



# UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

INSTITUTO DE FÍSICA

Eficiencia termoluminiscente y curva de brillo  
de LiF:Mg,Ti expuesto a iones de energía intermedia

**T E S I S**

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE  
DOCTORA EN CIENCIAS (FÍSICA)

P R E S E N T A  
GUERDA MASSILLON JACQUES LOUIS

DIRECTORA DE TESIS: DRA. MARÍA ESTER BRANDAN SIQUÉS

COMITÉ TUTORAL: DRA. MARÍA ESTER BRANDAN SIQUÉS  
DRA. MARÍA ISABEL GAMBOA de BUEN  
DR. JORGE RICKARDS CAMPBELL

**pcf**

MÉXICO, D.F.

2006



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



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

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

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

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

# Remerciements, Agradecimientos, Acknowledgments

A mes parents, Mr. St Charles Massillon et Mme Ophanise Jacques-Louis, qui ont été mon exemple à suivre, pour leur amour et support.

A mes frères et sœurs Angelère, Mie Vitha, Théodore, Hélène, Judith, Nazaire, Joseph et Wedner pour me faire sentir fière d' être leur soeur.

A mes amis Jacqueline Lessage, Kettely Sep, Nadine Francis, Mie Carmelle Joseph, Magalie Tilnius, Marceline Compere, Frazy Lucksen, Guerda Julien, Rickson, Gilbert, Garry, Guensly, Charitable, Elizabeth qui m'ont aidée pour que mes rêves se transforment en réalité.

A mi directora de tesis, Dra. María Ester Brandan Siqués por haberme aceptado como su estudiante, sabiendo lo latosa que era. Por haber tenido siempre la mejor disposición para escucharme aun cuando se trataban de cosas no académicas. Por todo el apoyo que me ha brindado en la preparación de mis exámenes pre-doctorales, el desarrollo del proyecto de tesis y en la realización del mismo. Mil gracias por sus enseñanzas, sus comentarios constructivos así como por su amistad.

A la Dra. María Isabel Gamboa de Buen, por haberme brindado su apoyo en el transcurso del doctorado, por su participación, de manera activa, en la realización de este trabajo, por sus valiosos comentarios y sugerencias, así como por su amistad.

De manera especial, quiero agradecer a Jacqueline Lessage quien me acompañó aunque fuera de media noche, bajo lluvia, cuando tenía que preparar los experimentos. Gracias Jacky por haberme brindado tu apoyo incondicional en el momento que más lo necesitaba y por tu amistad.

A los doctores Eugenio Ley Koo, Peter Otto Hess Bechstedt, Hernando Quevedo Cubillos y Juan Manuel Lozano Mejía quienes estaban siempre dispuestos a aclarar mis dudas durante la preparación de los exámenes pre-doctorales. Al Dr. Jorge Rickards Campbell por sus enseñanzas y su amistad

Al Dr. Jose Ruben Alfaro Molina por haberme enseñado lo que se de programación y por su ayuda para llevar acabo los cálculos numéricos necesarios para el entendimiento de los resultados de este trabajo, así como por su amistad.

A los miembros de mi comité sinodal: Dra. María Ester Brandan Siqués, Dr. Salvador Cruz Jiménez, Dr. José Manuel Hernández Alcántara, Dr. Rafael Navarro González, Dr. Pedro Pereyra Padilla, Dra. María Isabel Gamboa de Buen y Dr. Eugenio Ley Koo por haber aceptado de revisar la tesis y por sus valiosos comentarios.

A la M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos por su apoyo técnico en la preparación de los experimentos, su participación en el Peletrón, su amistad y sobre todo por traer siempre dulces para los que no han comido, como yo.

Al M. en C. C. Ruiz-Trejo por su apoyo técnico en la preparación de los experimentos, su participación en el Peletrón y por su amistad.

Al Dr. Rodolfo Alfonso del INOR, de la Habana, Cuba por sus enseñanzas y su amistad.

A los doctores Mercedes Rodríguez-Villafuerte, Arnulfo Martínez Dávalos, Ernesto Belmont y Olga Leticia Ávila por su apoyo y amistad.

A la Dirección General de Estudios de Posgrado (DGEP) de la UNAM, por haberme otorgado una beca para la realización de los estudios de doctorado y los apoyos para la realización del trabajo de investigación mediante el proyecto PAEP-UNAM 102001.

A la Dirección General de Asuntos del Personal Académico (DGAPA) de la UNAM que, mediante el proyecto IN109302, me ha brindado el apoyo económico para la realización de la tesis.

Al Instituto de Física (IF) y el Instituto de Ciencias Nucleares (ICN) de la UNAM por proporcionarme las infraestructuras necesarias para llevar a cabo mi proyecto de investigación.

A los señores K. López y F. Jaimes por todo su apoyo durante los experimentos en el Peletrón.

A los señores M. Veytia y R. Ramírez del Taller del IFUNAM, por su paciencia en la construcción de las piezas necesarias para la realización de los experimentos.

A Francisco García-Flores, Antonio Ramírez Fernández y González Gómez Neptali por su apoyo técnico.

Al Ing. Fernando Iturbe Hermann, M. en C. Hector Galván Espinoza y QFB. Claudia Consuelo Camargo Raya por sus sugerencias o ayudas en la medida de la densidad del LiF por picnometría.

A Ma. Teresa Cazares Figueroa, Yanalté Herrero Quezadas, Guillermina Moreno Moreno, Bertha Alicia Milla Elizarrarás y Ma. Isabel García Martínez por su apoyo y amistad.

A mis compañeros Libertad Barrón, Angel Sánchez, Ana Lilia González, Francisco Hernández (Pancho), Carlos Avendaño, Chamina (Araceli Ibáñez), Félix González, Milton Ruiz, Alejandro Reyes Coronado, Benjamin Morales, Eduardo Peinado, Alfredo Franco Pérez, Saoul, Consuelo, y Jorge Luis Navarro, quienes con sus amistades han hecho más leves las tensiones durante mis estudios. Quiero agradecer a todos los chavos de Física Médica de la UNAM, (especialmente Luis Manuel, Carina Concha, Flor por sus ayudas) con quienes he tenido el privilegio de compartir momentos muy agradables.

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

To Prof. Joseph B. Natowitz and Dr. Henry L. Clark, from the TAMU Cyclotron Institute, Texas, for their help and collaboration in the accomplishment of this work.

To Joe and Karin Natowitz for their hospitality and kindness, during our trips to College Station.

To the TAMU Cyclotron Institute Radiation Effects Facility staff in College Station, Texas, USA, for the excellent irradiation conditions.

To Dr. Michael Patrick Russell Waligorski for his suggestion in the interpretation of Katz track structure theory.

A la UNAM, por ser una de las mejores del mundo y particularmente, el PCF, por su alto nivel académico, del cual me siento orgullosa de ser parte.

**Eficiencia termoluminiscente y curva de brillo de LiF:Mg,Ti expuesto a iones de energía intermedia**

<b>1</b>	<b><u>INTRODUCCIÓN</u></b>	<b>5</b>
1.1	OBJETIVOS DEL TRABAJO	23
<b>2</b>	<b><u>CONCEPTOS BÁSICOS</u></b>	<b>27</b>
2.1	INTERACCIÓN DE PARTÍCULAS CARGADAS CON LA MATERIA	27
2.1.1	COLISIONES NUCLEARES	27
2.1.2	COLISIONES ELECTRÓNICAS Y TRANSFERENCIA LINEAL DE ENERGÍA	28
2.1.3	ALCANCE	30
2.2	TERMOLUMINISCENCIA EN GENERAL, Y LiF:Mg,Ti	31
2.2.1	HORNEADO	34
2.2.2	OBTENCIÓN DE LA SEÑAL TL	34
2.2.3	SISTEMA DE CALENTAMIENTO	35
2.2.4	LiF:Mg,Ti COMO DOSÍMETRO TERMOLUMINISCENTE	35
2.2.4.1	Propiedades ópticas del LiF:Mg,Ti	37
2.3	RESPUESTA TL DE LiF:Mg,Ti INDUCIDA POR RAYOS-X Y GAMMA	38
2.4	EFICIENCIA RELATIVA Y LA DENSIDAD DE IONIZACIÓN	41
2.4.1	TEORÍA DE ESTRUCTURA DE TRAZAS	45
2.5	LiF:Mg,Ti EN DOSIMETRÍA ESPACIAL	47
<b>3</b>	<b><u>HERRAMIENTA EXPERIMENTAL Y MÉTODO DE ANÁLISIS</u></b>	<b>53</b>
3.1	PRUEBAS DE OPTIMIZACIÓN	53
3.1.1	POTENCIAL DE OPERACIÓN DEL TUBO FOTOMULTIPLICADOR	54
3.1.2	RAPIDEZ DE CALENTAMIENTO	54
3.1.3	FILTRO ÓPTICO	56
3.2	PREPARACIÓN Y LECTURA DE LOS DOSÍMETROS	58

<b>3.3</b>	<b>PROCESO DE IRRADIACIÓN</b>	<b>59</b>
3.3.1	IRRADIACIÓN CON RAYOS GAMMA DE $^{60}\text{Co}$	59
3.3.2	IRRADIACIÓN CON IONES	59
<b>3.4</b>	<b>DECONVOLUCIÓN DE LAS CURVAS DE BRILLO</b>	<b>65</b>
<b>3.5</b>	<b>MÉTODO DE ANÁLISIS</b>	<b>72</b>
<b><u>4</u></b>	<b><u>RESPUESTA DE LIF:MG,TI A RAYOS GAMMA</u></b>	<b><u>79</u></b>
<b>4.1</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>79</b>
4.1.1	CURVA DE BRILLO Y LINEALIDAD	79
4.1.2	FORMA DE LA CURVA DE BRILLO	85
4.1.3	RESPUESTA NORMALIZADA	87
<b>4.2</b>	<b>DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS DE ESTE CAPÍTULO</b>	<b>89</b>
4.2.1	SUPRALINEALIDAD	89
4.2.2	CURVAS DE BRILLO INDUCIDAS POR RAYOS GAMMA	90
4.2.3	RESPUESTA NORMALIZADA	91
<b><u>5</u></b>	<b><u>RESPUESTA DEL LIF:MG,TI A IRRADIACIÓN CON IONES</u></b>	<b><u>93</u></b>
<b>5.1</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>93</b>
5.1.1	CURVA DE BRILLO Y LINEALIDAD	93
5.1.2	EVOLUCIÓN DE LA FORMA DE LA CURVA DE BRILLO	100
5.1.3	EFICIENCIA RELATIVA	107
<b>5.2</b>	<b>DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS DE LA SECCIÓN 5.1</b>	<b>111</b>
5.2.1	LINEALIDAD	111
5.2.2	FORMA DE LA CURVA DE BRILLO	113
5.2.3	EFICIENCIA RELATIVA	114
<b>5.3</b>	<b>APLICACIÓN DE LOS RESULTADOS EN LA DOSIMETRÍA ESPACIAL</b>	<b>116</b>
5.3.1	EL MÉTODO HTR	116
5.3.1.1	Evaluación del método	116
5.3.1.2	Discusión de lo observado	120



<b><u>6</u></b>	<b><u>INTERPRETACIÓN DE LA EFICIENCIA RELATIVA EN TÉRMINOS DE LA TEORÍA DE ESTRUCTURA DE TRAZA</u></b>	<b><u>121</u></b>
6.1	DISTRIBUCIÓN RADIAL DE DOSIS _____	121
6.2	SECCIÓN EFICAZ DE ACTIVACIÓN Y LA RESPUESTA TL _____	125
6.3	EVALUACIÓN DE LA EFICIENCIA RELATIVA _____	127
6.4	DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS DE ESTE CAPÍTULO _____	131
<b><u>7</u></b>	<b><u>CONCLUSIONES</u></b>	<b><u>133</u></b>
7.1	RESPUESTA DE LiF:Mg,Ti A RAYOS GAMMA _____	133
7.1.1	LINEALIDAD _____	133
7.1.2	FORMA DE LA CURVA DE BRILLO _____	133
7.2	RESPUESTA DE LiF:Mg,Ti A IRRADIACIÓN CON IONES _____	134
7.2.1	LINEALIDAD _____	134
7.2.2	FORMA DE LA CURVA DE BRILLO _____	134
7.2.3	EFICIENCIA RELATIVA _____	135
7.3	CONCLUSIONES GENERALES _____	136
<b><u>8</u></b>	<b><u>REFERENCIAS</u></b>	<b><u>139</u></b>
<b><u>9</u></b>	<b><u>APÉNDICE A</u></b>	<b><u>151</u></b>
9.1	PROGRAMA PARA OBTENER LOS PICOS DESPUÉS DE LA DECONVOLUCIÓN _____	151
<b><u>10</u></b>	<b><u>APÉNDICE B</u></b>	<b><u>153</u></b>
10.1	PROGRAMA PARA CALCULAR EL DEPÓSITO DE ENERGÍA EN LiF _____	153
10.1.1	IRRADIACIÓN EN TEXAS _____	153
10.1.2	IRRADIACIÓN EN EL PELETRÓN _____	159
<b><u>11</u></b>	<b><u>APÉNDICE C</u></b>	<b><u>165</u></b>

<b>11.1</b>	<b>PROGRAMA PARA CALCULAR LA EFICIENCIA RELATIVA USANDO TST</b>	<b>165</b>
<b><u>12</u></b>	<b><u>ARTÍCULOS EMANADOS DE LA TESIS</u></b>	<b><u>175</u></b>

## RESUMEN

Hemos estudiado la respuesta termoluminiscente (TL) de TLD-100 inducida por rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  a dosis 4.18 mGy - 8.32 kGy, y por bajas fluencias ( $10^5$ – $10^8$  cm $^{-2}$ ) de  $^1\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$  con transferencias lineales de energía (LET) 1.55 - 517 keV/ $\mu\text{m}$ . Las curvas de brillo fueron descompuestas en picos individuales (3 a 9) mediante un procedimiento controlado. Para gammas, los picos 4 y 5 son lineales hasta  $\approx 5000$  mGy y supralineales para dosis mayores, mientras que los picos 6a-9 son supralineales a partir de 200 mGy. Para iones, la eficiencia relativa con respecto a gammas y la contribución relativa de los picos individuales (cociente entre área del pico y de la curva de brillo) presentan dos patrones: Para picos 4 y 5 la eficiencia y las contribuciones relativas disminuyen monótonicamente con LET desde un máximo de 1. Para picos 6a-9, las eficiencias relativas son mayores que 1 (hasta 20 para pico 8) mostrando un máximo ancho en 20-300 keV/ $\mu\text{m}$ . Las contribuciones relativas crecen con la LET. La forma de la curva de brillo es una función de la LET, la identidad del ion y la dosis para valores mayores que 100 mGy. Se observa una fuerte correlación entre supralinealidad en la respuesta a gammas y eficiencia para iones. La teoría de estructura de traza de Katz sugiere que algunos de los picos se originan en estructuras comunes. La teoría describe el comportamiento general de la eficiencia a iones, aunque sobrestima las medidas para los iones ligeros.

