, salida
character*20 let
common a0,n,nL,x,z,r,b,di,cotain,ne,dens,pmol,f,ht,
& sec1,sec2,d371,d372,dosi
10 write(*,20)
20 format('ix, 'NOMBRE DEL ARCHIVO DE ENTRADA: ')
read(*,25) entrada
25 format(A20)
open('5,file=entrada,status='old')
write(*,40)
40 format('ix, 'NOMBRE DEL ARCHIVO DE SALIDA: ')

```

```

read(*,25) salida
open(8,file=salida,status='new')
write(*,50)
50 format('x, 'NOMBRE DEL ARCHIVO DE LET (orig/om): ')
read(*,25) let
open(8,file=let1.out', status='new')
open(4,file=let,status='old')
read(4,*) (EE(),dE(),RR(),)=1,79)
read(5,100)(s,a,e,a0,n,nf,ctain,d371,d372,nb,po
100 format(2(5.1,.)19.2,/,11.9,/,2(7,/)12.11,/)
& 2(13.1,.)2(14,/)
c=2.46e-7
pl=4.0*atan(1.0)
am=a*931.48
if (po.eq.1.) then
c***** IF
ne=12
dens=2.64
pmol=25.941
if (s.eq.2) then
alcamn=1.049e-1
else
alcamn=1.347e-1
endif
goto 130
else
c***** AGUA
ne=10
dens=1.
pmol=17.956
if (s.eq.2) then
alcamn=1.890e-1
else
alcamn=2.322e-1
endif
endif
c*****
c***** Cálculo de la sección de activación promedio
c*****
130 heb=(e-0.01)/nb
seor1=0.
seor2=0.
seor3=0.
seor4=0.
seor21=0.
seor22=0.
seor23=0.
seor24=0.
sum1=0.
a00=0.5*a0
do 180 m=1, nb-1,2
e1=he0*m+0.01
if (s1.lt.0.01) goto 180
b=(1.-1./((1.+e1/am)**(1+e1/am)))**.5
z=s*(1.-exp(-125.*b*s**(-0.666666)))
zb=(z/b)*(z/b)

```

```

r=(5.2e-11/dens)*(1.022e6*b*b*(1-b*b))**1.67
if (r.lt.colain) goto 180
ht=(r-a0)/nt
call seccl
sum1=sum1+dcol1
do 166 j=1,79
p1=EE(j)
p2=EE(j+1)
if (e1.le.p2.and.e1.ge.p1) then
tle=(dE(j+1)-dE(j))/(EE(j+1)-EE(j))*(e1-EE(j))+dE(j)
goto 168
else
goto 160
endif
160 continue
secr11=secr11+sec1/ile
secr21=secr21+sec2/ile
180 continue
do 750 m=2, nb-2,2
e1=he0**m+0.01
if (e1.lt.0.01) goto 750
b=(1.-1./((1.+e1/am)**(1+e1/am)))**5
z=s*(1.-exp(-125.*b*s**(-0.666666)))
zb=(z/b)*(z/b)
r=(5.2e-11/dens)*(1.022e6*b*b*(1-b*b))**1.67
if (r.lt.colain) goto 750
ht=(r-a0)/nt
call seccl
sum1=sum1+dcol1
do 183 j=1,79
p1=EE(j)
p2=EE(j+1)
if (e1.le.p2.and.e1.ge.p1) then
tle=(dE(j+1)-dE(j))/(EE(j+1)-EE(j))*(e1-EE(j))+dE(j)
goto 184
else
goto 182
endif
182 endif
183 continue
secr12=secr12+sec1/ile
secr22=secr22+sec2/ile
185 format(18.3,17.2,4(3x,e13.7))
750 continue
e1=0.01
b=(1.-1./((1.+e1/am)**(1+e1/am)))**5
z=s*(1.-exp(-125.*b*s**(-0.666666)))
zb=(z/b)*(z/b)
r=(5.2e-11/dens)*(1.022e6*b*b*(1-b*b))**1.67
if (r.lt.colain) goto 810
ht=(r-a0)/nt
call seccl
do 780 j=1,79
p1=EE(j)
p2=EE(j+1)
if (e1.le.p2.and.e1.ge.p1) then
tle=(dE(j+1)-dE(j))/(EE(j+1)-EE(j))*(e1-EE(j))+dE(j)

```

```

      goto 800
    else
      goto 770
770  endif
      continue
800  secr13=sec1/le
      secr23=sec2/le
810  a1=a
      b=(1.-1/((1.+a1/am)**(1+a1/am)))**.5
      z=a*(1.-exp(-125.*b*a**(-0.666666)))
      zb=(z/b)/(z/b)
      r=(5.2e-11/dens)*(1.022e5*b*bi*(1-b*b))**.67
      ht=(r-a0)/nt
      call seccl
      do 850 j=1,79
        p1=EE(j)
        p2=EE(j+1)
        if (a1.le.p2.and.a1.ge.p1) then
          fle=(dE(j+1)-dE(j))*\EE(j+1)-EE(j))*\*(a1-EE(j))+dE(j)
          alcance=(RR(j+1)-RR(j))*\EE(j+1)-EE(j))*\*(a1-EE(j))+RR(j)
          goto 880
        else
          goto 830
        endif
830  continue
850  secr14=sec1/le
880  secr24=sec2/le
      psecr1=(2*secr11+4*secr12+secr13+secr14)*he0*.1,8022e-6/3
      psecr2=(2*secr21+4*secr22+secr23+secr24)*he0*.1,8022e-6/3
      write(8,*) 'z = ',z
      write(8,*) 'A = ',a
      write(8,*) 'E (MeV) = ',e
      write(8,*) 'A0 (cm) = ',a0
      write(8,*) 'cotain (cm) = ',cotain
      write(8,*) 'D371 (erg/cm3) = ',d371
      write(8,*) 'D372 (erg/cm3) = ',d372
      write(8,*) 'medio (1=LiF, 2=PTR, 3=H2O) = ',jpo
      write(8,*) 'sigmaR1 (cm3) (1 golpe) = ',psecr1
      write(8,*) 'sigmaR2 (cm3) (2 golpes) = ',psecr2
      write(8,*) 'sigma1 (cm2) (1 golpe) = ',sec1
      write(8,*) 'sigma2 (cm2) (2 golpes) = ',sec2
      write(8,*) 'LET entrada (erg/cm) = ',le
      stop
    end

```

```

c*****
c*****
c*****

```

Cálculo de la sección de activación

```

subroutine seccl
common a0,a,nt,ix,z,r,b,d,cotain,ne,dens,pmol,f,ht
&  sec1,sec2,d371,d372,dosin
  pi=4.0*atan(1.0)
  ht=0.
  uu=0.
  ht1=0.
  uu1=0.
  ht2=0.

```



```

uu2=0.
t=0.
x=0.
d1=0.
d1=0.
d2=0.
sec1=0.
sec2=0.
s1c=0.
s2c=0.
a00=0.5*a0
t=cotain
call integral
s1c=pi*(1-exp(-d1/d371))*(a00*a00-cotain*cotain)
s2c=pi*(1-(1+d1/d372)*exp(-d1/d372))*(a00*a00-cotain*cotain)
do 800 k=1,20
t=a00*k/20
800 continue
t10=0.
t11=0.
t12=0.
uu10=0.
uu11=0.
uu12=0.
s1nt=0.
s2nt=0.
do 900 j=1,10,2
t=0.5*a0+0.125*a0*j
call integral
se1=2*pi*t*(1.-exp(-d1/d371))
se2=2*pi*t*(1.-(1+(d1/d372))*exp(-d1/d372))
t10=t10+dse1
t11=t11+se1
t12=t12+se2
900 continue
do 920 j=2,10,2
t=0.5*a0+0.125*a0*j
call integral
se1=2*pi*t*(1.-exp(-d1/d371))
se2=2*pi*t*(1.-(1+(d1/d372))*exp(-d1/d372))
uu10=uu10+dse1
uu11=uu11+se1
uu12=uu12+se2
920 continue
t=0.5*a0
call integral
se11=2*pi*t*(1.-exp(-d1/d371))
se21=2*pi*t*(1.-(1+(d1/d372))*exp(-d1/d372))
t=3.*a0
call integral
se12=2*pi*t*(1.-exp(-d1/d371))
se22=2*pi*t*(1.-(1+(d1/d372))*exp(-d1/d372))
s1nt=0.125*a0*(4*t11+2*uu11+se11+se12)/3
s2nt=0.125*a0*(4*t12+2*uu12+se21+se22)/3
do 1900 j=1,nl-1,2
t=3*a0+ht*

```

```

      if (.g.l.r) goto 1910
      di=fnh(c,ne,dens,pmol,z,i,r,pi,b)
      se1=2*pi**((1.-exp(-di/d371))
      se2=2*pi**((1.-((1+(di/d372))*exp(-di/d372)))
      s0=t0+dos1
      s1=t1+se1
      s2=t2+se2
1900  continue
1910  do 1920 j=2,n1-2,2
      t=3*a0+h1
      if (.g.l.r) goto 1930
      di=fnh(c,ne,dens,pmol,z,i,r,pi,b)
      se1=2*pi**((1.-exp(-di/d371))
      se2=2*pi**((1.-((1+(di/d372))*exp(-di/d372)))
      uu0=uu0+dos1
      uu1=uu1+se1
      uu2=uu2+se2
1920  continue
1930  sec1=ht*(s1c+4**t1+2**uu1)/3+s1c+s1int
      sec2=ht*(s2c+4**t2+2**uu2)/3+s2c+s2int
1940  format (e13.7,3x,e13.7)
1960  return
      end
c****
c**** Cálculo de la dosis para blanco extendido
c****
      subroutine integr1
      common a0,n,n1,t,x,z,r,b,di,cotain,ne,dens,pmol,f,ht,
      & sec1,sec2,d371,d372
      xb=amax1(cotain,t-a0)
      h=(t-a0-xb)/n
      i=0.
      ui=0.
      do 1980 j=1,n-1,2
      x=xb+h**j
      if (x.lt.cotain) goto 1980
      if (x.gt.r) goto 1990
      xar=t+x
      if (xar.gt.a0) then
      ti=ht*fn(x,c,z,r,a0,t,b,ne,dens,pmol)
      else
      ti=ht+fng(x,c,z,r,a0,b,ne,dens,pmol)
      endif
1980  continue
1990  do 2000 i=2,n-2,2
      x=xb+h**i
      if (x.lt.cotain) goto 2000
      if (x.gt.r) goto 2100
      xar=t+x
      if (xar.gt.a0) then
      ui=ui+fn(x,c,z,r,a0,t,b,ne,dens,pmol)
      else
      ui=ui+fng(x,c,z,r,a0,b,ne,dens,pmol)
      endif
2000  continue
2100  w=h*(4**i+2**ui)/3

```