## ABSTRACT

The TLD-100 thermoluminescent (TL) response induced by  $^{60}\text{Co}$  gamma rays at doses from 4.18 mGy to 8.32 kGy, and by low fluences ( $10^5$ – $10^8$  cm $^{-2}$ ) of  $^1\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  and  $^{20}\text{Ne}$  ions with linear energy transfer (LET) from 1.55 to 517 keV/ $\mu\text{m}$ , has been studied. TL glow curves were decomposed into individual peaks (numbers 3 to 9) by a controlled procedure. For gammas, peaks 4 and 5 are linear up to  $\approx 5000$  mGy and supralinear for higher doses, whereas peaks 6a to 9 exhibit supralinear behaviour at doses  $\geq 200$  mGy. For ions, the relative efficiency with respect to gammas and the individual peak relative contribution (evaluated as the ratio between peak and glow curve areas) show two different patterns: For peaks 4 and 5, efficiency and peak relative contributions decrease monotonically from 1 with increasing LET. For peaks 6a to 9, relative efficiencies are larger than 1 (up to 20 for peak 8), displaying broad maxima near 20–300 keV/ $\mu\text{m}$ . The peak relative contributions increase with LET. The glow curve shape is a function of LET, ion identity and dose, for values higher than 100 mGy. A strong correlation is observed between the degree of supralinearity in the gamma response and the efficiency for ion exposure. Katz track structure theory applied to the gamma data suggests that some of the peaks originate in common structures. The theory describes the main features of the ion efficiency data, although it overestimates the measurements for light ions.

# CAPÍTULO I

## 1 INTRODUCCIÓN

La interacción de las partículas cargadas pesadas (PCP) energéticas (protones e iones pesados) con la materia, y sus efectos subsecuentes, son de gran importancia en diversos campos científicos como, por ejemplo, la radiobiología y la física de estado sólido. Generalmente, los efectos inducidos por los iones presentan diferencias notables en calidad y en cantidad, con respecto a los generados por rayos-X o gamma. Unívocamente, las PCP son clasificadas e identificadas de acuerdo con sus masas y número atómico. Una PCP atraviesa la materia experimentando una sucesión de procesos eléctricos y magnéticos con los electrones atómicos del medio. Dependiendo del tipo de interacción, un electrón puede ser desplazado a un estado atómico más alto (proceso de excitación) o liberado del átomo creando un par electrón-ion (proceso de ionización). El electrón liberado, “llamado rayos delta”, puede adquirir energía cinética tal que le permite producir su propia cascada de ionización. Estos electrones depositan la mayor parte de su energía cerca de la trayectoria del ion, resultando en la formación de un patrón con una alta densidad de ionización a lo largo de la trayectoria que el ion recorre en el medio. Normalmente, esta densidad espacial de energía depositada se cuantifica con el parámetro “transferencia lineal de energía”, LET (sigla en inglés). Específicamente, la ionización representa el mecanismo primario que conduce al fenómeno termoluminiscente. La figura 1.1 muestra la rapidez promedio de pérdida de energía por unidad de longitud atravesada en LiF por iones de hidrógeno y de helio.

Desde el descubrimiento, al principio de los años 50, de sus propiedades termoluminiscentes (TL) [1], el fluoruro de litio dopado con magnesio y titanio, LiF:Mg,Ti, es uno de los dosímetros TL más ampliamente usado en la dosimetría personal rutinaria, dosimetría ambiental y espacial. Esta popularidad se debe, en parte, a su

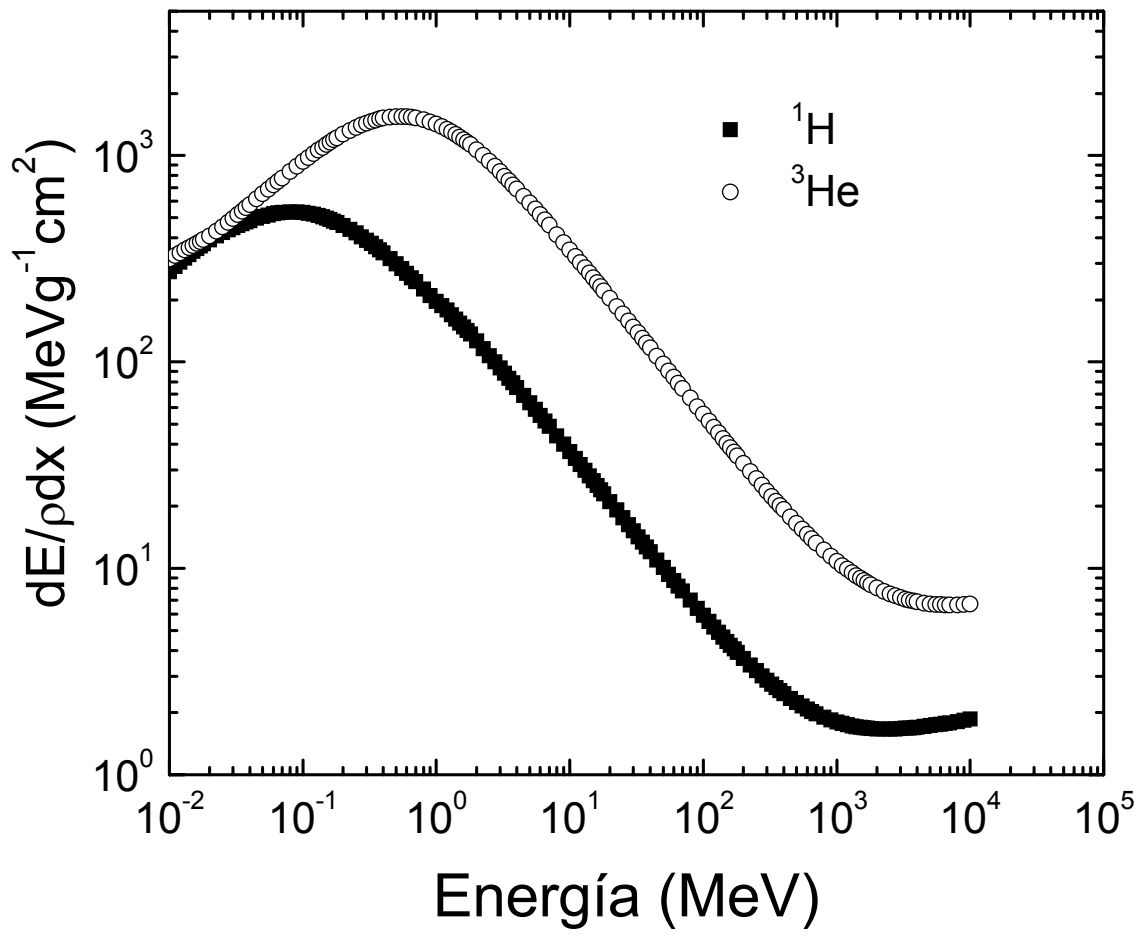
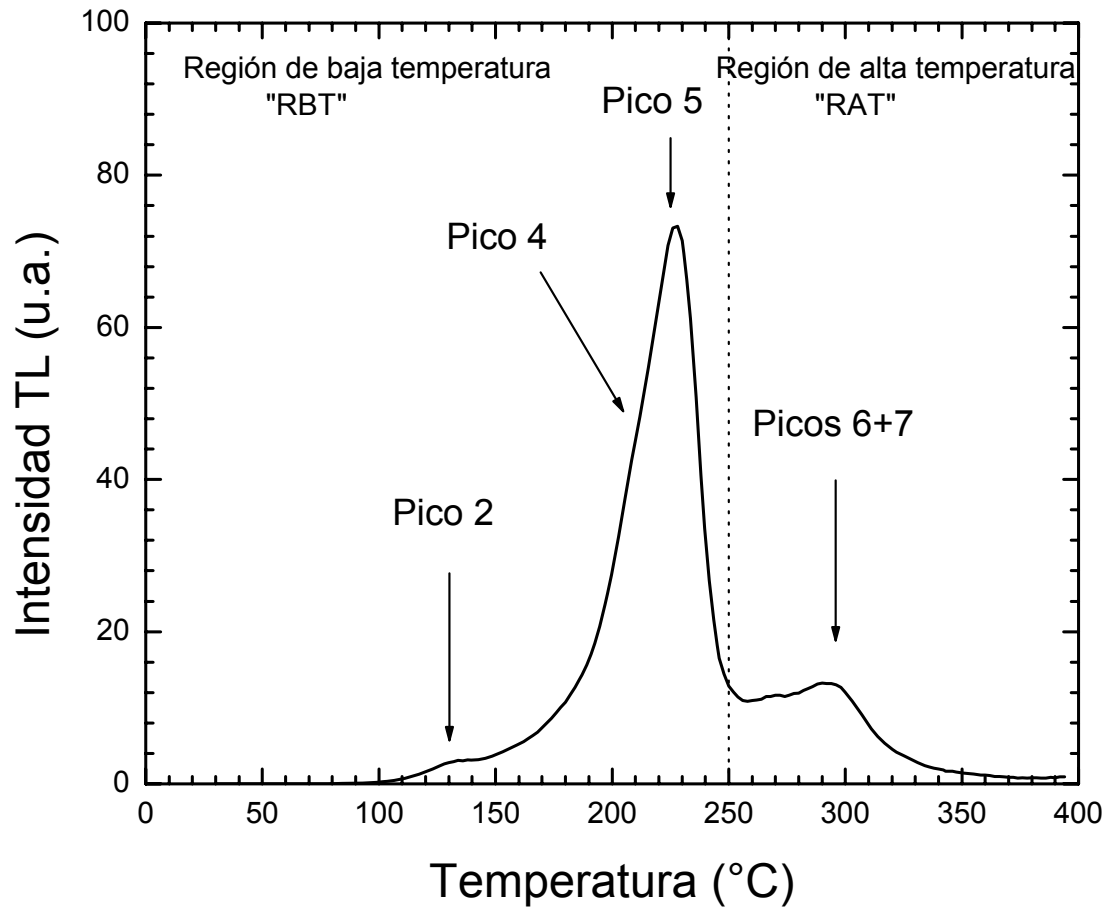


Figura 1.1. Poder de frenado másico de  $^1\text{H}$  y  $^3\text{He}$  en LiF como función de la energía del ion.

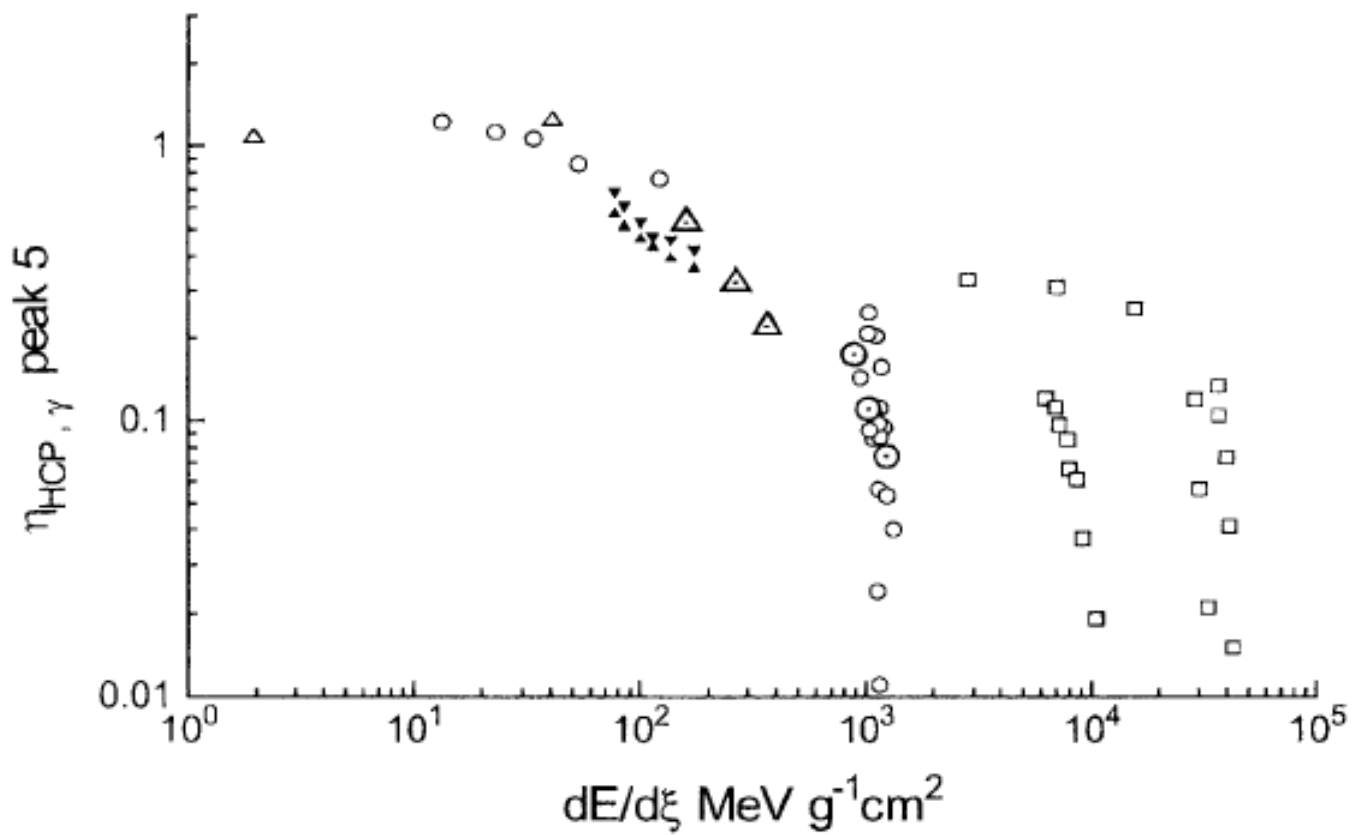


**Figura 1.2.** Curva de brillo típica de LiF:Mg,Ti inducida por iones de carbono

aproximada equivalencia con el tejido vivo (número atómico efectivo de 8.2, similar a 7.4 para tejido) y a su característica de bajo desvanecimiento. Por otro lado, el estudio de la respuesta de LiF:Mg,Ti expuesto a iones ha suscitado un gran interés en la investigación básica [2-52]. Este entusiasmo se debe, en muchos casos, a la búsqueda de un mejor entendimiento de los mecanismos básicos del proceso microscópico de depósito de energía por partículas cargadas pesadas en la materia condensada y la generación subsecuente de la señal TL durante el proceso de calentamiento. Pero, a pesar de más de cuatro décadas de intensos estudios experimentales y teóricos dedicados al entendimiento de los procesos básicos que conducen a la respuesta TL de este material expuesto a radiación electromagnética y a iones [2-77], la identificación de las características de los defectos (trampas) responsables de los diferentes picos presentes en la curva de brillo del cristal (ver figura 1.2) sigue siendo una pregunta sin respuesta [53-54].

La termoluminiscencia es la emisión de luz durante el calentamiento de materiales expuestos previamente a radiación ionizante. La linealidad entre la luz emitida (respuesta TL) y la dosis absorbida, observada bajo ciertas circunstancias específicas, ha hecho de los materiales TL el sistema de preferencia para la dosimetría ocupacional actual. Este uso práctico como dosímetros, para campos de radiación que están compuestos sobre todo por rayos X- y gamma, ha conducido a una investigación exhaustiva de las propiedades de los materiales TL bajo exposición a radiación indirectamente ionizante [41, 52, 55-64]. Desde los años 60, el LiF:Mg,Ti también ha sido expuesto a PCP y las características principales de su respuesta han sido identificadas [6, 8-40]. Se ha visto que el proceso TL es un fenómeno muy complicado y difícil de entender e interpretar. Las compilaciones de medidas hechas por McKeever [7] y Horowitz [22, 52], incluyendo datos para los dosímetros de la empresa Harshaw, indican que la respuesta TL como una función de la fluencia de iones muestra, en general, un comportamiento lineal seguido por una región de respuesta más alta que lineal (supralineal) y luego, más baja que lineal (sublineal). También, se ha encontrado que la eficiencia relativa (ER) (con respecto a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  o  $^{137}\text{Cs}$ ) depende





**Figura 1.3.** Eficiencia TL relativa a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  (ER) como función de la transferencia lineal de energía (LET) medida para el pico 5 en  $\text{LiF:Mg,Ti}$  expuesto a varios iones de acuerdo con la compilación hecha por Horowitz en 1984 [52]. Protones (triángulos), helio (círculos) e iones más pesados (cuadros). Los triángulos y los círculos con puntos adentro son datos del grupo de la UNAM en 2001 [28].

fuertemente de la densidad de ionización a lo largo de la trayectoria del ion (ver figura 1.3). La figura 1.3 muestra que la eficiencia relativa para la respuesta del pico 5 disminuye con la LET desde un valor máximo de 1 para LET bajas ( $\leq 50 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ ) y es diferente para dos PCP con la misma LET [22, 52]. De esta evidencia, ni bien establecida, y menos entendida, ha surgido la motivación por estudiar más a fondo la respuesta de este cristal a diferentes tipos y energía de iones para un mejor entendimiento del comportamiento supralineal en función de la fluencia del ion, y la ER en función de la energía del ion incidente.

Horowitz y colaboradores han estudiado la respuesta TL de diferentes tipos de dosímetros (LiF:Mg,Ti: TLD-100, 600, 700) irradiados con fragmentos de fisión emitidos por una fuente de  $^{252}\text{Cf}$  [12] y con diferentes haces de PCP de bajas energías tales como protones, deuterio y partículas alfa [4-5, 8, 12, 21-26] para investigar la no universalidad de la eficiencia TL y el comportamiento supralineal. Midiaron la ER para la señal total (área integrada bajo la curva de brillo), el pico 5 (su altura) y la suma de los picos 6 y 7 obtenida de un ajuste analítico de la forma del pico basado en una aproximación de Podgorsak [5], encontrando que la ER disminuye con la LET y siempre es menor que 1 [4-5, 12, 22], excepto en el caso del fragmento de fisión donde se ha obtenido valores de ER igual a  $1.47 \pm 0.34$ ,  $1.25 \pm 0.31$  y  $1.24 \pm 0.28$  para TLD-100, TLD-600 y TLD-700, respectivamente [12]. Para el análisis del comportamiento supralineal, usaron un protocolo de deconvolución para separar los picos traslapados en la curva de brillo [8, 24-26]. Se ha reportado que la ER, la respuesta TL como una función de la dosis y la intensidad de los picos de la curva de brillo dependen significativamente del número atómico, la masa y la energía de la PCP, y no solamente de la LET. Los resultados de la ER así como de la supralinealidad han sido interpretados en términos de la teoría de estructura de traza (TST) [21, 78] propuesta para explicar la eficiencia relativa de partícula cargada para la inducción de efectos en sistemas físicos o biológicos y el modelo de interacción de traza (TIM) [3, 23] para explicar el comportamiento supralineal, respectivamente. En la TST, el daño inducido por los iones energéticos es atribuido a los electrones secundarios producidos a lo largo de la traza del ion y está correlacionado con lo producido por rayos gamma, sugiriendo

que la respuesta en los sitios sensibles cerca de la trayectoria del ion es similar a la respuesta de un gran sistema irradiado con rayos gamma a la misma dosis [37-39, 78-80]. En el TIM, la supralinealidad es asociada a la interacción de trazas vecinas debido a alta fluencia, lo cual genera un incremento en la eficiencia TL durante el vaciamiento de las trampas (calentamiento) [3, 8, 23-28].

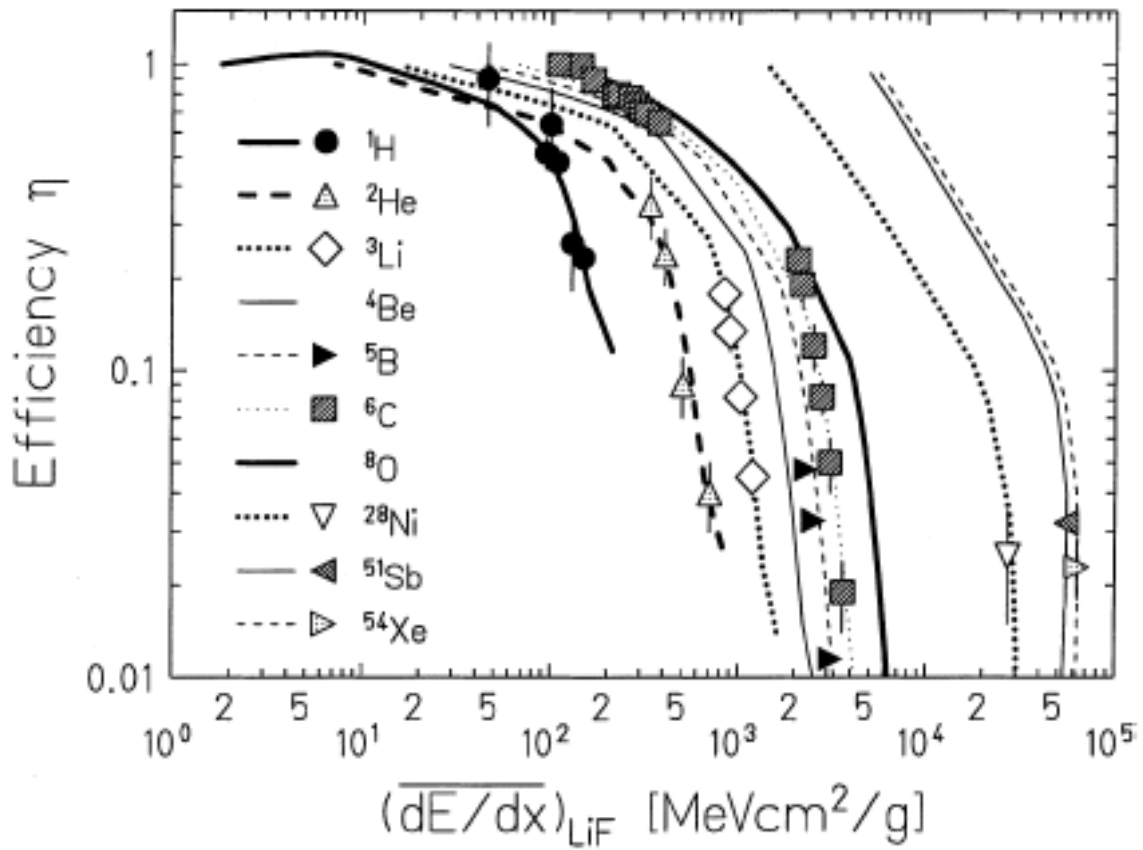
Paralelamente, Montret [6] estudió en 1980 la respuesta TL para cada pico en la curva de brillo de LiF:Mg,Ti (TLD-100) inducida por iones de He, Ne, Cu y Kr con energía entre 1 y 11 MeV/nucleón (MeV/A) en un intervalo de fluencia entre  $5 \times 10^8$  y  $5 \times 10^{11}$  iones  $\text{cm}^{-2}$  cuyo resultado fue interpretado en términos de su propio modelo teórico. Los diferentes picos en la curva de brillo fueron separados mediante un método experimental basado en tratamientos térmicos y el análisis de la respuesta TL para cada pico fue usando las alturas. La motivación principal de su trabajo fue el entendimiento de la eficiencia TL (relativa a rayos gamma). Evaluó la ER para el pico 5, observando que los iones producen menos luz que rayos gamma, es decir,  $ER < 1$  y para una partícula dada, la ER decrece con la LET. La conclusión fue que la termoluminiscencia no puede ser caracterizada solamente por la LET, y que las diferencias entre los iones pesados y radiación gamma no pueden ser interpretadas en términos de vaciamiento de trampas o simplemente por recombinaciones más numerosas como lo predice el TIM. Además, observó que la respuesta TL es muy sensible a la estructura espacial del depósito de energía por los iones y sugirió que se hicieran más experimentos con varios tipos de partículas con energías más altas que las suyas, y usando dosímetros delgados que permiten investigar la relación entre la respuesta TL y la energía del ion.

Recientemente, Mukherjee y colaboradores [40] midieron la ER (con respecto a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ ) para la señal total de dosímetros de LiF:Mg,Ti (TLD-700 y TLD-600) expuestos a  $8.5 \times 10^5$  iones  $\text{cm}^{-2}$  de  $^{86}\text{Kr}$  con una energía igual a 60 MeV/A ( $LET \approx 3343 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ ). Encontraron que la ER de TLD-600 y TLD-700 es muy baja e igual a 0.0025 y 0.0027, respectivamente, lo cual es interpretado como un efecto de saturación de los electrones secundarios generados a lo largo de la traza del ion. Este estudio, en

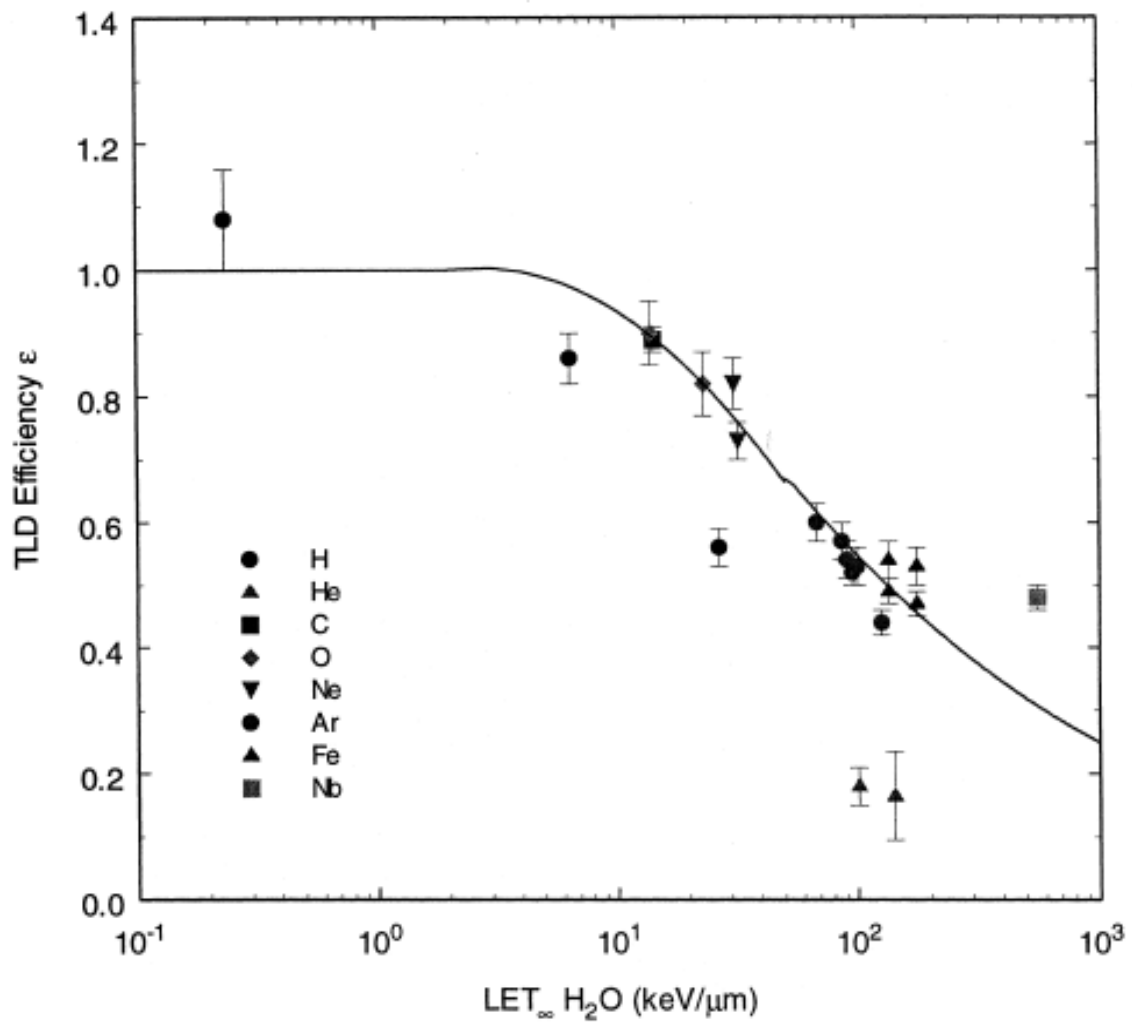
que se midió la eficiencia relativa para una sola partícula y energía, no es suficientemente completo como para analizar globalmente el comportamiento de la respuesta TL inducida por iones.