```

if (L1.a0) then
x=a*amax1(cotain,1-a0)
x=x/b
d1=w*fnf(x,c,z,r,a0,b,ne,dens,pmol)*h3
else
d1=w
endif
return
end

c*****
c***** Distribuciones de dosis, para cálculos de blanco extendido
c***** (funciones fnf y fng) y de blanco puntual (funcion fnh)
c*****

funcion fnf(x,c,z,r,a0,l,b,ne,dens,pmol)
c=2.46e-7
pi=4.0*atan(1.0)
f1=atan(sqrt(((a0*a0-(x-l)*(x-l))/((x+l)*(x+l)-a0*a0))))
f2=3.34*x*a0*a0*pi*pi*b*b
fnf=c*ne*(dens/pmol)*z*z*amax1(1.e-5,1.-x/r)**0.64*f1/f2
return
end

funcion fng(x,c,z,r,a0,b,ne,dens,pmol)
c=2.46e-7
pi=4.0*atan(1.0)
f3=3.34*x*a0*a0*pi*pi*b*b
fng=(2*pi*c*ne*(dens/pmol)*z*z*(1.-x/r)**0.6)/f3
return
end

funcion fnh(c,ne,dens,pmol,z,l,r,pl,b)
c=2.46e-7
pi=4.0*atan(1.0)
M=3.34*pi*pi*b*b
fnh=(c*ne*(dens/pmol)*z*z*(1.-x/r)**.6)/M
return
end

c***** Cálculo de la eficiencia relativa usando las secciones
c***** de activación para segmento de trayectoria: sigma1 para la
c***** componente de un golpe y sigma2 para la de dos golpes.
c*****
c***** Datos de entrada
c***** Secciones de activación para segmento de trayectoria en cm2
c***** Dosis características D371 y D372 en Gy
c***** Radio del volumen sensible a0 en cm
c***** LET en erg/cm
c***** Dosis en Gy a la que se calcula la eficiencia relativa
c***** Contribución relativa R de la componente de un golpe
c*****

write(*,*) 'sigma1 (cm2),sigma2 (cm2)'
read(*,*) s1, s2
write(*,*) 'D371 (Gy), D372 (Gy)'
read(*,*) D371, D372
write(*,*) 'Dosis (Gy)'
read(*,*) dos

```

```

write(" ") Radio del volumen sensible a0 en cm^
read(" ") a0
write(" ") LET (erg/cm^
read(" ") le
write(" ") Contribución relativa R de la componente de 1 golpe^
read(" ") R
write(" ") Medio irradiado LIP=1 y H2O=2^
read(" ") medio

```

c\*\*\*\*\* Cálculo de la respuesta TL para exposición a partículas

```

if (medio.eq.1) then
c1=1-exp(-s1*dos*2.635e4/le)
p1=exp(-s2*dos*2.635e4/le)
else
c1=1-exp(-s1*dos*1.e4/le)
p1=exp(-s2*dos*1.e4/le)
endif
p1=s2/(1.18*p1*a0*a0)
if (p1.lt.1.) then
xm=(1.-p1)^dos/D372
else
xm=0.
endif
pg=(1.+xm)*exp(-xm)
c2=1.-p1*pg
TL=R*c1+(1-R)*c2

```

c\*\*\*\*\* Cálculo de la respuesta TL para exposición a rayos gamma

```

a1=dos/d371
a2=dos/d372
TLg=R*(1.-exp(-a1))+(1-R)*(1.-((1.+a2)*exp(-a2)))

```

c\*\*\*\*\* Cálculo de la eficiencia relativa

```

eta=s1/sg
write(" ") dosis (Gy)=,dos
write(" ") eta=,eta
stop
end

```

c\*\*\*\*\* Cálculo de la eficiencia relativa usando las secciones  
de activación promedio: sigmaR1 para la componente de  
c\*\*\*\*\* un golpe y sigmaR2 para la de dos golpes.

c\*\*\*\*\*

c\*\*\*\*\* Datos de entrada

c\*\*\*\*\* Secciones de activación promedio en cm3

c\*\*\*\*\* Dosis características D371 y D372 en Gy

c\*\*\*\*\* Radio del volumen sensible a0 en cm

c\*\*\*\*\* Energía de la partícula incidente en MeV

c\*\*\*\*\* Alcance de la partícula incidente en um

c\*\*\*\*\* Dosis en Gy a la que se calcula la eficiencia relativa

c\*\*\*\*\* Contribución relativa R de la componente de un golpe

c\*\*\*\*\*

```

write(" ") sigmaR1 (cm3),sigmaR2 (cm3)^
read(" ") s1r, s2r

```

```

write(*,*) 'D371 (Gy), D372 (Gy)'
read(*,*) D371, D372
write(*,*) 'Dosis (Gy)'
read(*,*) dos
write(*,*) 'Radio del volumen sensible a0 en cm'
read(*,*) a0
write(*,*) 'Energia de la partícula incidente en MeV'
read(*,*) e
write(*,*) 'Alcance de la partícula incidente en um'
read(*,*) alcance
write(*,*) 'Contribución relativa R de la componente de 1 golpe'
read(*,*) R
write(*,*) 'Medio irradiado LIF=1 y H2O=2'
read(*,*) medio

c***** Cálculo de la respuesta TL para exposición a partículas
if (medio.eq.1) then
  c1=1.-exp(-s1r*dos*2.635e4/(e**1.6022e-6))
  p1=exp[-s2r*dos*2.635e4/(e**1.6022e-6)]
else
  c1=1.-exp(-s1r*dos*1.e4/(e**1.6022e-6))
  p1=exp[-s2r*dos*1.e4/(e**1.6022e-6)]
endif
pi=4.0*atan(1.0)
p1=s2r**1.6022e-6/(1.18e-4*pi*alcance*a0**a0)
if (p1.lt.1.) then
  x=(1.-p1)*dos/D372
else
  x=0.
endif
pg=(1.+x)*exp(-x)
c2=1.-pi*pg
TL=R*c1+(1-R)*c2

c***** Cálculo de la respuesta TL para exposición a rayos gamma
a1=dos/d371
a2=dos/d372
TLg=R*(1-exp(-a1))+(1-R)*(1+(1+a2)*exp(-a2))

c***** Cálculo de la eficiencia relativa
eta=tl/tlg
write(*,*) 'dosis (Gy) =',dos
write(*,*) 'eta=',eta
stop
end

```

Programa escrito para calcular la eficiencia relativa con la Teoría Modificada de Estructura de Trayectoria (TSTM)

```

c***** TEORIA MODIFICADA DE ESTRUCTURA DE TRAYECTORIA
c***** Programa de cálculo de la eficiencia relativa para LIF y H2O
c*****
c***** La eficiencia relativa esta dada por la ecuación 1 de la
c***** ref. Ho 80b
c***** La distribución de dosis depositada por los electrones
c***** secundarios usada está dada por la ec.10
c***** de la ref. ha 84a

```

```

c-----
c**** Definición de las variables de entrada
c****
c**** s=número atómico de la partícula incidente.
c**** a=número másico de la partícula incidente.
c**** e=energía de la partícula incidente en MeV.
c**** amin=alcance de la partícula para la energía mínima
c**** del archivo de LET
c**** ni=número de intervalos de integración en el cálculo
c**** radial para una energía dada
c**** cotain=distancia mínima en la integración
c**** nb=número de intervalos de integración en el cálculo
c**** axial
c**** ip=medio absorbente 1=LIF, 2=H2O.
c****
c**** Además se usa un archivo de datos que contiene la energía en MeV,
c**** el LET en erg/cm y el alcance en um de la partícula incidente en
c**** el medio irradiado.
c-----
dimension EE(200), dE(200),RR(200)
character*20 entrada
character*20 salida,let
common m,1,2,r,bb,d,cotain,ne,dens,pmol,ht,dos1f,dos2,y
INTEGER*4 ND,NPTS
PARAMETER (ND=11)
parameter (nnd=10)
REAL*8 XD(ND),YD(ND),B(ND),C(ND),D(ND),XDL(ND)
REAL*8 AS(ND),BS(ND),CS(ND),DS(ND),XSL(1),XS,YB(1)
REAL*8 INF
c*****
c***** f(D) para tritio, Horowitz
c DATA XD(5,27E+4,2.835E+5,8.775E+5,2.835E+6,8.775E+6,
c & 2.835E+7,8.775E+7,2.835E+8,8.775E+8,2.835E+9,8.775E+9/
c DATA YD(1,00,1.00,1.00,1.42,2.36,2.44,2.36,1.73,1.00,64,0.33/
c*****
c***** f(D) para rayos X 35 kV señal TL total, este trabajo
c DATA XD(9,80E+4,1.96E+5,3.92E+5,7.83E+5,1.96E+6,
c & 5.97E+6,1.175E+7,2.35E+7,4.70E+7,7.05E+7,1.42E+8/
c DATA YD(0,99,1.01,1.00,1.22,1.37,1.78,1.77,1.57,1.23,0.99,0.59/
c*****
c***** f(D) para rayos X 35 kV, pico 5, este trabajo
c DATA XD(9,80E+4,1.96E+5,3.92E+5,7.83E+5,1.96E+6,
c & 5.97E+6,1.175E+7,2.35E+7,4.70E+7,7.05E+7,1.42E+8/
c DATA YD(0,97,1.04,1.10,1.34,1.39,1.69,1.56,1.21,0.78,0.54,0.25/
c*****
c***** f(D) para rayos X 35 kV, pico 7, este trabajo
c DATA XD(9,80E+4,1.96E+5,3.92E+5,7.83E+5,1.96E+6,
c & 5.97E+6,1.175E+7,2.35E+7,4.70E+7,7.05E+7,1.42E+8/
c DATA YD(0,84,1.16,1.73,1.95,2.55,3.20,3.28,3.04,2.52,2.11,1.33/
DO 1 I=1,ND
1 XDL(I)=LOG(XD(I))
CALL SPLNCB(ND,XDL,YD,B,C,D)
DO 5 I=1,ND-1
AS(I)=YD(I)
BS(I)=B(I)
CS(I)=C(I)
DS(I)=D(I)
5 write(*,20)
10 format(1x, 'NOMBRE DEL ARCHIVO DE ENTRADA: ')
20 read(*,25) entrada

```