En 1998, Geiß y colaboradores [13] hicieron un estudio de la respuesta TL de TLD-700 expuestos a  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{59}\text{Ni}$ ,  $^{122}\text{Sb}$  y  $^{131}\text{Xe}$  con energías entre 2 y 270 MeV/A para niveles de dosis menores que 2 Gy (con el fin de evitar los efectos de supralinealidad), interpretando los resultados en términos de un modelo teórico propuesto por ellos. La preocupación principal era el conocimiento de la eficiencia TL. Midieron ER para la señal total (ver figura 1.4), encontrando que ER decrece monótonicamente cuando la LET aumenta y tiene un valor máximo de 1 para los valores de LET (en LiF) bajos ( $\leq 50 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ ). Concluyeron que la eficiencia depende fuertemente del número atómico y la energía de las partículas. Más tarde en el año 2000, Benton y colaboradores [42] midieron la ER para la señal total del mismo dosímetro expuesto a  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  y  $^{93}\text{Nb}$  con energías entre 262 y 1900 MeV/A. Ellos encontraron que la ER es siempre menor que 1, disminuye como una función de la LET y es una función del número atómico del ion incidente (ver figura 1.5). Estos estudios no entregan información suficiente para describir el complejo fenómeno termoluminiscente que se presenta en dosímetros basados en LiF:Mg,Ti, puesto que cualquier análisis de la señal TL total estará siempre dominado por las propiedades del pico 5 (ver figura 1.2).

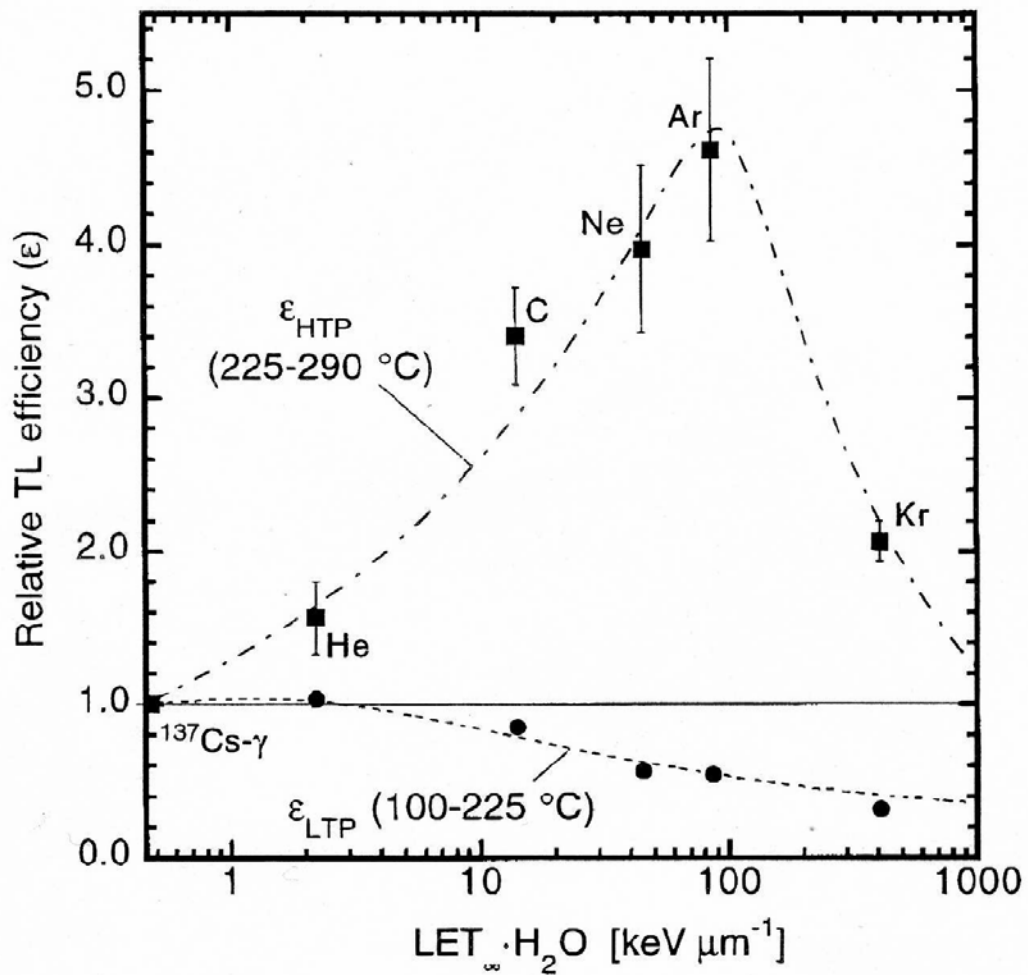
Otros estudios recientes de la respuesta de LiF:Mg,Ti expuesto a iones de altas energías fueron realizados por Yasuda y colaboradores [43, 44] y Bilski y colaboradores [45, 48]. En ambos casos, se midió la respuesta para una energía (es decir, sólo un valor de LET por partícula). En las refs. [43, 44], se reporta ER para la región de baja (área integrada entre 100 y 225 °C, RBT, ver figura 1.2) y de alta-temperatura (área integrada entre 225 y 290 °C, RAT, ver figura 1.2) en la curva de brillo para cinco valores de LET entre 2 y 400  $\text{keV}\mu\text{m}^{-1}$ . Interesantemente, en estos trabajos se destaca que la eficiencia depende de la región de la curva de brillo. La eficiencia relativa para la RBT vale 1 para  $\text{LET} \leq 2 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ , después disminuye cuando la LET crece, mientras



**Figura 1.4.** Eficiencia TL relativa a rayos gamma de  $^{137}\text{Cs}$  (ER) medida como función de la LET para la señal total en  $\text{LiF:Mg,Ti}$  expuesto a varios iones de acuerdo con Geiß y colaboradores [13].



**Figura 1.5.** Eficiencia TL relativa a rayos gamma de  $^{137}\text{Cs}$  (ER) medida para la señal total en LiF:Mg,Ti expuesto a varios iones de acuerdo con Benton y colaboradores [42].



**Figura 1.6.** Eficiencia TL relativa a rayos gamma de  $^{137}Cs$  (ER) medida para la región de alta temperatura (RAT) y de baja temperatura (RBT) de LiF:Mg,Ti expuesto a varios iones de acuerdo con Yasuda [43].

que para la RAT, la ER es mayor que 1, crece con la LET, alcanza un máximo ( $\cong 4.6$ ) alrededor de  $80 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$  y luego decrece cuando la LET aumenta (ver figura 1.6). La conclusión fue que la LET es el único parámetro del cual depende la ER. Este resultado es contrario a la sistemática observada en los trabajos previos [4-6, 8, 12-13, 21-26, 42]. Por otro lado, en las refs. [45, 48], solamente se evaluó la ER del pico 5 (área integrada de los picos 3+4+5) para seis valores de LET entre 0.6 y  $200 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ , obteniendo que la ER decrece como una función de la LET y no se ha observado eficiencia mayor que 1, lo cual es consistente con las teorías TST [48, 38-39, 78-80] para detectores de un golpe (activación del elemento sensible por una ionización). Estos resultados tampoco son suficientes para describir la fenomenología de la respuesta TL a iones puesto que son limitados a un solo valor de energía (un punto en la curva de pérdida de energía, ver figura 1.1) por partícula.

Desde 1995, un grupo de investigadores de la UNAM ha realizado una investigación exhaustiva de la respuesta TL de dosímetros de  $\text{LiF:Mg,Ti}$  (TLD-100) expuestos a altas fluencias de haces de iones de  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O}$  con energías bajas, entre 0.7 y 10 MeV/A [9-11, 14-19, 29-36]. Las primeras irradiaciones de los dosímetros se llevaron a cabo usando una fuente de  $^{241}\text{Am}$  y en el acelerador Van de Graaff de 0.7 MeV del Instituto de Física de la UNAM (IFUNAM) usando un haz directo y desenfocado [9]. Después, las irradiaciones se han realizado en el Peletrón de 3 MV del mismo instituto usando iones desviados elásticamente por un blanco delgado. Para hacer un mejor análisis de la respuesta TL, siempre se usa un protocolo riguroso de deconvolución para separar los picos traslapados en la curva de brillo, controlando algunos parámetros. En particular, se han medido la función de supralinealidad para la señal total y cada pico individual [9-11, 15-19, 29-30, 33, 36] y la ER (con respecto de rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ ) para la señal total y los picos 5 [9, 11, 14, 17-19] y 7 [9, 11, 18]. Los resultados de ER y de supralinealidad han sido interpretados en términos de la TST y del TIM, respectivamente. Se ha observado que los iones producen menos luz que las dosis equivalentes de rayos gamma para la señal total y el pico 5, es decir  $ER < 1$ , mientras que para el pico 7 la relación se invierte y  $ER > 1$  [9, 11, 18]. En ambos casos, la ER disminuye conforme la LET aumenta, y depende de la identidad de la partícula.



Por el otro lado, se ha demostrado que, a medida que el material es calentado, la emisión de luz presenta características particulares dependiendo del ion incidente. Estos estudios han permitido obtener avances significativos en la descripción de la respuesta termoluminiscente inducida por iones pero, tal como lo propuso Montret, es necesario extender el conocimiento a energías más altas para una mejor interpretación.

De los estudios previos a esta tesis y mencionados arriba, se pueden resaltar los siguientes puntos:

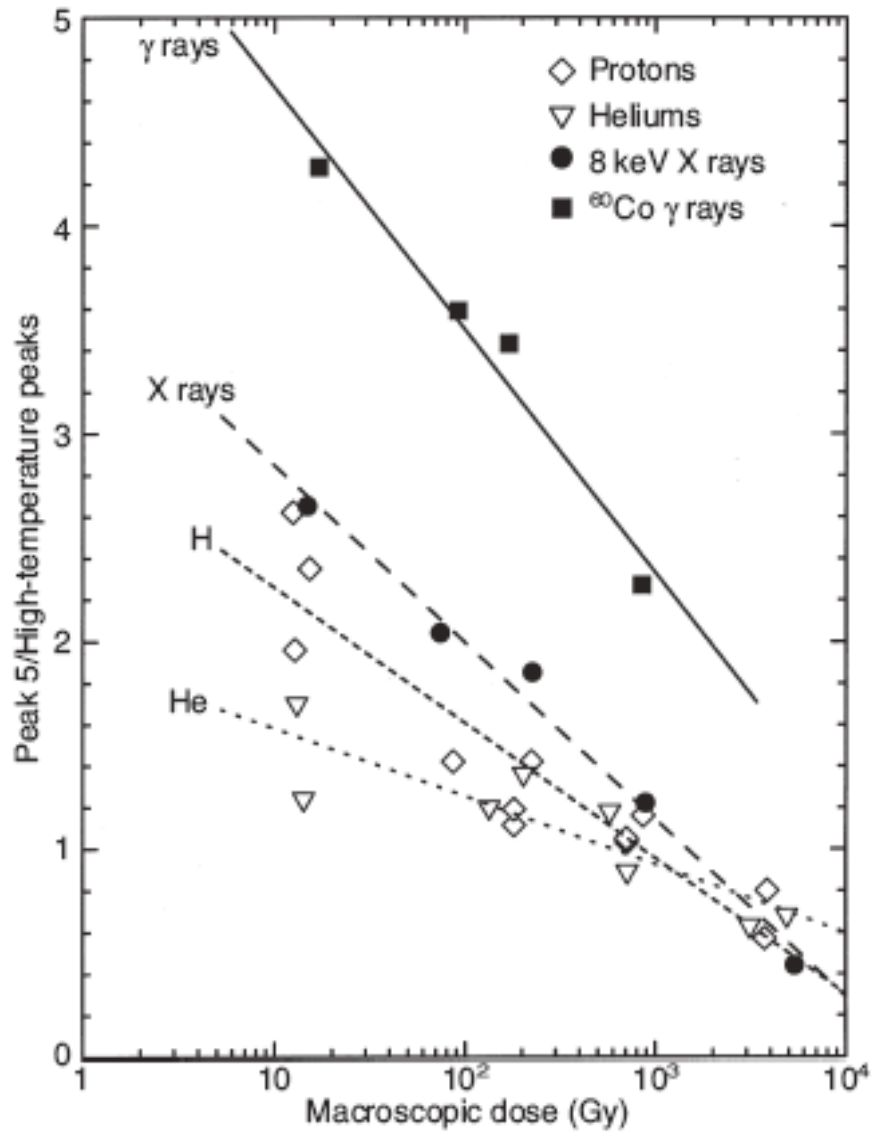
- A) 80% de los estudios [4-6, 8-12, 14-19, 21-26, 29-36] han sido realizados en condiciones de exposición a altas fluencias de PCP de *bajas energías* (es decir, el ion tiene una energía tal que su alcance es menor que el espesor del dosímetro), por lo que los iones estudiados apenas pueden penetrar las primeras micras del dosímetro. En este caso, los iones depositan toda su energía en la superficie del cristal con una alta densidad de ionización, mientras que el resto no es irradiado. La LET varía dentro del material, desde el valor correspondiente a la energía de entrada del ion, hasta el pico de Bragg (máximo en la figura 1.1) y luego a cero, al detenerse la PCP. *Esta variación de la LET dentro del dosímetro dificulta la interpretación* de la respuesta TL inducida por iones.
- B) Del 20% [13, 40, 42-45, 48] realizado en condiciones de exposición a haces de PCP de *altas energías* (es decir, el ion tiene una energía tal que su alcance es mayor que o igual al espesor del dosímetro), 71% de éstos (es decir, 14% del total) [40, 43-45, 48] *se han limitado a una sola energía por partícula* (i.e. un valor único de LET por cada partícula). Esta condición limita la generalización de los resultados obtenidos.
- C) El análisis detallado y sistemático de cada pico individual en la curva de brillo puede proporcionar información sobre las características de los defectos (trampas) en el cristal responsables de los diferentes picos [53-54]. Para ello, se requiere un protocolo para separar los picos traslapados. En el 60% de los casos [4-6, 8-12, 14-19, 21-26, 29-36] se ha usado un protocolo de deconvolución de la curva de brillo por computadora o de otro tipo, y todos ellos han sido estudios hechos con PCP de

*bajas energías* (punto A). En los estudios con PCP de alta energía no se ha hecho *deconvolución* y el análisis de la señal TL total [13, 42] es dominado por las características del pico 5 (ver figura 1.2), enmascarando la información que posiblemente entreguen los picos de alta temperatura.

- D) El estudio de la eficiencia relativa se considera como un factor importante en la investigación de la acción de la radiación con la materia. Se ha medido la ER en el 51% [4-6, 9, 11-14, 17-19, 22, 40, 42-45, 48] de los estudios y *solamente en el 33%* [5, 9, 11, 18, 43-44] de ellos, *se ha evaluado la eficiencia relativa específicamente para los picos de alta temperatura*. Esto puede atribuirse a que estos picos se confunden con el fondo de alta temperatura de la curva de brillo obtenida a fluencias/ dosis bajas [34,64].

Basados en estos puntos, se puede concluir que, a pesar de todos estos años de investigación sobre los efectos inducidos por PCP en LiF:Mg,Ti, el análisis no es completo y consecuentemente, la interpretación (o al menos, la sistematización) de la respuesta TL no es totalmente conocida.

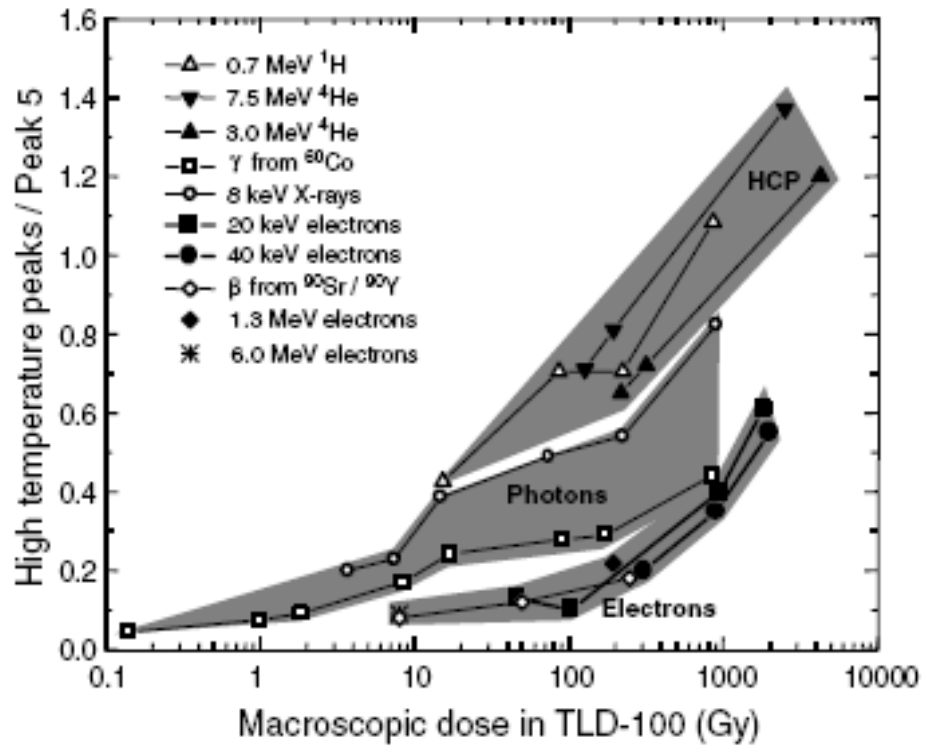
Contrario a la eficiencia relativa y la supralinealidad, la evolución de la forma de la curva de brillo, la cual puede ser un factor importante en la búsqueda de un mejor entendimiento de los procesos TL, ha recibido muy poca atención. En 1980, Horowitz y colaboradores [5] han evaluado, en la región lineal de la curva de dosis-respuesta TL, el cociente del área sumada de los picos 6 y 7 con respecto al área total bajo la curva para LiF:Mg,Ti expuesto a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ , neutrones térmicos y partículas alfa, encontrando que este cociente depende fuertemente de la densidad de ionización. Este comportamiento no fue entendido en todo, fenomenológicamente ni de otra manera. Como un indicador de la forma de la curva de brillo, Brandan y colaboradores [19] han evaluado la contribución relativa del pico 5 (ver fig. 1.2) con respecto de los picos de alta temperatura (ver fig. 1.2) como una función de la dosis absorbida para diferentes tipos de radiación. Ellos han reportado que, para un tipo de radiación dado, la importancia relativa del pico 5 decrece como una función de la dosis, la cual es una consecuencia de la supralinealidad mostrada por los picos de alta temperatura (ver



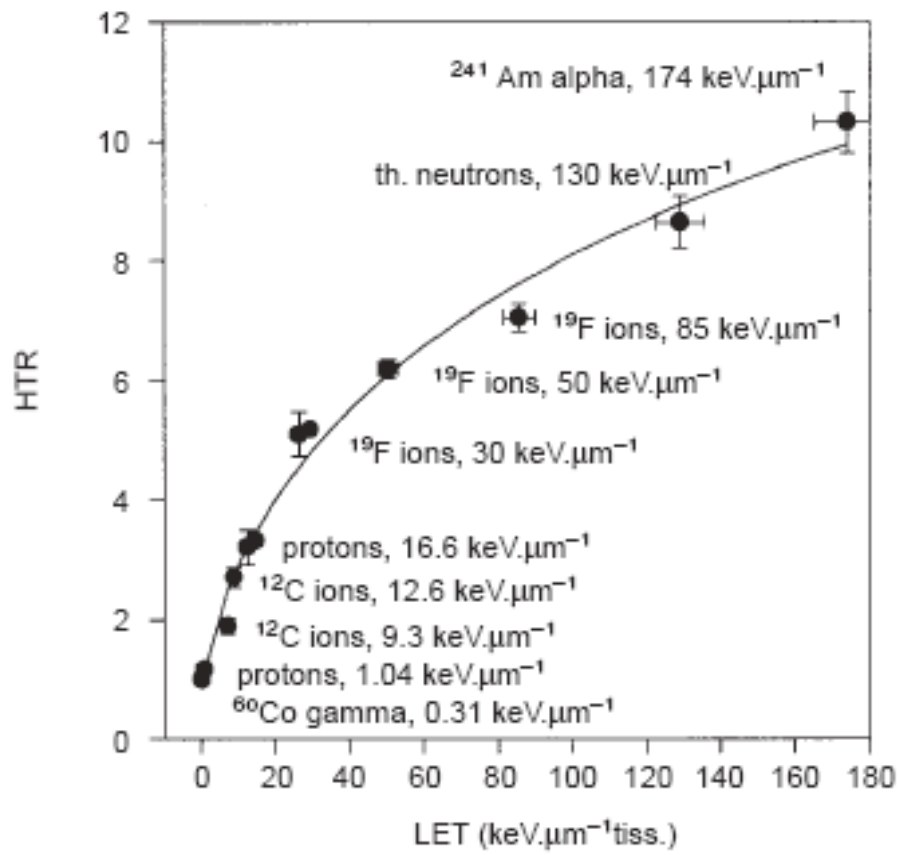
**Figura 1.7.** Cociente de las contribuciones del pico 5 y los picos (7 + 8 + 9 + 10) de la señal de TLD-100 como función de la dosis macroscópica (ecuación 3.8). Los datos de protones incluyen resultados para 0.7, 1.5 y 3 MeV y helio para 3 y 7 MeV. Las líneas son una guía para el ojo [19].

figura 1.7). Ellos interpretan este resultado como una indicación de la importancia del espectro de los electrones secundarios en el proceso TL. Recientemente, Mercado-Uribe y Brandan [66] han presentado datos del cociente entre las contribuciones sumadas de los picos de alta temperatura con respecto del pico 5 de la curva de brillo de LiF:Mg,Ti para diferentes tipos de radiación de baja energía en un intervalo de dosis desde 0.1 hasta 5000 Gy, mostrando una diferencia sistemática en la forma de la curva de brillo inducida por partículas cargadas pesadas (protones y helios), fotones (rayos-x y  $\gamma$ ) y electrones (ver figura 1.8). Se ha observado que para una dosis dada, cada tipo de radiación genera una curva de brillo con una forma distinta en la región de alta temperatura. Estos resultados sugieren que la forma de la curva de brillo puede reflejar la identidad de la partícula incidente. Dentro del protocolo de esta tesis, se hace el análisis individual de cada uno de los picos en la curva de brillo inducida por diferentes tipos de partículas en un intervalo amplio de energías, con el fin de obtener información que permita entender mejor las propiedades básicas de los materiales termoluminiscentes y que, quizás, resulte ser útil.

Desde un punto de vista práctico, el LiF:Mg,Ti ha sido usado para determinar la dosis total y estimar el componente de alta LET del campo de radiación encontrado por los astronautas en el espacio [43-44, 67-77, 81-82]. El método del cociente de alta temperatura (HTR) ha sido propuesto por Vana y colaboradores [72] para la determinación de la LET promedio y del factor de calidad del campo de radiación requerido para la evaluación de la dosis biológicamente relevante durante las misiones espaciales. El HTR estima la LET promedio de los rayos cósmicos a partir del cociente de la intensidad TL de los picos de alta temperatura (225-300°C) y la intensidad del pico 5 para irradiación con PCP con respecto del mismo cociente para irradiación con gammas de  $^{60}\text{Co}$ . Este método se basa en una correlación única de la forma de la curva de brillo con la LET, así como en una rigurosa respuesta lineal de los TLD a iones y a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ , sobre el intervalo de dosis pertinente. Se ha confirmado que el HTR incrementa con la LET hasta un valor de alrededor de  $180 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$  independientemente del tipo de radiación y de partícula, como se muestra en la figura 1.9. Basados en estos resultados, Vana y colaboradores han considerado que el HTR



**Figura 1.8.** Cociente entre las contribuciones sumadas de los picos de alta temperatura (7+8+9) con respecto al pico 5. Cada grupo representa campos de radiación similares [66].



**Figura 1.9.** Cociente de alta temperatura, HTR como función de la LET para TLD-600, medido por Vana y colaboradores [74].

es un parámetro adecuado para la determinación de la LET promedio en un campo de radiación mixta. Los resultados de estos trabajos han sido usados para analizar la dosis en la estación espacial soviética, MIR y en las misiones de las aeronaves y recientemente, en la Estación Espacial Internacional [81]. También existen otras técnicas que se basan en el aumento de la intensidad relativa de los picos de altas temperaturas de la curva de brillo inducida por irradiación de alta LET [43-44, 82].

Estos resultados nos parecen merecedores de un análisis detallado, pues son contrarios a la sistemática de la forma de la curva de brillo obtenida experimentalmente en trabajos previos [19, 50, 64, 66] y no concuerdan con las teorías existentes [83]. Por ello, uno de nuestros intereses actuales ha sido determinar la forma de la curva de brillo como una función de la LET y del tipo de partícula cargada incidente en LiF:Mg,Ti.

## 1.1 Objetivos del trabajo

Como se mencionó, los estudios de las propiedades TL de LiF:Mg,Ti bajo exposición a partículas cargadas pesadas han sido realizados, en su mayoría, bajo exposición a altas fluencias de iones de bajas energías, y los estudios a bajas fluencias de iones de energías altas e intermedias son relativamente escasos y generalmente se limitan a medir sólo uno de los observables de interés. Así, para entender mejor el mecanismo fundamental del proceso TL bajo diferentes circunstancias de depósito de alta densidad de energía, típico de la interacción de las PCP con la materia, surgió nuestro interés por estudiar la respuesta de este material irradiado con iones de  $^1\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ , y  $^{20}\text{Ne}$ , con energías entre 0.9 y 40 MeV/A, incluyendo 41 valores de LET entre 1.55 y 517 keV $\mu\text{m}^{-1}$ . El análisis de la curva de brillo incluye el seguimiento de cada pico, haciendo el esfuerzo de identificar, sobre la señal de fondo, la débil señal TL de los picos de alta temperatura a bajas dosis de radiación gamma y a bajas fluencias de iones. Al completar el trabajo, se mide la eficiencia relativa a rayos gamma para todos los picos y se obtiene más información que permite comprender mejor la evolución de la curva de brillo.

Dadas las limitaciones para obtener iones de altas energías en México, la mayor parte de los experimentos se realiza en el Ciclotrón de la Universidad de Texas A&M (TAMU) en College Station, Texas, EUA. Por otro lado, consideraciones de eficiencia en el uso del tiempo en un acelerador de altas energías requieren el uso de paquetes de dosímetros para obtener varias energías residuales simultáneamente, a partir de una sola energía incidente, consiguiendo cubrir así un intervalo de LET amplio en cada irradiación.

Este proyecto estudia la respuesta termoluminiscente bajo dos aspectos: la forma de la curva de brillo (luz emitida cuando se calienta el material como función de la temperatura) y la eficiencia (cantidad de luz producida por energía absorbida) del material LiF:Mg,Ti expuesto a bajas fluencias de partículas cargadas producidas en aceleradores de partículas. Se correlaciona la eficiencia y la forma de la curva de brillo con parámetros que describen al ion incidente.

También se investiga, en una manera detallada, el inicio de la respuesta supralineal de LiF:Mg,Ti expuesto a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  en un intervalo amplio de dosis desde 4.18 mGy hasta 8.32 kGy con el fin de medir la eficiencia relativa inducida por iones e interpretar los resultados en términos del modelo de teoría de estructura de trazas [37-39, 78-80]. Para ello, se establece un protocolo de deconvolución muy estricto, permitiendo medir la respuesta para los picos de alta temperatura a bajas dosis.