```

25  format(A20)
    open(5,file=entrada,status='old')
    write(*,40)
40  format(1x,'NOMBRE DEL ARCHIVO DE SALIDA: ')
    read(*,25) salida
    write(*,50)
50  format(1x,'NOMBRE DEL ARCHIVO DE LET (erg/cm): ')
    read(*,25) let
    open(8,file=salida,status='new')
    open(4,file=let,status='old')
    read(4,*) (EE(),dE(),RR()),i=1,79)
    read(5,100)s,a,e,amin,nt,otain,nb,ipo
100  format(2//5.1,/,)f9.2,/,f9.4,/,f7,/,f12.11,2//,f4,))
    cc=2.46e-7
    pi=4.*atan(1.0)
    am=931.48
    if (ipo.eq.1.) then
c*****
        LIF
        ne=12
        dens=2.64
        pmol=25.941
        goto 130
    else
c*****
        AGUA
        ne=10
        dens=1.
        pmol=17.056
        endif
130  do 129 j=1,79
        p1=EE(j)
        p2=EE(j+1)
        if (a.le.p2.and.s.ge.p1) then
            alca=((RR(j+1)-RR(j))/(EE(j+1)-EE(j)))*(e-EE(j))+RR(j)
            goto 135
        else
            goto 128
        endif
128  continue
129  continue
135  alca=alca+1.e-4
        amin=amin+1.e-4
        ha0=(alca-amin)/nb
        sum1=0.
        sum2=0.
        do 200 m=1, nb-1,2
            a1=ha0*m+amin
            do 180 j=1,79
                p1=RR(j)
                p2=RR(j+1)
                s2=(alca-a1)*1.e4
                if (s2.le.p2.and.s2.ge.p1) then
                    s1=((EE(j+1)-EE(j))/(RR(j+1)-RR(j)))*(s2-RR(j))+EE(j)
                    goto 170
                else
                    goto 150
                endif
150  continue
160  continue

```

```

170  bb=(1.-1./((1.+e1/am)*(1+e1/am)))**5
      z=s*(1.-exp(-125.*bb*s**(-0.666666)))
      zb=(z/bb)*(z/bb)
      r=(5.2e-11/dens)*(1.022e6*bb*bb*(1-bb*bb))**1.67
      if (.f.cotain) goto 200
      ht=(r-cotain)/m
      call integral
      sum1=sum1+dosi1
      sum2=sum2+dosi2
200  continue
      sdos1=sum1
      fddos1=sum2
      sum1=0.
      sum2=0.
      do 750 m=2, nb-2,2
        a1=ha0*m+almin
        do 300 j=1,79
          p1=RR(j)
          p2=RR(j+1)
          a2=(alca-a1)**1.e4
          if (a2.le.p2.and.a2.ge.p1) then
            e1=(EE(j+1)-EE(j))*RR(j+1)-RR(j))*(a2-RR(j))+EE(j)
            goto 400
          else
            goto 250
          endif
250  endif
300  continue
400  bb=(1.-1./((1.+e1/am)*(1+e1/am)))**5
      z=s*(1.-exp(-125.*bb*s**(-0.666666)))
      zb=(z/bb)*(z/bb)
      r=(5.2e-11/dens)*(1.022e6*bb*bb*(1-bb*bb))**1.67
      if (.f.cotain) goto 750
      ht=(r-cotain)/m
      call integral
      sum1=sum1+dosi1
      sum2=sum2+dosi2
750  continue
      sdos2=sdos2+sum1
      fddos2=fddos2+sum2
810  e1=e
      bb=(1.-1./((1.+e1/am)*(1+e1/am)))**5
      z=s*(1.-exp(-125.*bb*s**(-0.666666)))
      zb=(z/bb)*(z/bb)
      r=(5.2e-11/dens)*(1.022e6*bb*bb*(1-bb*bb))**1.67
      ht=(r-cotain)/m
      call integral
      sdos4=dosi1
      fddos4=dosi2
      sdos=(2*sdos1+4*sdos2+sdos4)*ha0/3
      energe=sdos/1.6022e-6
      fddos=(2*fddos1+4*fddos2+fddos4)*ha0/3
      eta=fddos/sdos
      write(6,*) 'z = ',z
      write(6,*) 'A = ',a
      write(6,*) 'E (MeV) = ',e
      write(6,*) 'cotain (cm) = ',cotain

```



```

write(8,*) 'medio (1=LJF, 2=PTR, 3=H2O) = ',jo
write(8,*) 'Energia perdida por ion (MeV) = ',energia
write(8,*) 'Eficiencia relativa = ', eta
write(8,*) 'Señal TL total'
c write(8,*) 'Pico 5'
c write(8,*) 'Pico 7'
c write(8,*) 'tritio, Horowitz'
stop
end
subroutine integral
common n,l,z,r,bb,d,ocain,ne,dens,pmol,ht,dos1,dos2,ys
INTEGER*4 ND,NPTS
PARAMETER (ND=11)
parameter (nnd=10)
REAL*8 XD(ND),YD(ND),B(ND),C(ND),D(ND),XDL(ND)
REAL*8 AS(ND),BS(ND),CS(ND),DS(ND),XSL(1),XS,YS(1)
REAL*8 INF
c***** f(D) para tritio, Horowitz
c DATA XD/5.27E+4,2.635E+5,8.775E+5,2.635E+6,8.775E+6,
c & 2.635E+7,8.775E+7,2.635E+8,8.775E+8,2.635E+9,8.775E+9/
c DATA YD/1.00,1.00,1.00,1.42,2.36,2.44,2.36,1.73,1.0,0.84,0.33/
c***** f(D) para rayos X 35 kV, señal TL total, este trabajo
DATA XD/9.80E+4,1.96E+5,3.92E+5,7.83E+5,1.96E+6,
& 5.97E+6,1.175E+7,2.35E+7,4.70E+7,7.05E+7,1.42E+8/
DATA YD/0.99,1.01,1.00,1.22,1.37,1.78,1.77,1.57,1.25,0.99,0.59/
c***** f(D) para rayos X 35 kV, pico 5, este trabajo
c DATA XD/9.80E+4,1.96E+5,3.92E+5,7.83E+5,1.96E+6,
c & 5.97E+6,1.175E+7,2.35E+7,4.70E+7,7.05E+7,1.42E+8/
c DATA YD/0.97,1.04,1.10,1.34,1.39,1.89,1.56,1.21,0.78,0.54,0.25/
c***** f(D) para rayos X 35 kV, pico 7, este trabajo
c DATA XD/9.80E+4,1.96E+5,3.92E+5,7.83E+5,1.96E+6,
c & 5.97E+6,1.175E+7,2.35E+7,4.70E+7,7.05E+7,1.42E+8/
c DATA YD/0.84,1.16,1.73,1.95,2.55,3.20,3.28,3.04,2.52,2.11,1.33/
DO 1=1,ND
1 XDL(I)=LOG(XD(I))
CALL SPLNCB(ND,XDL,YD,B,C,D)
DO 5 I=1,ND-1
AS(I)=YD(I)
BS(I)=B(I)
CS(I)=C(I)
5 DS(I)=D(I)
pi=4.0*atan(1.0)
fl1=0.
uu1=0.
fl2=0.
uu2=0.
t=0.
d1=0.
d1=0.
d2=0.
dos1=0.
dos2=0.
do 900 j=1,n-1,2
t=ocain+ht*j
if (j.gt.r) goto 910
di=lnh(cc,ne,dens,pmol,z,l,r,gl,bb)

```

```

xs=di
dos1=2*pi**di
xsl(1)=log(xs)
NPTS=1
call intrpc(nd,xdl,as,b,c,d,npts,xsl,ys)
if (ys(1).le.0.) then
  dos2=0.
else
  dos2=2*pi**di*ys(1)
endif
t1=t1+dos1
t2=t2+dos2
900 continue
910 do 920 j=2,n-2,2
  t=cotain+ht1
  if (t.gt.r) goto 930
  di=fnh(cc,ne,dens,pmol,z,t,r,p,bb)
  xs=di
  dos1=2*pi**di
  xsl(1)=log(xs)
  NPTS=1
  call intrpc(nd,xdl,as,b,c,d,npts,xsl,ys)
  if (ys(1).le.0.) then
    dos2=0.
  else
    dos2=2*pi**di*ys(1)
  endif
  uu1=uu1+dos1
  uu2=uu2+dos2
920 continue
930 t=cotain
  di=fnh(cc,ne,dens,pmol,z,t,r,p,bb)
  d1=di
  xs=di
  dos11=2*pi**d1
  xsl(1)=log(xs)
  NPTS=1
  call intrpc(nd,xdl,as,b,c,d,npts,xsl,ys)
  if (ys(1).le.0.) then
    dos21=0.
  else
    dos21=2*pi**d1*ys(1)
  endif
  t=cotain*10
  if (t.gt.r) goto 935
  di=fnh(cc,ne,dens,pmol,z,t,r,p,bb)
  d2=di
  xs=di
  dos12=2*pi**d2
  xsl(1)=log(xs)
  NPTS=1
  call intrpc(nd,xdl,as,b,c,d,npts,xsl,ys)
  if (ys(1).le.0.) then
    dos22=0.
  else
    dos22=2*pi**d2*ys(1)
  endif

```