El proyecto consiste en la exposición de LiF:Mg,Ti (TLD-100) a haces de bajas energías producidos en el Peletrón del IFUNAM y a haces de energías intermedias del Ciclotrón de TAMU. Se escogen haces de hidrógeno, helio, carbono, oxígeno y neón para estudiar de manera sistemática el proceso termoluminiscente bajo diferentes condiciones de irradiación con estos iones.



La extensión del conocimiento de la sistemática a energías más altas que las estudiadas normalmente en nuestro grupo, permite la parametrización de la forma de la curva de brillo y de la eficiencia, como función de la energía y del tipo de ion.

Contamos con que estos resultados permitan calibrar los dosímetros facilitando su uso, solos o en asociación con otros sistemas simples, para medir dosis de radiación biológicamente relevantes recibidas por los seres humanos en el espacio.

Desde un punto de vista puramente científico, el estudio propuesto permite comprender mejor los procesos microscópicos de depósito de energía por PCP, la activación de trampas termoluminiscentes y la generación de la señal TL durante el calentamiento.

A continuación presentamos las diferentes fases que constituyen este trabajo:

- 1 Fase 1. Contiene el capítulo II “Conceptos básicos”, que define conceptos fundamentales a partir de los cuales hemos realizado este trabajo.
- 2 Fase 2. Presenta el capítulo III, “Herramienta experimental y método de análisis” dividido en 3 etapas: 1) se resumen las pruebas realizadas antes del experimento con el fin de controlar e identificar los parámetros que podrían influir en el resultado final y así, tomar decisiones con respecto del procedimiento; 2) se describen los procedimientos experimentales; y 3) se describen la determinación de la energía depositada en el cristal, el cálculo de la LET promedio, la dosis absorbida y la unificación de los resultados para dosímetros de diferentes espesores.
- 3 Fase 3. Comprende los capítulos IV “Respuesta de LiF:Mg,Ti a rayos gamma” y V “Respuesta a irradiación con iones” que presentan los resultados experimentales. El capítulo IV presenta la respuesta TL, la forma de la curva de brillo y la respuesta TL normalizada de acuerdo con la TST de Katz. El capítulo V se divide en 3 etapas: 1) se exponen los resultados de la respuesta TL, la forma de la curva de brillo y la eficiencia relativa medida; 2) se discuten los datos de la etapa 1) y 3) se exhibe el método HTR usado normalmente en la dosimetría espacial, indicando sus

limitaciones y se presenta un método alternativo para evaluar la LET promedio y la dosis absorbida en campo de radiación mixta.

- 4 Fase 4. Contiene el capítulo VI “Interpretación de la eficiencia relativa en términos de la teoría de estructura de traza” que describe la parte analítica del modelo de TST de Katz para evaluar la eficiencia relativa, los cálculos hechos y la comparación de los datos experimentales con el resultado del cálculo. También, se discuten un poco las limitaciones del modelo.
- 5 Fase 5. Contiene el capítulo VII “Conclusiones” en el cual se presentan las conclusiones para cada estudio individualmente y una conclusión general.
- 6 Fase 6. Incluye las referencias, los apéndices que presentan los programas escritos en el transcurso del trabajo y los artículos emanados de este trabajo ya publicados, en fase de impresión, y enviados.

# CAPÍTULO II

## 2 CONCEPTOS BÁSICOS

La termoluminiscencia es la emisión de luz debido a una estimulación térmica de un material que ha sido expuesto previamente a radiación ionizante. En este capítulo, primero se describe el proceso de interacción de partículas cargadas con la materia. Segundo, se define el fenómeno termoluminiscente, la instrumentación usada en la medida de la señal TL y los procedimientos seguidos en la obtención de la curva de brillo. Finalmente, se presenta el uso de LiF:Mg,Ti en la investigación básica así como en la dosimetría práctica.

### 2.1 Interacción de partículas cargadas con la materia

En general, las partículas cargadas pesadas (PCP) (protones e iones pesados) atraviesan la materia perdiendo energía mediante dos procesos principales [84]: (i) colisiones nucleares, en las cuales la energía es transferida al átomo blanco y (ii) colisiones electrónicas durante las cuales las partículas excitan e ionizan el átomo.

#### 2.1.1 Colisiones nucleares

Predominan a bajas energías (velocidad mucho más baja que la velocidad de Bohr,  $v_0=2.188 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ ) y para medios de número atómico,  $Z$ , alto. Las partículas transfieren energía al núcleo blanco mediante interacción elástica. Este proceso es el responsable de la producción de desorden en la red cristalina por el desplazamiento de los átomos de sus posiciones en la red. La energía promedio perdida por unidad de longitud atravesada en una colisión nuclear es [85]:

$$\frac{dE}{dx} = N \int_{T_{min}}^{T_m} T \frac{d\sigma(E)}{dT} dT, \quad (2.1)$$

donde  $N$  es la densidad atómica,  $d\sigma(E)/dT$  es la sección eficaz diferencial de transferencia de energía.  $T$  es la energía transferida,  $T_{min}$  es la energía necesaria para desplazar el átomo de su posición en la red y es del orden de 20-30 eV,  $T_m$  es la máxima energía transferida al átomo y está dada por la siguiente ecuación:

$$T_m = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E, \quad (2.2)$$

$E$  es la energía cinética del ion,  $M_1$  y  $M_2$  son las masas de la partícula incidente y del átomo blanco, respectivamente.

### 2.1.2 Colisiones electrónicas y transferencia lineal de energía

Estas colisiones son las más probables a altas energías (velocidad alrededor de  $0.1 v_0$  y mayor que  $v_0 z^{2/3}$ ) y medio de número atómico,  $Z$ , bajo. En este proceso las partículas transfieren energía a los electrones atómicos mediante colisiones inelásticas, provocando la ionización y excitación del átomo. La transferencia lineal de energía (LET: siglas en inglés), incluyendo todas las transferencias de energía, es la energía promedio perdida por una partícula debido a colisiones al atravesar una unidad de distancia, es igual al poder de frenado lineal de colisión  $dE/dx$  [86] y está dada por la siguiente ecuación [87]:

$$LET(keV / \mu m) = -\frac{dE}{dx} = \kappa \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

,(2. 3)

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2}, \quad s = \frac{m_e}{M} \quad y \quad \eta = \beta\gamma$$

$$\kappa = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 MeV cm^2 g^{-1}, \quad 1 keV/\mu m = 10 MeV / cm$$

donde  $W_{max}$  es la máxima energía transferida a un electrón en una sola colisión,  $\rho$ ,  $Z$  y  $A$  son la densidad, el número atómico y la masa atómica del medio absorbedor, respectivamente.  $I$  es el potencial promedio de excitación,  $z$ ,  $M$  y  $v$  son la carga en unidades de  $e$ , la masa y la velocidad de la partícula incidente, respectivamente.  $\beta=v/c$  es la velocidad de la partícula en unidades de  $c$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío,  $\gamma= (1-\beta^2)^{-1/2}$  es el factor de Lorentz,  $\delta$  es un factor de corrección por densidad y  $C$  es un factor de corrección por capa.  $N_a$  es el número de Avogadro,  $r_e$  y  $m_e$  son el radio clásico y la masa del electrón, respectivamente. La ecuación 2.3 es válida solamente si la velocidad,  $v$ , del ion es mayor que o igual a  $v_0 z^{2/3}$ . Si  $v$  está entre  $0.1 v_0$  y  $v_0 z^{2/3}$ ,  $dE/dx$  es aproximadamente proporcional a la velocidad de la partícula incidente [85].

En este proceso, las PCP atraviesan la materia en trayectorias casi rectas, liberando a través de las ionizaciones electrones secundarios que depositan su energía alrededor de la trayectoria del ion incidente, resultando en un patrón altamente localizado de depósito de energía [84], que se considera como el promotor de los efectos inducidos por iones en la materia. Esto contrasta con los haces de electrones o de rayos-x y gamma que producen una distribución espacial de depósito de energía relativamente uniforme [84]. Típicamente, las PCP muestran valores de LET más grandes que los electrones, y son consideradas como radiación de “alta LET”. Toda radiación cuyo valor de LET es menor que  $10 keV \mu m^{-1}$  es considerada como de “baja LET” [88, 89].

Los análisis de la respuesta de sistemas físicos y biológicos irradiados con iones se expresan generalmente en términos de la LET, parámetro que cuantifica la rapidez de ionización, es decir, la energía transferida a lo largo de la trayectoria del ion. La densidad de ionización a lo largo de una traza es el número promedio de pares de iones producidos por una partícula debido a la energía transferida en una unidad de distancia atravesada. Entonces, para un medio dado, una partícula de alta LET tiene una densidad de ionización más alta que una de baja LET. Como se puede ver en la ecuación (2.3), la LET depende de la carga del ion  $z$ , el inverso de la velocidad  $v$  al cuadrado y la composición del medio  $Z/A$  y  $\rho$ . Esto implica que una partícula de muy baja velocidad produce una muy alta densidad de ionización en el medio. En este trabajo, como se hace generalmente, LET es usada cuando se supone agua como el medio irradiado.

### 2.1.3 Alcance

El alcance de una partícula en un medio dado, es el valor promedio de la distancia recorrida por la partícula antes de detenerse y depende del tipo y energía de la misma [84]. Experimentalmente, el alcance puede ser determinado, haciendo pasar a través de diferentes espesores del material de interés el haz de partículas en cuestión y midiendo el cociente entre partículas transmitidas e incidentes o bien por un medio transparente ópticamente, tal como emulsión fotográfica, siguiendo cada traza de la partícula microscópicamente. Desde un punto de vista teórico, el alcance de una partícula de una energía dada se obtiene en términos del poder de frenado másico como sigue:

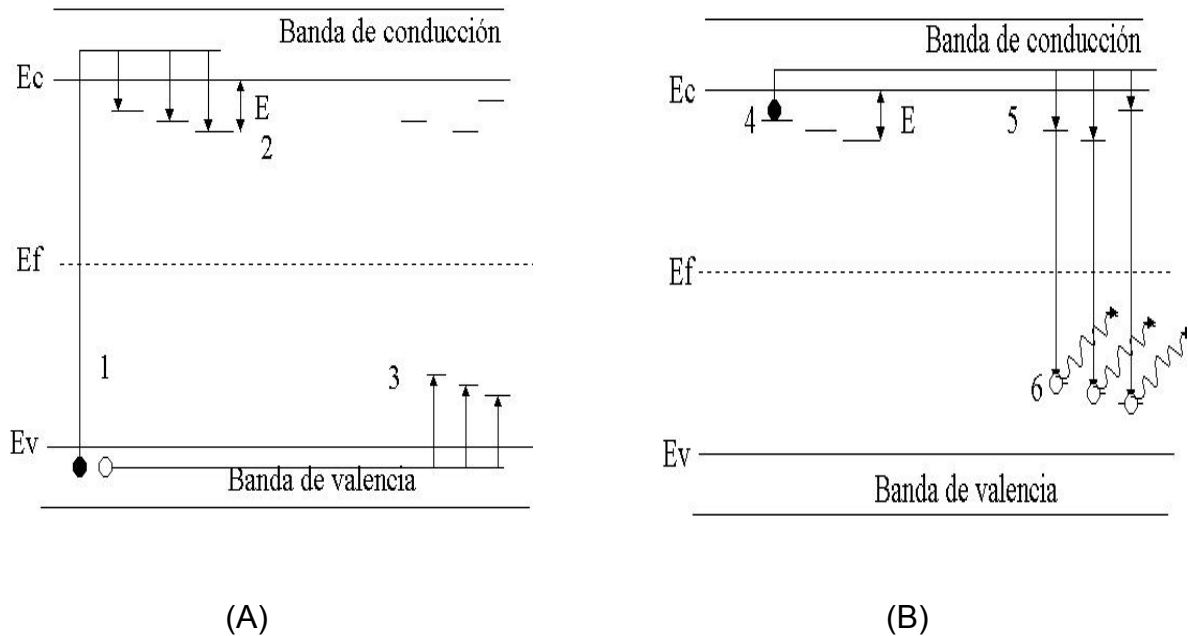
$$R = \int_{E_0}^0 \left( -\frac{dT}{\rho dx} \right)^{-1} dT, \quad (2.4)$$

donde  $E_0$  es la energía inicial de la partícula. Si  $dT/dx$  está en  $\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$  y  $dE$  en  $\text{MeV}$ , entonces  $R$  tiene unidad de  $\text{g cm}^{-2}$ .

## 2.2 Termoluminiscencia en general, y LiF:Mg,Ti

La TL es un proceso que ocurre en dos etapas, como se muestra en la figura 2.1: en la primera, (A), el sistema es perturbado fuera de su estado de equilibrio por la radiación ionizante y la energía absorbida se almacena parcialmente. Durante esta etapa los portadores de carga (electrones y agujeros) se atrapan en los niveles de energía metaestables presentes en el sistema. En la segunda etapa, (B), la estimulación térmica de los portadores de carga provoca la emisión de la luz permitiendo al sistema regresar a su estado de equilibrio.

La TL en sólidos es un resultado de la presencia de los defectos e impurezas introducidos en el cristal durante el proceso de crecimiento cristalino [53]. Estos defectos e impurezas crean niveles de energía adicionales, centros de trampas y centros luminiscentes. Cuando un cristal TL es irradiado, los electrones liberados debido a la transferencia de energía de radiación, viajan de la banda de valencia a la banda de conducción, en la cual migran hasta que son atrapados en un estado metaestable, mientras que los agujeros dejados emigran a una trampa asociada a ellos. Para este proceso, se requiere una energía de alrededor de 10 a 15 eV transferida al cristal por electrones secundarios o partículas cargadas. Luego, cuando se calienta el cristal, los electrones son liberados de las trampas y regresan a la banda de conducción. Entonces, esto hace posible la recombinación electrón-agujero en un centro luminiscente, la cual puede ser acompañada por la emisión de luz, (aunque hay veces que no ocurre [65, 84]). El intervalo de tiempo entre la excitación y la emisión corresponde al tiempo que se quedan atrapados los portadores de carga. Si las trampas no son muy profundas, pueden ocurrir atrapamiento y reatrapamiento a la temperatura ambiente. Al aumentar la temperatura del cristal, la intensidad TL (luz emitida) crece hasta un cierto valor máximo, ya que hay un aumento en el número de electrones liberados de las trampas, y posteriormente disminuye debido a que quedan pocos electrones atrapados. La variación de los picos en la curva de brillo (intensidad TL vs. temperatura) depende de las profundidades y del número de trampas presentes en el cristal.



**Figura 2.1.**Proceso termoluminiscente: (a) Irradiación y (b) Calentamiento

El modelo más simple para describir la curva de brillo es “la teoría cinética de primer orden”, basado en la teoría de bandas, propuesto por Randall y Wilkins en 1945 [9, 65]. Este modelo toma en cuenta dos niveles de energía entre la banda de valencia y la banda de conducción: un nivel asociado a los centros de trampa y el otro a los centros luminiscentes, de manera tal que, al final de la excitación, exista la misma concentración de electrones en los centros de trampas que agujeros en los centros luminiscentes. Esto es, (1) solamente un estado de atrapamiento y un tipo de centro están involucrados y (2) los electrones liberados térmicamente de las trampas se recombinan rápido con los agujeros atrapados, es decir, no se permite el reatrapamiento o atrapamiento en alguna otra trampa o recombinación en algún otro centro de recombinación y la acumulación substancial de electrones en la banda de conducción se considera imposible. Bajo estas condiciones, se puede pensar que la rapidez de recombinación es la misma que la de liberación térmica de los electrones, la cual puede ser proporcional a la concentración de electrones atrapados. Entonces, de acuerdo con este modelo, la intensidad de luz emitida  $I$  es proporcional a la concentración de electrones atrapados  $n$  y está dada por [65]:



$$I = -\frac{dn}{dt} = s n \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (2.5)$$

donde  $s$  es el producto de la frecuencia con la cual los electrones pegan en las paredes de la caja y el coeficiente de reflexión, considerando la trampa como una caja de potencial.  $E$  es la energía de activación de la trampa,  $k$  es la constante de Boltzman y  $T$  es la temperatura de calentamiento.

Después del modelo propuesto por Randall y Wilkins, Garlick y Gibson [65] han considerado otra situación, llamada “teoría cinética de segundo orden“, en donde los portadores de cargas libres pueden ser reatrapados con probabilidades iguales de reatrapamiento y de recombinación, con la idea de que las concentraciones de electrones en las trampas y agujeros en los centros de recombinación son iguales durante todo el proceso. Finalmente, la teoría cinética de orden general, la cual considera la existencia de varios tipos de trampas de electrones y de agujeros a diferentes profundidades, fue propuesta por Halperin y Braner [9, 65].

En nuestro trabajo, la descripción de los picos en la curva de brillo se hace usando la teoría cinética de primer orden propuesta por Randall y Wilkins y cada pico es aproximado por la siguiente ecuación [9]:

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

o

$$P(X) = I_{m_i} \exp\left[1 + W_i(X - X_{0_i}) - \exp(W_i(X - X_{0_i}))\right], \quad (2.6)$$

donde  $I_{m_i}$  es la altura del pico  $i$ ,  $T_{m_i}$  es la temperatura del máximo del pico,  $T_i$  es la temperatura,  $\Delta T_i = T_i - T_{m_i}$ ,  $E_i$  es la energía de activación del  $i$ -ésimo pico,

$W_i = E_i / kT_{m_i}^2$  es un parámetro que está relacionado con el ancho  $w$  del pico  $i$  a la mitad

de la altura,  $w_i = 2.44/W_i$ ,  $X_{0i}$  es la posición del centro del pico  $i$ ,  $X$  es una variable independiente que puede ser la temperatura, el tiempo o el canal.

La curva de brillo es la suma de todos los picos que la componen más la señal de fondo debido a la emisión en el infrarrojo de la plancheta (placa metálica sobre la cual se calienta el dosímetro) y el dosímetro dada por:

$$Y(X) = \sum_i P_i(X) + C + a \exp(X/b), \quad (2.7)$$

donde  $C$  es un fondo constante ajustable, y  $a \exp(X/b)$  es la señal de fondo a alta temperatura de la plancheta.

### 2.2.1 Horneado

Es importante asegurarse de que los materiales TL tengan características homogéneas y reproducibles antes de la irradiación por lo que se requiere un tratamiento térmico previo. Este procedimiento sirve para varios propósitos [65]: primero son horneados a una alta temperatura para vaciar todas las trampas, es decir, regresar la señal TL a cero, restableciendo el equilibrio termodinámico y dispersando las impurezas a su configuración original puesto que pudieron haber sido perturbadas debido a la irradiación ambiental durante el almacenamiento. Segundo, son sometidos a otro horneado a una temperatura baja para reducir la contribución de los picos de baja temperatura con respecto de los picos dosimétricos estables.

### 2.2.2 Obtención de la señal TL

La emisión de la luz termoluminiscente es normalmente detectada mediante un tubo fotomultiplicador (TFM) integrado en un equipo lector que convierte la luz emitida por el cristal en una señal eléctrica. El TFM [87] consiste de un cátodo hecho de material fotosensible seguido por un sistema de colección de electrones, una cadena multiplicadora de electrones (llamada normalmente serie de dinodos) y finalmente un

ánodo que colecta la corriente resultante (señal TL). El tubo normalmente funciona a aproximadamente 1000 V. El equipo lector usado en este trabajo, Harshaw modelo 3500, tiene un TFM de marca Hamamatsu modelo R268HA cuya respuesta espectral incluye un intervalo de 300 a 650 nm, con un máximo a 420 nm.

### **2.2.3 Sistema de calentamiento**

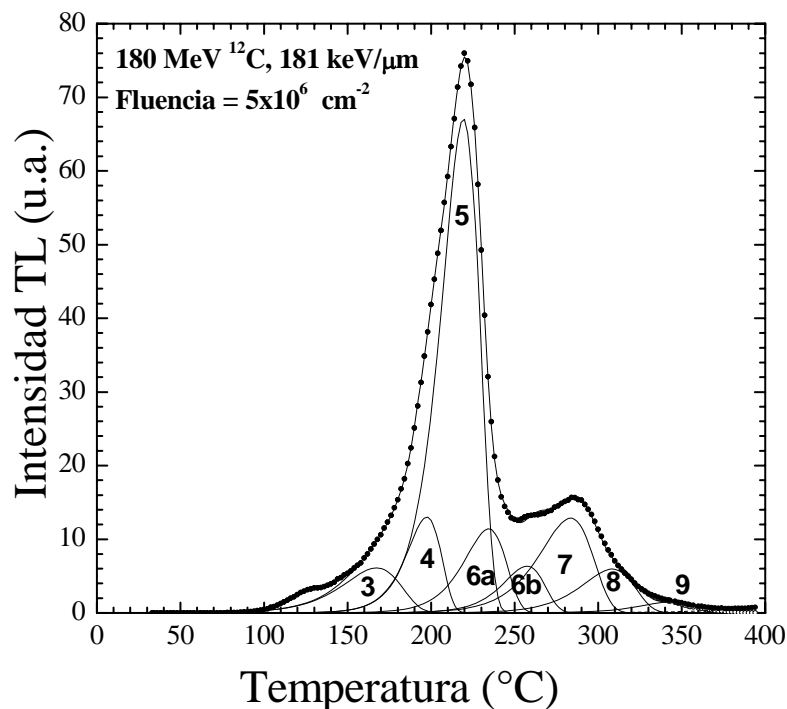
Durante la medida de la señal termoluminiscente, es importante calentar el cristal a una rapidez de calentamiento constante para obtener una curva de brillo resuelta en temperatura, lo cual permite identificar las temperaturas de los picos. El calentamiento se realiza mediante una pieza metálica angosta de alta resistencia (llamada plancheta) integrada en el equipo lector sobre la cual se ubica el material TL irradiado. Normalmente, existe en el equipo lector un filtro estándar entre el fotocátodo y la plancheta. Durante la lectura se hace fluir gas de N<sub>2</sub> para reducir la señal de fondo emitida por la plancheta a altas temperaturas. Otra medida que se puede tomar, sobre todo cuando la señal TL es muy débil, es reemplazar el filtro estándar por un filtro óptico cuyo espectro de transmisión coincide con el espectro de emisión del material en cuestión, es decir, la longitud de onda de la luz emitida por el cristal corresponde al valor máximo en la curva de luz transmitida como función de la longitud de onda del filtro. La temperatura se mide usando un termopar soldado a la plancheta. Generalmente, el calentamiento es controlado por un sistema electrónico que puede generar varias rapidezces de calentamiento (ejemplo desde 0.1 hasta 30°C s<sup>-1</sup>).

### **2.2.4 LiF:Mg,Ti como dosímetro termoluminiscente**

Un dosímetro es un sistema que es capaz de proveer una respuesta relacionada con la dosis absorbida depositada por la radiación ionizante en su volumen sensible [84], y el LiF:Mg,Ti ha sido usado para este propósito. El LiF está disponible para usos dosimétricos en diferentes formas físicas tales como polvo, monocristal o polvo sinterizado a alta presión, con una variedad de concentraciones isotópicas de <sup>6</sup>Li y <sup>7</sup>Li: TLD-100 (nombre comercial de los dosímetros producidos por la empresa Harshaw),

concentración natural de litio (7.5%  $^6\text{Li}$  y 92.5%  $^7\text{Li}$ ); TLD-600, enriquecido en  $^6\text{Li}$  (95.6%  $^6\text{Li}$  y 4.4%  $^7\text{Li}$ ); TLD-700, enriquecido en  $^7\text{Li}$  (0.01%  $^6\text{Li}$  y 99.9%  $^7\text{Li}$ ). La concentración de fluoruro de magnesio y de fluoruro de titanio, los dopantes que proveen los centros de trampas en TLD-100 es aproximadamente de 400 ppm y 55 ppm, respectivamente [53].

La respuesta TL de  $\text{LiF:Mg,Ti}$  inducida por la radiación ionizante tiene como característica principal una curva de brillo con una estructura relativamente compleja de más de 10 picos y sub-picos [65], dependiendo del protocolo de preparación térmica del material, las concentraciones de las impurezas, la dosis y el tipo de radiación usado [53]. La figura 2.2 muestra una curva de brillo de este material expuesto a iones de  $^{12}\text{C}$ , con sus diferentes picos descritos por la ecuación 2.5.



**Figura 2.2.** Curva de brillo de  $\text{LiF:Mg,Ti}$  inducida por iones de carbono mostrando la presencia de los picos asociados con los defectos en el material.

Los estudios realizados de la respuesta TL a diferentes tipos de radiación indican que la señal obtenida (carga integrada en el tiempo) y la estructura 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 cristales [31-32, 90] y son independientes de la atmósfera bajo la que se realizan los hornos [31-32]. Se ha reportado una fuerte dependencia de la temperatura a la que ocurre la máxima intensidad de los picos así como de la sensibilidad del dosímetro con la tasa de calentamiento (tasa constante) a la que son leídos los dosímetros [91-92]; también hay una gran dependencia de la intensidad de los picos con el tipo de radiación y el nivel de dosis o de fluencia ya que la contribución de los picos de alta temperatura a la señal TL es muy elevada cuando los dosímetros son expuestos a radiación altamente ionizante, aumentando esta contribución relativa con la dosis [9, 19, 64, 66].

#### *2.2.4.1 Propiedades ópticas del LiF:Mg,Ti*

El LiF consiste de dos sub-redes FCC (cúbica centrada en las caras) interpenetrantes, donde cada ion de  $\text{Li}^+$  situado en el centro de un cubo está rodeado por seis iones de  $\text{F}^-$  más cercanos. De manera similar, cada ion de  $\text{F}^-$  está rodeado por seis iones de  $\text{Li}^+$ . Entonces, cuando se estructura el LiF:Mg,Ti, los iones de  $\text{Mg}^{2+}$  substituyen el  $\text{Li}^+$  en la red y la carga permanece neutra a causa de una vacancia adicional:  $\text{Li}^+$  ( $\text{Li}_{\text{vac}}$ ). Esta vacancia junto con el ion de Mg forma un par (dipolo) denotado Mg- $\text{Li}_{\text{vac}}$  [53, 93].

Se ha reportado que los picos identificados en la curva de brillo de este material son fenomenológicamente asociados con los dopantes de Mg y Ti [53, 65, 93], pero sus propiedades no son bien conocidas [53, 54, 94]. Los estudios de las bandas de absorción óptica, que aparecen después de la irradiación del LiF:Mg,Ti, hacen pensar que el centro de trampa responsable del principal pico dosimétrico, llamado normalmente pico 5, es el complejo de 3 moléculas Mg- $\text{Li}_{\text{vac}}$  [53, 54, 94, 95], cuya dimensión es aproximadamente de 2 nm [54].

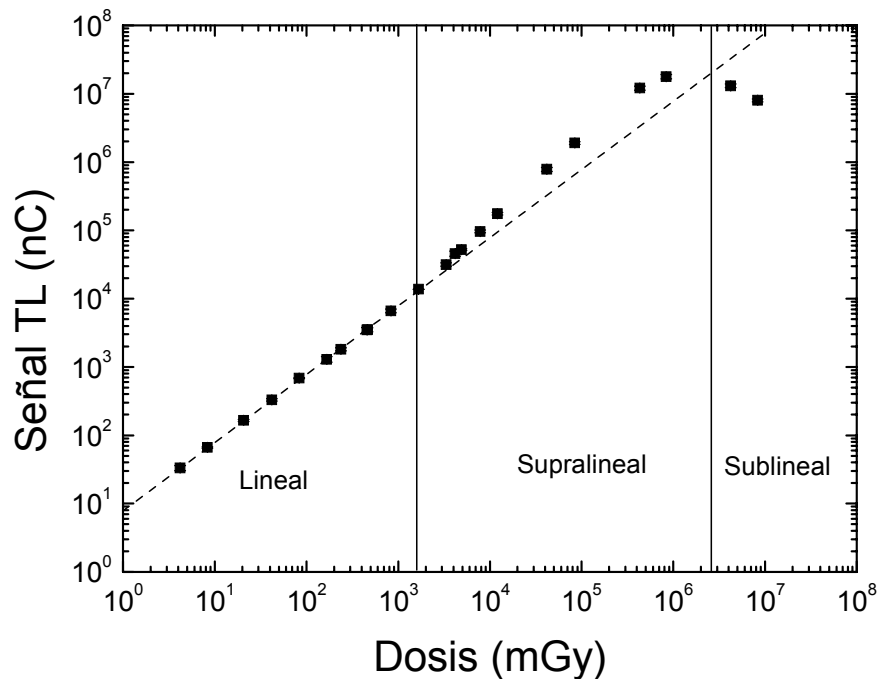
Por otro lado, se cree que los complejos de  $Ti(OH)_n$ , relacionados espacialmente con cada uno de los defectos, pueden actuar como centros luminiscentes, por lo que se supone que la formación de  $Ti(OH)_n$  es responsable de la banda de absorción óptica de 200 nm, la cual produce una emisión del  $LiF:Mg,Ti$  a 412 nm (luz azul). Otro tipo de centro involucrando los iones  $OH^-$  es el complejo  $Mg(OH)_m$ , el cual se considera responsable de la reducción de la emisión de la señal TL (centros competitivos) [93].