```

endif
935 dos1=hl*(dos11+dos12+4*hl+2*uu1)/3
dos2=hl*(dos21+dos22+4*ll2+2*uu2)/3
940 format (e13.7,3x,e13.7,3x,e13.7)
return
end
function fnh(cc,ne,dens,pmo,x,l,r,pl,bb)
cc=2.46e-7
pl=4.0*atan(1.0)
fe=3.34*pi**1**bb**bb
fnh=(cc*ne*(dens/pmo)**x*(1-U)**.6)/f4
return
end

c**** subrutina de interpolación
SUBROUTINE INTRPC (NCUBIC, XCUBES, AS, BS, CS, DS, NPTS, XS, YS) 00000100
IMPLICIT REAL*8 ( A-H, O-Z ) 00004500
DIMENSION XCUBES(1), AS(1), BS(1), CS(1), DS(1), XS(1), YS(1) 00004800
REAL*8 INF 00005010
data INF / 1.D38 /
XSIGN = DSIGN (1.D0, XCUBES(2)-XCUBES(1)) 00005300
XPREV = INF 00005700
XNEXT = INF 00005800
DO 1399 I = 1, NPTS 00006100
X = XS(I) 00006200
XC = XSIGN*X 00006300
1100 IF (XC .LT. XNEXT) GO TO 1200 00006700
XPREV = XNEXT 00007100
XBASE = XNEXT*XSIGN 00007200
N = N+1 00007300
XNEXT = XCUBES(N+1)*XSIGN 00007400
IF (N .EQ. NCUBIC-1) XNEXT = INF 00007600
1150 A = AS(N) 00007800
B = BS(N) 00007900
C = CS(N) 00008000
D = DS(N) 00008100
GO TO 1100 00008300
1200 IF (XC .GE. XPREV) GO TO 1300 00008800
N = 1 00009300
XPREV = -INF 00009400
XNEXT = XCUBES(2)*XSIGN 00009500
XBASE = XCUBES(1) 00009600
GO TO 1150 00009700
1300 DEL = X-XBASE 00010100
YS(I) = A + DEL*(B + DEL*(C + DEL*D)) 00010200
1399 CONTINUE 00010300
RETURN 00010500
END 00010600
SUBROUTINE SPLNCB (N, X, Y, B, C, D) 00000010
IMPLICIT REAL*8 ( A-H, O-Z ) 00000640
DIMENSION X(1), Y(1), B(1), C(1), D(1) 00000660
1500 IF (N .LE. 1) RETURN 00000730
NM1=N-1 00000750
DO 1740 I = 1, NM1 00000800
B(I) = 0 00000810
C(I) = 0 00000820

```

	D(I) = 0	00000830
	IF ( 1.D15*DABS(Y(I+1)-Y(I)) .GT. DABS(Y(I)) ) GO TO 1800	00000840
1740	CONTINUE	00000850
	I = NM1	00000860
1800	IBASE = I-1	00000880
	DO 1840 I = I, NM1	00000890
	J = N+I - 1	00000900
	B(J) = 0	00000910
	C(J) = 0	00000920
	D(J) = 0	00000930
	IF ( 1.D15*DABS(Y(J-1)-Y(J)) .GT. DABS(Y(J)) ) GO TO 1900	00000940
1840	CONTINUE	00000950
1900	NUSE = J - IBASE	00000960
	IF ( NUSE .LE. 1 ) RETURN	00000970
	NM1 = NUSE-1	00000980
	H=X(IBASE+2)-X(IBASE+1)	00010000
	F=Y(IBASE+2)-Y(IBASE+1)/H	00010010
	IF ( NUSE .EQ. 2 ) GO TO 6000	00010020
	DO 1399 I=2,NM1	00010030
	G=H	00010040
	H=X(IBASE+I+1)-X(IBASE+I)	00010050
	E=F	00010060
	F=(Y(IBASE+I+1)-Y(IBASE+I))/H	00010070
	GBY3 = G/3	00010080
	D(IBASE+I-1) = GBY3*B(IBASE+I-1)	00010090
	EPSIM1 = G+H	00010100
	RIM1B3 = F-E	00010110
1300	B(IBASE+I) = 1/((2.D0/3.D0)*EPSIM1 - GBY3*D(IBASE+I-1))	00010130
	C(IBASE+I) = RIM1B3 - D(IBASE+I-1)*C(IBASE+I-1)	00010150
1399	CONTINUE	00010160
	D(IBASE+NM1) = 0	00010170
	DO 5000 I=2,NM1	00010190
	I=NM1+2-I	00010400
	C(IBASE+I)=B(IBASE+I)*C(IBASE+I)-D(IBASE+I)*C(IBASE+I+1)	00010410
5000	CONTINUE	00010420
6000	DO 6990 I=1,NM1	00010570
	H=X(IBASE+I+1)-X(IBASE+I)	00010580
	D(IBASE+I)=(C(IBASE+I+1)-C(IBASE+I))/(3.*H)	00010590
	B(IBASE+I)=(Y(IBASE+I+1)-Y(IBASE+I))/H-(H*D(IBASE+I)+C(IBASE+I))/H	00010600
6990	CONTINUE	00010610
	D(IBASE+NUSE) = D(IBASE+NM1)	00010650
	B(IBASE+NUSE) = B(IBASE+NM1) + (2*C(IBASE+NM1) + 3*D(IBASE+NM1))/H	00010660
	**H	00010680
	RETURN	00010690
8000	D(IBASE+1) = 0	00010730
	B(IBASE+1) = F	00010740
	RETURN	00010750
	END	00010940

	D(I) = 0	00000830
	IF ( 1.D15*DABS(Y(I+1)-Y(I)) .GT. DABS(Y(I)) ) GO TO 1820	00000840
1740	CONTINUE	00000850
	I = NM1	00000860
1800	IBASE = I-1	00000880
	DO 1840 I = I, NM1	00000890
	J = N+1 - I	00000900
	B(J) = 0	00000910
	C(J) = 0	00000920
	D(J) = 0	00000930
	IF ( 1.D15*DABS(Y(J-1)-Y(J)) .GT. DABS(Y(J)) ) GO TO 1800	00000940
1840	CONTINUE	00000950
1900	NUSE = J - IBASE	00000960
	IF ( NUSE .EQ. 1 ) RETURN	00000970
	NM1 = NUSE-1	00000980
	H=X(IBASE+2)-X(IBASE+1)	00001000
	F=(Y(IBASE+2)-Y(IBASE+1))/H	00001010
	IF ( NUSE .EQ. 2 ) GO TO 8000	00001020
	DO 1399 I=2,NM1	00001030
	G=H	00001040
	H=X(IBASE+I+1)-X(IBASE+I)	00001050
	E=F	00001060
	F=(Y(IBASE+I+1)-Y(IBASE+I))/H	00001070
	GBY3 = G/3	00001080
	D(IBASE+I-1) = GBY3*B(IBASE+I-1)	00001090
	EPSIM1 = G+H	00001100
	RIM1B3 = F-E	00001110
1300	B(IBASE+I) = 1/((2.D03.D0)*EPSIM1 - GBY3*D(IBASE+I-1))	00001340
	C(IBASE+I) = RIM1B3 - D(IBASE+I-1)*C(IBASE+I-1)	00001350
1399	CONTINUE	00001360
	D(IBASE+NM1) = 0	00001370
	DO 5000 I=2,NM1	00001380
	I=NM1+2-I	00001400
	C(IBASE+I)=B(IBASE+I)*C(IBASE+I)-C(IBASE+I)*C(IBASE+I+1)	00001410
5000	CONTINUE	00001420
6000	DO 6990 I=1,NM1	00001570
	H=X(IBASE+I+1)-X(IBASE+I)	00001580
	D(IBASE+I)=C(IBASE+I+1)-C(IBASE+I)/H*(3.0/H)	00001590
	B(IBASE+I)=(Y(IBASE+I+1)-Y(IBASE+I))/H-(H*D(IBASE+I)+C(IBASE+I))*H	00001600
6990	CONTINUE	00001610
	D(IBASE+NUSE) = D(IBASE+NM1)	00001650
	B(IBASE+NUSE) = B(IBASE+NM1) + (2*C(IBASE+NM1) + 3*D(IBASE+NM1))*H	00001660
	** H	00001660
	RETURN	00001690
8000	D(IBASE+1) = 0	00001730
	B(IBASE+1) = F	00001740
	RETURN	00001750
	END	00001940

Programa escrito para calcular la función de respuesta f(D) con el Modelo de Interacción de Trayectoria (TIM)

```
c***** MODELO DE INTERACCION DE TRAYECTORIAS (TIM)
c***** Cálculo del factor de supralinealidad f(D) dado por la ecuación
c***** (5.10) de este trabajo
c*****
c***** DEFINICION DE VARIABLES
c*****
c***** Datos de entrada
c***** R0=RADIO DE LA TRAYECTORIA EN EL CUAL LA MAYOR PARTE DE LA DOSIS
c***** ES DEPOSITADA (A)
c***** TLM=TRAYECTORIA LIBRE MEDIA DE LOS ELECTRONES (A)
c***** Un archivo de datos (TIM.dat) con los valores de la fluencia
c***** a los que se va a calcular f(D)
c*****
c***** ALFA=1/TLM
c***** FLUENCIA=FLUENCIA DE PARTICULAS ALFA (CM-2)
c***** F1=CONTRIBUCION DEL 1er. VECINO MAS CERCANO A LA SUPRALINEALIDAD
c***** F2=CONTRIBUCION DEL 2o. VECINO MAS CERCANO A LA SUPRALINEALIDAD
c***** F3=CONTRIBUCION DEL 3er. VECINO MAS CERCANO A LA SUPRALINEALIDAD
c***** FT=RESPUESTA TL TOTAL NORMALIZADA INCLUYENDO LA CONTRIBUCION DE
c***** LOS TRES PRIMEROS VECINOS MAS CERCANOS
c*****
c*****
10 CHARACTER*20 SALIDA
WRITE(*,*) 'ARCHIVO DE SALIDA'
READ(*,50) SALIDA
50 FORMAT(A20)
OPEN(UNIT=6,FILE=SALIDA,STATUS='NEW')
100 WRITE(*,*) 'RADIO DE LA TRAYECTORIA (A) (salir poner 0)'
READ(*,*) R0
IF (R0.EQ.0) GOTO 500
WRITE(*,*) 'TRAYECTORIA LIBRE MEDIA'
READ(*,*) TLM
150 OPEN(UNIT=5,FILE='tim.dat',STATUS='OLD')
READ(5,*,END=10) fluencia
S=1
P1=4*ATAN(S)
A=(P1*FLUENCIA)**.5
RPI=R0**.5
RO=R0**1.e-8
TLM0=TLM**1.e-8
ALFA=1./TLM0
X=A*RO+ALFA*(2*A)
Y=P1*FLUENCIA*RO*RO+ALFA*RO
Z=alfa*alfa/(4*p1*fluencia)
IF (X.GT.30.or.z.gt.30) THEN
FT=1
GOTO 450
ELSE
kk=1
sum=0.
do 300 j=2,1000,2
prod=1.
kk=kk+1
do 200 i=1,j/2
```

```

xx*x*x
prod=prod*xx]
200 continue
term=(-1)**KK*prod(i+1)
if (term.eq.0) goto 320
sum=sum+term
300 continue
320 fce=5-1-2*x/pi+2*x*sum/pi
FAC1=EXP(ALFA*ALFA/(4*PI*FLUENCIA))
FAC2=EXP(-Y)
V3A=PI*PI*FLUENCIA*FLUENCIA*RO*RO/R0/B
V3B=PI*FLUENCIA*ALFA*RO*RO/12
V3C=(ALFA*ALFA/24+PI*FLUENCIA/4)*RO
V3D=ALFA*ALFA*ALFA/(48*PI*FLUENCIA)+5*ALFA/24
V31=V3A-V3B+V3C-V3D
V3E=RP1*A/B+ALFA*ALFA/(8*FLUENCIA**5)
V3F=ALFA**4/(96*PI*FLUENCIA**1.5)
V32=V3E+V3F
SF1=2*RP1*A*RO*FAC1*FCER6
SF2A=RO*(PI*FLUENCIA*RO-ALFA/2)*FAC2
SF2B=RO*FAC1*(RP1*A/2+ALFA*ALFA/(4*FLUENCIA**5))*FCER6
SF2=(SF2A+SF2B)*2
SF3=(RO*V31*FAC2+RO*FAC1*V32*FCER6)*6
F1=1+SF1
F2=1+SF2
F3=1+SF3
FT=1+SF1+SF2+SF3
endif
450 WRITE(8,*) FLUENCIA,FT
goto 150
500 STOP
END

```

Programa escrito para calcular la función de respuesta f(D) con el Modelo de Interacción de Trayectoria Unificado (UNIM)

```

c**** MODELO DE INTERACCION DE TRAYECTORIAS UNIFICADO (UNIM) PARA
c**** PARTICULAS CARGADAS
c**** Cálculo del f(D) factor de supralinealidad dado por la ecuación
c**** (5.13) de este trabajo
c*****
c**** DEFINICION DE VARIABLES

c**** Datos de entrada
c**** R0=RADIO EFECTIVO DE LA TRAYECTORIA DE LA PARTICULA EN A°
c**** Re=RADIO DE DENSIDAD DE IONIZACION (MAYOR QUE R0) EN A°
c**** TLM=TRAYECTORIA LIBRE MEDIA DE LOS ELECTRONES EN A°
c**** OMEGA
c**** Un archivo de datos (TIM.dat) con los valores de la fluencia
c**** a los que se va a calcular f(D)

c**** ALFA=1/TLM
c**** FLUENCIA=FLUENCIA DE PARTICULAS ALFA (CM-2)
c**** F1=CONTRIBUCION DEL 1er. VECINO MAS CERCANO A LA SUPRALINEALIDAD

```

c\*\*\*\* F2=CONTRIBUCION DEL 2o. VECINO MAS CERCANO A LA SUPRALINEALIDAD  
 c\*\*\*\* F3=CONTRIBUCION DEL 3er. VECINO MAS CERCANO A LA SUPRALINEALIDAD  
 c\*\*\*\* FT=RESPUESTA TL TOTAL NORMALIZADA INCLUYENDO LA CONTRIBUCION DE  
 c\*\*\*\* LOS TRES PRIMEROS VECINOS MAS CERCANOS  
 c\*\*\*\*\*

```

dimension fluencia(50)
CHARACTER*20 entrada,SALIDA
10 WRITE(*,*) 'ARCHIVO DE SALIDA'
   READ(*,30) SALIDA
50 FORMAT(A20)
   OPEN(UNIT=6,FILE=SALIDA,STATUS='NEW')
   WRITE(*,*) 'RADIO EFECTIVO R0 (A) (salir poner 0)'
   READ(*,*) R00
   if (r00.eq.0) goto 1000
   WRITE(*,*) 'RADIO DE DENSIDAD DE IONIZACION RE (A)'
   READ(*,*) RE0
   WRITE(*,*) 'TRAYECTORIA LIBRE MEDIA (A)'
   READ(*,*) TLM
   WRITE(*,*) 'OMEGA'
   READ(*,*) omega
   open(unit=5,file='tim.dat',status='old')
   k=1
80 read(5,*,end=100) fluencia(K)
   k=k+1
   l=k-1
   goto 80
100 PI=4.0*ATAN(1.0)
   rpi=pi*0.5
   RO=r00*1.e-8
   Re=re0*1.e-8
   do 500 k=1,l
     A=(pi*fluencia(K))**0.5
     TLM0=TLM*1.e-8
     ALFA=1./TLM0
     X=A*RO+ALFA/(2*A)
     Y=PI*FLUENCIA(K)*RO*RO+ALFA*RO
     z=alfa*alfa/(4*pi*fluencia(K))
     if (x.gt.30.or.z.gt.30) then
       ft=1
       goto 450
     else
       kk=1
       sum=0.
       do 300 i=2,1000,2
         prod=1.
         kk=kk+1
         do 200 j=1,i/2
           xx=x*x
           prod=prod*xxj
200 continue
         term=(-1)**kk*prod/(j+1)
         if (term.eq.0) goto 320
         sum=sum+term
300 continue
320 fce0=1-2*x/((pi+2*x*sum)/pi)
       FAC1=EXP(ALFA*ALFA/(4*PI*FLUENCIA(K)))

```



```

FAC2=EXP(-Y)
V3A=PI*PI*FLUENCIA(K)*FLUENCIA(K)*Ro*Ro*Ro*6
V3B=PI*FLUENCIA(K)*ALFA*Ro*Ro*12
V3C=(ALFA*ALFA/24+PI*FLUENCIA(K)/4)*Ro
V3D=ALFA*ALFA*ALFA/(48*PI*FLUENCIA(K))+5*ALFA/24
V31=V3A-V3B+V3C-V3D
V3E=RPI*A*8+ALFA*ALFA*(8*FLUENCIA(K)**.5)
V3F=ALFA**4/(96*PI*FLUENCIA(K)**1.5)
V32=V3E+V3F
SF1=2*RPI*A*Re*FAC1*FCER6
SF2A=Re*(PI*FLUENCIA(K)*Ro-ALFA/2)*FAC2
SF2B=Re*FAC1*(RPI*A/2+ALFA*ALFA/(4*FLUENCIA(K)**.5))*FCER6
SF2=(SF2A+SF2B)*2
SF3=(Re*V31*FAC2+Re*FAC1*V32*FCER6)*6
FT=1+(SF1+SF2+SF3)*omega/(2*pi)
endif
450 write(6,*) fluencia(K),ft
500 continue
goto 10
1000 STOP
END

```



## Influence of Annealing on TLD-100 Response to 5.3 MeV $\alpha$ -Particles

J. GAMBOA-DEBUEN and M. E. BRANDAN

Instituto de Física, UNAM, A.P. 20-364, México 01000 DF, México

(Received 4 March 1995)

The possible effect of the annealing atmosphere on the TL response of TLD-100 irradiated with 5.3 MeV  $\alpha$ -particles has been investigated, finding no effect on the sensitivity or the glow curve shape after thermally treating the chips in air or in He. The relative contribution of peak 2 to the total TL signal is found to be 43% smaller in the first reading after annealing than in the following ones.

### 1. Introduction

Detailed studies of the effect of the annealing procedure on the thermoluminescent (TL) response of phosphors have shown that the annealing atmosphere may have great importance when the dosimeters are exposed to low penetration radiation. Kalaf-Era (1980) found that low energy ( $^{210}\text{Po}$ )  $\beta$ -particle irradiation of TLD-100 dosimeters annealed in air leads to unexpected changes in the shape of the glow curves compared to nitrogen-annealed chips, which show the conventional (Horowitz, 1990) TLD-100 structure. Kalaf-Era also found that the magnitude of the TL response was dependent on the annealing atmosphere. Carrillo *et al.* (1993, 1994) and Carrillo (1993) have irradiated TLD-100 and TLD-200 chips annealed in He or air with ultra-soft  $\alpha$ -rays, finding that air-annealed chips have smaller sensitivity and different glow curve than He-annealed dosimeters. In these cases too, the use of an air atmosphere was not recommended (Carrillo *et al.* 1993, 1994) and Carrillo (1993). This work presents results for TLD-100 exposed to low-energy  $\alpha$ -particles.

On the other hand, it is well known (Horowitz, 1990; Ben Shachar and Horowitz, 1992) that for penetrating  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays the annealing and reading procedures play a role in determining the relative intensity of component glow peaks, that is, the shape of the glow curve. In this work we have followed one of the recommended annealings, but have noticed that the TL response changes importantly when the dosimeter is used a second, or more, times after the annealing. Since this may be of practical consequences, we have quantified the effect for irradiation with  $\alpha$ .

### 2. Materials and Methods

TLD-100 (Harshaw/Bicron) extruded chips ( $3 \times 3 \times 0.9$  mm) were used. The first part of the study was aimed at searching for possible effects on the glow curves due to the annealing atmosphere. The dosimeters were subjected to either one of the following procedures:

- Annealing in an air atmosphere at 400°C for 1 h followed by 2 h annealing at 100°C. After each annealing, the dosimeters were rapidly cooled to room temperature. Irradiation with  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$ -particles took place within 2 or 3 days.
- Annealing in helium atmosphere at 400°C for 1 h followed by 2 h annealing at 100°C, both annealings followed by rapid cooling to room temperature. The He atmosphere annealing was performed by placing the chips inside a quartz tube filled with He and then sealed. After thermal treatment, the crystals were stored in a He atmosphere at low temperature (about 2°C) for a few weeks until they were irradiated. Tests performed during this time showed no effect from the storage on the TL response.

Annealings were made in a Thermoline furnace, model F47915, used only for LiF crystals. All irradiations were performed in air with  $\alpha$ -particles from a  $^{241}\text{Am}$  source at a fixed fluence equal to  $2.2 \times 10^4$  alpha/cm<sup>2</sup> (about 36 Gy). The source was located at about 1 mm from the chip surface and the mean energy of the particles at that location, measured independently with a surface barrier detector, was 5.3 MeV. TL reading was done 24 h after

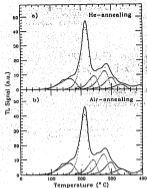


Fig. 1. Measured glow curves for TLD-100 chips irradiated with  $\alpha$ -particles: (a) He-annealed; and (b) air-annealed chips. Dotted curves show the deconvolution into TL peaks 3-9. Peak 2 and the high-temperature plateau emission are subtracted from the measured glow curve by the deconvolution software.

irradiation using a Harshaw 3500 reader with nitrogen flow, at a heating rate of  $1^{\circ}\text{C}/\text{s}$ , and the TL response was integrated from room temperature up to  $400^{\circ}\text{C}$ . Glow curve deconvolutions were performed using the Harshaw-Fitrol software assuming Randall-Wilkins peak shapes. Seven crystals were subjected to air-annealing, and six to the treatment with He.

A second aspect of this work was a study of the glow curve shape for the first and second uses of the dosimeter after the annealing. The experimental method for the annealing and first reading was the same as already described; a second irradiation (same dose as the first irradiation) took place about a day after the first, followed by reading of the signal 24 h after irradiation.

### 3. Results

#### 3.1. Effects of the annealing atmosphere

Figure 1 shows typical glow curves for He- and air-annealed TLD-chips. The curves have been de-

Table 1. Fraction of TL signal from individual peaks

Peak	Air annealing (peak/total)	He annealing (peak/total)
3	$0.14 \pm 0.01$	$0.15 \pm 0.01$
4	$0.007 \pm 0.001$	$0.007 \pm 0.001$
5	$0.40 \pm 0.01$	$0.41 \pm 0.01$
6	$0.111 \pm 0.004$	$0.107 \pm 0.003$
7	$0.18 \pm 0.01$	$0.17 \pm 0.01$
8	$0.114 \pm 0.006$	$0.110 \pm 0.003$
9	$0.051 \pm 0.003$	$0.047 \pm 0.001$

convoluted into their component glow peaks (Herowitz, 1996), numbers 3-9, as shown by the dotted lines. The deconvolution was performed keeping the width of peaks 6-9 constant and equal to values that were determined after exploratory fits. The position and height of the peaks were treated as adjustable parameters; their values turned out to be very stable over the whole series of fits. For instance, the position of peak 5 deviated from the mean by only 0.5% (1 SD) and that of peak 9 deviated by 0.6%. As can be observed in Fig. 1, no difference in the glow curve shape is observed between the two annealing

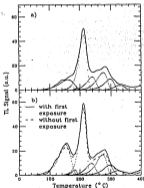


Fig. 2. Measured glow curves for air-annealed TLD-100 chips: (a) first irradiation after annealing procedure; and (b) second use of the dosimeter. Solid and dashed curves are explained in the text. Dotted lines show the deconvolution of solid curves into TL peaks 3-9. Peak 2 and the high-temperature plateau emission are subtracted from the measured glow curve by the deconvolution software.

Table 1. Relative peak intensities for first and second irradiations

Peak	First irradiation (peak/peak 3)	Second irradiation (peak/peak 3)
2	0.31 ± 0.03	0.79 ± 0.05
4	0.58 ± 0.06	0.66 ± 0.03
5	0.28 ± 0.06	0.23 ± 0.03
7	0.43 ± 0.02	0.47 ± 0.02
8	0.28 ± 0.01	0.23 ± 0.02
9	0.13 ± 0.01	0.11 ± 0.01

atmosphere. Total TL responses, i.e. the total charge integrated by the reader under the glow curve, in the cases shown in Fig. 1 were about 2  $\mu\text{C}$ . The relative contributions to the total TL response from the individual peaks are listed in Table 1. Quoted uncertainties are 1 SD about the mean values.

### 3.2. Effects of second reading

Figure 2 shows the results obtained with the dosimeters annealed in air. Figures 2a and b (solid lines) are typical glow curves for the first and second irradiation, respectively. The total TL signal was approx. 20% larger in the second use of the dosimeter. Table 2 presents the results from the deconvolution, shown by the dotted lines in Fig. 2. The main effect of a second use of the chip was to increase the relative contribution of peak 3 by about 100%. Peaks 4 and 6 also change their relative strength, but always staying below or about 10% of the total TL signal. Exploratory uses of the dosimeter a third time gave glow curves and sensitivities similar to the second. Some results were obtained with the He-annealed chips.

In order to further investigate the observed changes we repeated the previous study, this time skipping the first exposure to radiation, just subjecting the dosimeters to the heating process in the TL reader. That is, after annealing the chip was "read" in the reader without having been previously irradiated; it was then irradiated and read, obtaining the glow curve shown in Fig. 2b by the dashed line. The similarity between the solid and dashed glow curves in Fig. 2b indicates that the change in the low temperature peaks is caused by the heating during the TL readout, independent of an exposure to radiation. Since there is no need for a previous irradiation to produce the observed changes, the possible explanation for the increase in TL response being due to competing traps being filled up during the first irradiation must be ruled out.

### 4. Discussion of the Results

We have observed no effect of the annealing atmosphere on the TLD-100 response when irradiated with 5.3 MeV  $\alpha$ -particles. A simple explanation of the difference between these results and those reported for other low-penetration radiations (Kalef-Ezra, 1980; Carrillo *et al.*, 1993, 1994) and Carrillo (1993) might be given by Fig. 3. This plot shows dose profiles for irradiation of LiF with 730 eV photons [similar to the irradiations by Carrillo (1993) and Carrillo *et al.* (1993, 1994)], 17.5 keV electrons [similar to the maximum  $\beta$ -particle energy in Kalf-Ezra (1980) measurements] and 5.3 MeV  $\alpha$ -particles used in this work. Our results strongly suggest that gas diffusion into the dosimeter, or other surface

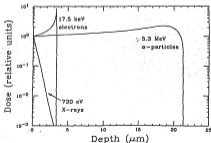


Fig. 3. Calculated dose profiles for LiF irradiated with monoenergetic ultrashort x-rays, electrons and  $\alpha$ -particles. All curves are normalized to the entrance value. Value of  $\mu/\rho$  from Carrillo (1993), stopping power for electrons from Jay and Luo (1985) and for  $\alpha$ s from TRIM (Ziegler *et al.*, 1983).

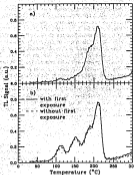


Fig. 4. Glow curves for air-annealed chips exposed to  $1 \times 10^{-4}$  Gy of  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays: (a) first irradiation after annealing; and (b) second use of the dosimeter; after a first irradiation and TL reading (solid), after a TL reading without previous exposure (dashed).

processes which are probably responsible for the changes in glow curve and sensitivity observed with ultrashort x-rays and  $^2\text{H}$   $\beta$ s, take place at depths well below  $20 \mu\text{m}$  from the surface. Preliminary observations by our group (Gamboa-deBuen *et al.*, 1996) irradiating TLD-100 with 0.7 MeV protons (7.3  $\mu\text{m}$  range in LIF) indicate that the glow curve shapes obtained with chips annealed in air correspond to the conventional structure (Horowitz, 1992). Since this is additional evidence of no abnormal effects from the air atmosphere, we should expect the TL response from exposure to indirectly-ionizing radiation and charged particles with penetration larger than  $\approx 7 \mu\text{m}$ , to be insensitive to the atmosphere where the annealings are performed.

The use of TLD materials more than once after the annealing procedure affects the glow curve structure, particularly the strength of peak 3. Here we have presented in detail the results for  $\alpha$ s, but we observed a similar effect for irradiation with  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays. Figure 4 shows the results. It can be observed that in the second use of the dosimeter (Fig. 4b) the glow curve is different from the first use (Fig. 4a), in particular for the low temperature peaks. The similarity between the two curves in Fig. 4b indicates that the change between first and second use is not related to a previous exposure to radiation, but to the thermal history of the dosimeter.

**Acknowledgements**—We thank A. E. Barroil, C. Ruiz and S. Ramos for technical assistance. This project was partially funded by DGAPA-Mexico Grant IN1003, and PADEF-UNAM.

### References

- Ben Shachar B. and Horowitz V. S. (1992) Thermoluminescence in annealed and unannealed  $\text{LiF:Mg,Ti}$  (TLD-100, Harshaw) as a function of glow curve heating rate and using compensated glow curve deconvolution. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25**, 694.
- Cavillio R. B. (1992) Thermoluminescent response of several phosphors to monoenergetic photon beams with energies from 215 to 2550 eV. Thesis, University of Wiscconsin-Madison, unpublished.
- Cavillio R. B., Pearson D. W., DeLucas Jr P. M. and MacKay J. F. (1992) Thermoluminescent response of lithium fluoride (TLD-100) to monoenergetic photon beams of 600, 720, 900, and 1500 eV. *Analyst. Proc. Doctis.* **47**, 518.
- Cavillio R. B., Pearson, D. W., DeLucas Jr P. M., MacKay J. F. and Legally M. G. (1994) Response of thermoluminescent lithium fluoride (TLD-100) to photon beams of 215, 420, 590, 600, 720, 900, 1200, 1500, and 2550 eV. *Phys. Med. Biol.* **39**, 3873.
- Gamboa-deBuen I. *et al.* (1996) in preparation.
- Horowitz V. S. (1992) The annealing characteristics of  $\text{LiF:Mg,Ti}$ . *Reson. Proc. Doctis.* **36**, 219.
- Joy D. C. and Luo S. (1989) An empirical stopping power relationship for low-energy electrons. *Scanning* **11**, 176.
- Kauf-Kov J. (1980) Study of the applicability of track structure theory to thermoluminescence. Thesis, Ben-Gurion University of the Negev, Israel, unpublished.
- Zipfel J. F., Bieracki J. P. and Littmark U. (1981) *The Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon Press, New York.

**VERY  
URGENT**

## SUPRALINEARITY IN THE RESPONSE OF TLD-100 TO 5.3 MEV ALPHA PARTICLES

I. Garçon-deBarn, A. E. Beemfi, M. Rodríguez-Vilaseca, C. G. Reiz, A. Záriz-Morales and M. E. Bradaiz  
Instituto de Física, U.N.A.M.  
A.P. 20-364, México 01000 DF, México

**Abstract**—The dose-response of TLD-100 exposed to 5.3 MeV alpha particles has been measured for fluences between  $1.4 \times 10^7$  and  $8.3 \times 10^8$  alpha/cm<sup>2</sup>. The irradiation geometry corresponds to 'near isotropic' incidence and crystals were annealed in air. Peaks 3–8 are observed to be linear-sublinear and peak 9, supralinear. The maxima of the supralinear function (SLF) for peaks 3–8 are 1.1, 1.4, 1.8, 2.4, respectively. These values, except for peak 3, are similar to previous observations at about the same energy performed under different annealing conditions or TL heating rate. Comparison with 4 MeV data agrees with track interaction model predictions.

### INTRODUCTION

Early studies of the thermoluminescence (TL) dose response of LiF:Mg,Ti (TLD-100) dosimeters showed that when irradiated with X or gamma rays, they present a linear, followed by supralinear and then sublinear, behaviour with increasing dose<sup>1,2</sup>. Deconvolution techniques have allowed the study of the individual glow peaks, establishing that supralinearity is shown at different rates by most of the peaks, e.g. above 10 Gy gamma rays dose for peak 5, and at lower doses for the higher temperature peak<sup>3,4</sup>. When the dosimeters are exposed to 4 MeV alpha particles, peaks 8 and 9 have appeared to be strongly supralinear while peak 3 is linear-sublinear<sup>5,6</sup>. Recent reports by the Ben Gurion group<sup>7,8</sup> using 5 MeV alpha particles<sup>9,10</sup> indicate that peak 3 supralinearity is observed for near isotropic incidence of radiation on the dosimeter surface. Concerning other heavy charged particles, Mowser's thesis<sup>11</sup>, where the TL response from irradiation with Ne nuclei at an energy per nucleon equal to 4 and 9.5 MeV and Kr at 9.4 MeV was studied, supralinear response was observed for peaks 6, 7, and 9 in the Ne irradiations while no supralinearity was measured with Kr. Unfortunately, the analysis of these evidence<sup>12</sup> of departure from linearity has not been pursued further<sup>13</sup>. Analysis of TLD-100 irradiation with low energy electrons, X rays, beta sources and 5 MeV alpha particles have suggested<sup>14,15</sup> that supralinearity decreases with increasing radiation linear energy transfer (LET) and tends to increase with glow peak temperature.

In order to explain the supralinear behaviour several models<sup>16,17</sup>, based on the thermoluminescence energy absorption and/or trap recombination stages, have been formalized. In particular for heavy charged particles, the track interaction model (TIM) of Horowitz (J&J),<sup>18</sup> based on work by Claffy *et al.*<sup>19</sup> and Ains<sup>20,21</sup>, has been mathematically formalized for the case where the incident particles deposit their energy in straight and parallel paths within the dosimeter. According to this model, supralinearity arises from the interplay between occu-

ried trapping centres within the ion track and luminescence centres that can be reached during the heating stage. The magnitude of the supralinear response depends both on the track radius  $r_t$ , within which most of the dose is deposited (increasing function of energy for a given incident ion), and on the mean free path for mobile charge carriers to be trapped,  $\lambda$ , which may be different for each TL peak temperature. The track interaction model (TIM) has been applied to explain successfully the supralinear response of peak 8 in TLD-100 exposed to low energy alpha particles<sup>22,23</sup>. Recent tests, forcing the alpha particle paths into non-parallel ('near isotropic') trajectories<sup>24,25</sup> have also shown good qualitative agreement with the model. Under isotropic radiation incidence, supralinearity is expected to increase because of the enlarged geometric overlap of adjacent trajectories and evidence of such behaviour have been observed<sup>26,27</sup>.

Since the various studies of TL response after irradiation with a particles from radioactive sources, at about 4–5 MeV, have reported different values for the supralinearity of peaks 5–9<sup>28–30</sup>, and since it is known that experimental conditions might affect these results, in this work the measurement of the dose response curves of glow peaks 3–9 in TLD-100 exposed to 5.3 MeV alpha particles has been performed following the current TL protocol in our laboratory. In particular, the pre-irradiation annealing of the dosimeters is performed in air, and the chips are used only once. In the second section of this paper the experimental set-up is described, in the third the results are presented, and they are then discussed.

### MATERIALS AND METHODS

Brand new TLD-100 (Harshaw/Biosint) etched chips ( $3 \times 3 \times 0.9$  mm<sup>3</sup>) were used. The dosimeters were annealed in air at 400°C for 1 h followed by 2 h annealing at 100°C. After each annealing, they were rapidly cooled to room temperature. The chips were used only once. A discussion on the possible effect of

Read your correspondence

#### AUTHOR'S PROOF

Dear author: Please carefully check the following information, and return it to the publisher if necessary. If you have any questions, please contact the publisher's office. Thank you for your contribution.

It is now the policy that all data is published in S.I. units. Alternative units may be included in brackets. Please check the M.S. for more information.

the annealing procedure on the response to alpha particles can be found elsewhere<sup>15</sup>. Within two or three days after annealing the dosimeters were irradiated in air, with alpha particles from a <sup>241</sup>Am source (5.2 MeV mean energy at the irradiation location) at fluences between  $1.4 \times 10^7$  and  $8.2 \times 10^9$  alphas/cm<sup>2</sup> (about 2.3 Gy to  $1.4 \times 10^5$  Gy). The dosimeters were exposed individually at a distance of about one millimetre from the source in a fixed geometry. TL reading in presence of nitrogen flow was done 24 h after irradiation using a Harshaw 3500 reader at a heating rate of 1°C/s<sup>16</sup>, integrating from room temperature to 360°C.

The particle fluence was varied by changing the irradiation time. Due to the finite size of both the radioactive source (3.6 × 3.2 mm) and the dosimeters, the fluence rate does not follow a 1/r<sup>2</sup> dependence for separations of a few millimetres. At large distances, between 1 and 4 cm from the source, the fluence rate was measured with a surface barrier detector. The fluence rate dependence for distances smaller than 1 cm was determined using TLD-100 chips exposed for different times to an essentially equal TL response. A Monte Carlo simulation confirmed the observed fluence rate departs from the 1/r<sup>2</sup> dependence and allowed for the normalisation of the TLD-100 results with respect to the surface barrier detector measurements. An absolute uncertainty of 20% was estimated in the fluence values.

Glow curve deconvolution into TL peaks 3–9 was performed with the Harshaw/Filret software which uses the Pogatnik approximation to the Randall-Wilkins first order kinetic peak shape. After exploratory fits, optimum values for the widths of peaks 4 and 6–9 were determined and kept constant thereafter. The position and height of all the peaks were adjusted during each fit to optimise the agreement with the measured glow curve.

## RESULTS

Table 1 shows average values and standard deviations for the glow curve deconvolution parameters. No appreciable change in peak position or adjusted widths were observed as a function of dose. A typical glow

curve and its deconvolution is shown in Figure 1. Figure 2 displays a series of glow curves for different fluences, showing a strong dependence of the relative contributions from the different peaks as a function of the dose.

Figure 3 shows the (integral) TL response for each peak as a function of the alpha particle fluence. Peaks 3, 4 and 5 look linear-sublinear over the observed fluence interval, and peaks 6 to 9 clearly display superlinearity. The relative strength of each peak at low fluences ( $2.8 \times 10^6$  alphas/cm<sup>2</sup>) is listed in the last column of Table 1.

The function f(DL) defined as the TL response per unit fluence relative to the response at low dose (where the

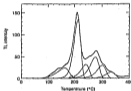


Figure 1. TLD-100 glow curve after irradiation with  $8.5 \times 10^9$  alphas/cm<sup>2</sup> fluence. Curves show the deconvolution into TL peaks 3 to 9<sup>16</sup>. Peak 3 and the high temperature plateau emission are subtracted from the measured glow curve by the deconvolution software.

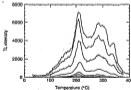


Figure 2. Glow curves for different fluences. In increasing order:  $0.5 \times 10^6$ ,  $1.7 \times 10^6$ ,  $3.4 \times 10^6$ ,  $1.0 \times 10^7$ ,  $2.4 \times 10^7$ ,  $4.3 \times 10^7$ , and  $8.2 \times 10^9$  alphas/cm<sup>2</sup>. The 'disturbances' appear in the last three glow curves is caused by the reduction in light intensity due to the use of an optical fibre to protect the photomultiplier cathode.

Table 1. Glow curve deconvolution parameters.

Peak number	Temperature (°C)	FWHM (°C)	Peak/Total
3	150 ± 2	54 ± 3	0.14 ± 0.01
4	198 ± 2	15.6	0.003 ± 0.001
5	212 ± 1	32 ± 2	0.40 ± 0.01
6	248 ± 2	34.0	0.111 ± 0.001
7	274 ± 2	38.0	0.08 ± 0.01
8	306 ± 4	40.0	0.114 ± 0.001
9	313 ± 5	40.0	0.051 ± 0.003

SUPERLINEAR RESPONSE TO ALPHA PARTICLES

response is linear), has been calculated and is shown by the solid symbols in Figure 4 for peaks 3-8.

DISCUSSION OF THE RESULTS

The experimental set-up for these measurements, distance of about one millimeter between the radioactive source and the TLD, is such that the alpha particle trajectories in the irradiated medium are not parallel. In Figure 4 our measurements are compared with available data at 3 MeV and 5 MeV<sup>20</sup> also obtained with non-parallel  $\alpha$ -particle incident (4 and 2 cm between source and detector, respectively). According to TLM predictions, one should expect an overall increase in superlinearity from 4 to 5 MeV, due to the larger diameter of the track at the higher energy. In Figure 4 we have included TLM calculations for peak 5, whose  $k$  parameter was determined<sup>20</sup> to be 3300 Å for parallel irradiation data. Assuming that the increase in energy from 4 to 5 MeV produces an increase of about 60% in  $k$ ,<sup>21</sup> the model predicts a difference up to 24% in  $\eta(D)$ , as indicated by the curves in Figure 4. For peaks 7 and 8 (labeled 8 and 9, respectively, in Ref. 2), the two sets of data at 5 MeV agree with each other; at 4 MeV, these peaks are called 8 and 9, respectively, in Ref. 2) superlinearity sets in at higher fluences than at 5 MeV, in qualitative agreement with TLM predictions. Concerning peak 5, reported to be superlinear at 5 MeV with a maximum  $\eta(D) = 1.25$ , shown in our work a weaker superlinearity (maximum  $\eta(D) = 1.1$ ) for fluences below  $5 \times 10^{16}$  alpha/cm<sup>2</sup>. Data for peak 5 at 4 MeV are consistent with linear-dose/linear response.

The different heating rates during TL readout could have an effect on the measured superlinearity. This experimental factor was systematically studied<sup>22</sup> after <sup>60</sup>Co (gamma) and 65 MeV helium ion irradiation of

TLD-100. These measurements reported for <sup>60</sup>Co least an increase in peak 5's  $\eta(D)$  by up to a factor of two between heating rates of 0.2°C/s<sup>22</sup> and 4.2°C/s<sup>22</sup>; for gamma rays the effect was about half this value. For the data being compared here, our heating rate has been 1°C/s<sup>22</sup>, it was 2.5°C/s<sup>22</sup> in Ben Garwin's data<sup>20</sup>, and 12°C/s<sup>22</sup> in Mouton's thesis<sup>23</sup>. According to Ref. 9, an effect up to 30% could be expected from these differences. The possible effect that other factors in the annealing process, such as the gas atmosphere or the annealing temperature, could have on superlinearity data has not yet been studied.

As a summary, we point out that, in general, our observations agree quantitatively with previous measurements of superlinearity at 5 MeV, in spite of

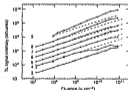


Figure 3. Response curves for peaks 3-9. The measurements, which have been arbitrarily displaced for clarity, are joined by solid lines to guide the eye; the relative arrangements at low fluences can be found in Table I. The dashed lines correspond to linear response. As a reference, 10<sup>7</sup> alpha/cm<sup>2</sup> deposit about 1.8 Gy in the irradiated volume of the detector.

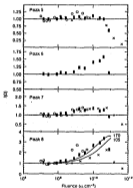


Figure 4. Response function for peaks 3-8 (solid symbols). Results obtained with 4 MeV<sup>20</sup> (crosses) and 5 MeV<sup>20</sup> (open circles) alpha particles under near isotropic irradiation conditions are also shown. Uncertainties in our measurements are typically less than 10%; the 5 MeV values are taken directly from Figure 3 in Ref. 4; the 4 MeV values have been deduced from a fluence-response curve in Ref. 2, and have an uncertainty that we estimate is 8%. Curves are TLM calculations explained in the text; the indicated values of  $k$ , compared to the two original being compared.



differences in the annealing protocols and TL heating rates from one laboratory to another. The only observed discrepancy is associated with peak 5. The possibility that this peak is particularly sensitive to experimental conditions during annealing and readout is an open question. The energy dependence of alpha-induced supralinearity, between 4 and 5 MeV, is consistent with predictions from the track interaction model.

## ACKNOWLEDGEMENTS

The authors thank J. I. Colomer for technical assistance. This project was partially funded by DGAPA-Mexico Grant IN100193, and PADEF-URAM.

## REFERENCES

1. Hosokita, Y. S. (Ed) *Thermoluminescence and Thermochronology Dictionary*. (CRC Press, Boca Raton, FL) and references therein (1983).
2. Moore-Dingofsky, M. *Distribucion Espacial de l'Energia Deposada per les ions Energizades dans les Mineraux Coloniais*. Thesis, Université de Clermont-Ferrand II (1980).
3. Misoswick, M. and Harowitz, Y. S. *Microdosimetric Track Interaction Model Applied to Alpha Particle Induced Supralinearity and Linearity in LiF:Mg, Ti*. *Radiat. Prot. Environ.* 13, 481-491 (1985).
4. Kuznetsov, M. and Harowitz, Y. S. *Alpha Particle Induced TL Supralinearity in TLD-100: Dependence on Vector Properties of the Radiation Field*. *Radiat. Prot. Environ.* 47, 23-30 (1992).
5. Harowitz, Y. S., Rosenkrantz, M., Mújticas, S. and Vesilán, D. *The Track Interaction Model for Alpha Particle Induced Thermoluminescence Supralinearity: Dependence of the Supralinearity on the Vector Properties of the Alpha Particle Radiation Field*. Unpublished.
6. Harowitz, Y. S. personal communication. Due to a typographic error, the alpha particle energy in Ref. 4 was reported as 4 MeV, instead of 5 MeV.
7. Fain, L., Shuster, M. and Shtrom, L. *Thermoluminescent Response of  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{Ca}$  and  $\text{LiF:Mg, Ti}$  under Heavy Ion Bombardment*. *Nucl. Instrum. Methods B*, 37-38 (1982).
8. Harowitz, Y. S. and Rosenkrantz, M. *Track Interaction Theory for Heavy Charged Particle TL Supralinearity*. *Radiat. Prot. Environ.* 36, 71-76 (1991).
9. Mielke, B. P. and McKeever, S. W. S. *Mechanisms of Supralinearity in Lithium Fluoride Thermoluminescence Dosimeters*. *Radiat. Prot. Environ.* 28, 179-179 (1989).
10. Chen, R., McKeever, S. W. S. and Durani, S. A. *Solution of the Kinetic Equations Governing Trap Filling: Consequences Concerning Dose Dependence and Dose Rate Effects*. *Phys. Rev. B24*, 4933-4944 (1981).
11. Fain, L., Susskind, S., Mújticas, S., Mielke, B. and Pálffy, Th. *A TL Model Based on Dose Rate Competition*. *Radiat. Meas.* 23, 287-291 (1988).
12. Misoswick, M. and Harowitz, Y. S. *Microdosimetric Track Interaction Model Applied to Alpha Particle Induced Supralinearity and Linearity in LiF:Mg, Ti*. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 15, 801-810 (1982).
13. Chaffy, E. W., Kitch, C. C. and Aziz, F. H. Tl. *Frequency and Colour Centers in LiF:Mg, Ti*. *Proc. 2nd. Int. Conf. on Luminescence Dosimetry*, Garmisch. ABC CONF 690710, pp. 302-309 (1968).
14. Aziz, F. H. *Further Considerations of the Track Interaction Model for Thermoluminescence in LiF (TLD-100)*. *J. Appl. Phys.* 46, 81-88 (1975).
15. Ombredanne, C. and Baudou, M. E. *Influence of the Annealing on TLD-100 Response to 5.1 MeV Alpha particles*. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* In press.

Autour Bre 83  
 Ref 15. Précis  
conformément  
à la norme