### **2.3 Respuesta TL de $LiF:Mg,Ti$ inducida por rayos-X y gamma**

La eficiencia relativa es una medida del efecto producido en la materia por una partícula dada comparado con lo generado por otra, llamada “de referencia,” bajo condiciones similares. Por ejemplo, en los sistemas biológicos se comparan las dosis absorbidas depositadas por dos tipos de partículas diferentes requeridas para producir el mismo efecto. En los sistemas físicos, se comparan los efectos inducidos por unidad de energía depositada para partículas diferentes. En general (y por conveniencia), se usan los rayos-X y gamma como radiación de referencia. Por ello, un conocimiento preciso de la respuesta TL inducida por rayos gamma, es necesario para la evaluación experimental de la eficiencia relativa entre iones y fotones, y para la aplicación cuantitativa de la teoría de estructura de trazas (TST) [78], propuesta para explicar fenomenológicamente la eficiencia relativa asociada con los efectos físicos o biológicos inducidos por partículas cargadas.

Se cree que la señal TL inducida por rayos-X o gamma como una función de la dosis absorbida es lineal en un intervalo de, al menos, 7 órdenes de magnitud de dosis hasta aproximadamente unos pocos Gy [59]. A dosis más altas, arriba de 10 Gy, la respuesta tiene un comportamiento “supralineal” no deseable. Este efecto, observado en la integral de la luz estimulada térmicamente, se debe a la respuesta altamente supralineal de los picos de alta temperatura (6a y superiores) en la curva de brillo. La supralinealidad ha sido una de las principales barreras para el uso del  $LiF:Mg,Ti$  en la dosimetría práctica de alta dosis, por lo que el conocimiento preciso del inicio de la respuesta supralineal es de una importancia práctica.

Desde el punto de vista de la investigación básica, la supralinealidad en la respuesta TL (ver figura 2.3) ha sido un tema de gran interés [55-62, 64] y los avances en el estudio de este fenómeno han requerido, tanto logros experimentales como teóricos. Una compilación de datos hecha por Horowitz hasta 1984 [52] concluyó que, aunque los resultados detallados pueden variar de un estudio a otro, el inicio de la supralinealidad para el pico 5 en LiF:Mg,Ti después de haber sido expuesto a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  ocurre alrededor de 10 a 100 Gy. Para el pico de alta temperatura más intenso (llamado pico 7 en este trabajo,  $\sim 275^\circ\text{C}$ , ver figura 2.2), el comportamiento lineal es sustituido por uno supralineal para valores de dosis alrededor de 1 a 5 Gy.



**Figura 2.3.** Respuesta TL como función de la dosis mostrando el comportamiento lineal-supralineal-sublineal.

Independientemente, en 1998 Gamboa-deBuen y colaboradores [61] han reportado medidas de la respuesta supralineal en TLD-100 inducida por rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  para la señal total y los picos 5 a 8, los cuales fueron analizados usando un

programa comercial, CGCD, para separar los picos traslapados en la curva de brillo. Concluyeron que la supralinealidad para el pico 7 empieza aproximadamente a 2 Gy. Estudios anteriores hechos por Shachar y Horowitz [55], también usando CGCD, habían indicado que la curva de dosis-respuesta para el pico 7 (centrado a alrededor de 260°C) en TLD-700 expuesto a rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  y rayos-X de 95 keV (energía efectiva) fue siempre supralineal desde un nivel de dosis medible tan bajo como 2.5 mGy. Nariyama y colaboradores [58] han presentado datos para rayos  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  y mostrado que la respuesta de los picos de alta temperatura (área integrada de la curva de brillo desde 210°C hasta 320°C, correspondiente a los picos 6a-9, en la nomenclatura actual [18], fig. 2.2) deja de ser lineal a una dosis de alrededor de 1 Gy. Es importante mencionar que estos estudios han sido realizados bajo diferentes procedimientos de horneado y rapidez de calentamiento.

Además, la transición de la linealidad a la supralinealidad depende de la concentración de impurezas del material [52, 56-57]. También, se ha reportado que el inicio y el grado de supralinealidad en LiF:Mg,Ti (cuantificado por la función de dosis-respuesta [52] o índice de supralinealidad  $f(D)$ ) depende de las condiciones experimentales, tal como el procedimiento de horneado [53].

Una manera de cuantificar el grado de la supralinealidad es mediante la función de dosis-respuesta,  $f(D)$ , evaluada por la siguiente ecuación:

$$f(D) = \frac{F(D)/D}{F(D_0)/D_0}, \quad (2.8)$$

donde  $F(D)$  es la señal TL obtenida a una dosis,  $D$ , y  $F(D_0)$  es la señal TL obtenida a una dosis baja,  $D_0$ , donde la curva de dosis-respuesta es lineal (ver figura 2.4). El caso ideal es cuando  $f(D) = 1$  en un intervalo de dosis muy amplio, es decir la respuesta TL es lineal y por lo tanto, una calibración simple permite medir dosis desconocidas. Si  $f(D) > 1$  y  $f'(D) > 0$  la respuesta es supralineal, y si  $f(D) < 1$  o  $f'(D) < 0$  la respuesta es sublineal.  $f'(D)$  es la derivada de la función  $f(D)$ .



Nariyama y colaboradores [58], quienes han estudiado la respuesta de TLD-100 inducida por fotones, leída a varias rapidezces de calentamiento ( $0.5-5\text{ }^{\circ}\text{Cs}^{-1}$ ) han concluido que las alturas de los picos y su temperatura máxima dependen de la rapidez de calentamiento, mientras que la intensidad integrada no. Muchos autores [55, 60-61] han reportado, de manera independiente, que  $f(D)$  incrementa rápidamente con el aumento de la energía de los rayos gamma (esto es, una disminución en la densidad de ionización de sus electrones secundarios). McKeever y colaboradores [56-57] han mostrado que las radiaciones de baja LET (fotones o electrones) inducen generalmente supralinealidad mucho mayor que las de alta LET, y para un tipo de radiación dado, la supralinealidad aumenta con el incremento de la rapidez de calentamiento durante el proceso de lectura de la señal TL.

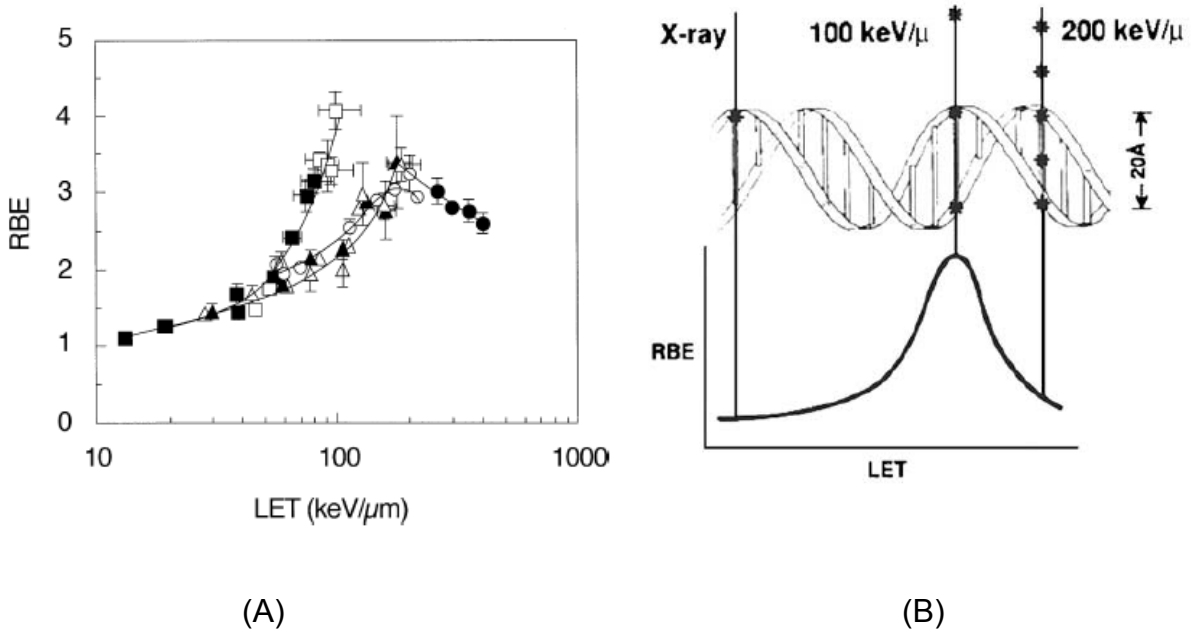
## **2.4 Eficiencia relativa y la densidad de ionización**

Desde 1960, los estudios radiobiológicos han mostrado que la eficiencia radiobiológica de iones con respecto a rayos-X o gamma (RBE) [89] para la inducción de daños celulares, mutaciones y muerte celular en una variedad de células de mamífero, desde ratones hasta humanos, alcanza un máximo mayor que 1 (por ejemplo,  $\approx 4$  para células fibroblásticas de la piel humana normal (ver figura 2.4a) [99]) para valores de LET cerca de  $100\text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$  [96-100]. Se ha sugerido que la LET a la cual se observa un efecto radiobiológico máximo refleja un tamaño de blanco sensible relacionado con la distancia donde el rompimiento de la doble hélice de la molécula de ADN tiene que ocurrir para inducir un evento letal (ver figura 2.4b) [96, 98].

De manera similar, los efectos inducidos en sistemas físicos por iones son estudiados convenientemente en términos de una eficiencia relativa (ER), es decir, la respuesta observada por unidad de energía depositada por iones con respecto a la misma cantidad para fotones, considerados como una radiación de referencia. En este trabajo, la eficiencia TL relativa a la respuesta a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ , fue obtenida de acuerdo con Kalef-Ezra y Horowitz [22]

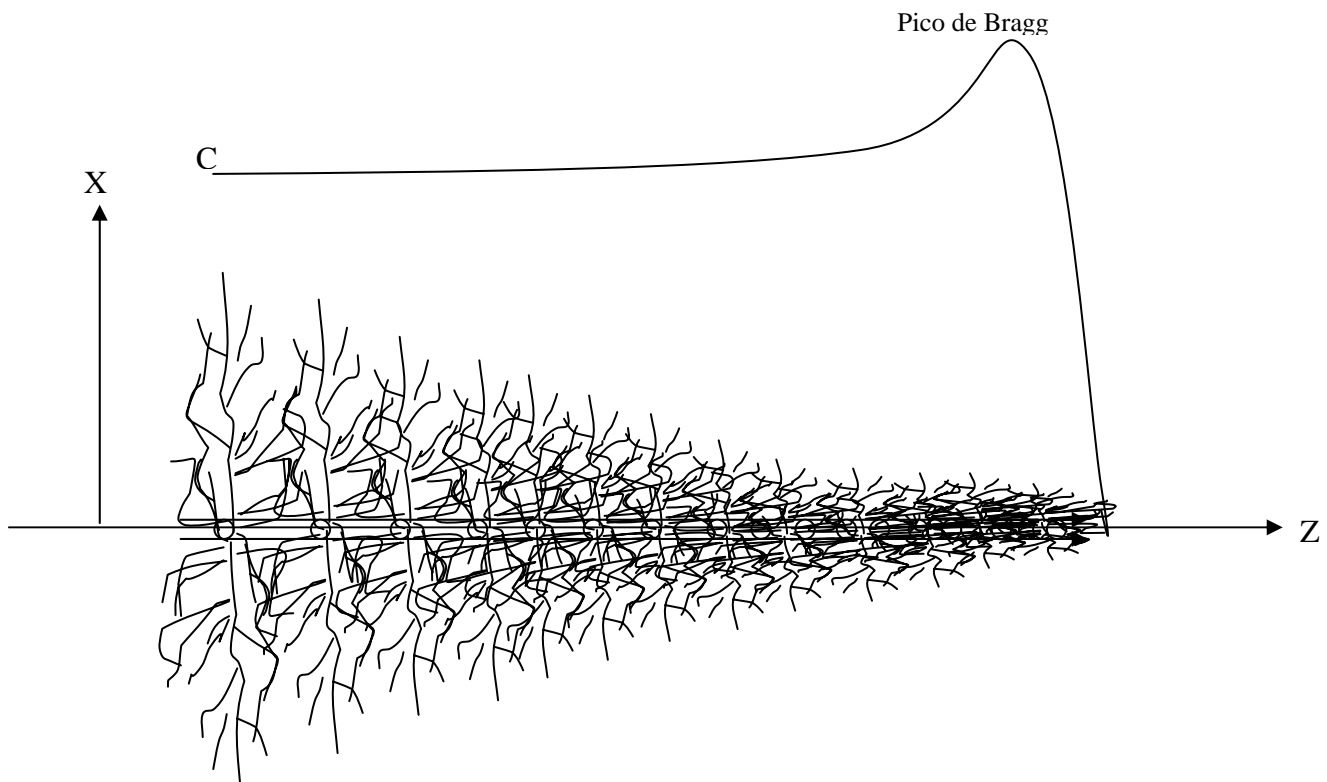
$$ER = \frac{R_{HCP}/D_{HCP}}{R_{\gamma}/D_{\gamma}}, \quad (2.9)$$

donde  $R_{HCP}$  y  $R_{\gamma}$  son la señal TL por unidad de masa irradiada para irradiación con iones y gamma a una dosis absorbida  $D_{HCP}$  y  $D_{\gamma}$ , respectivamente.

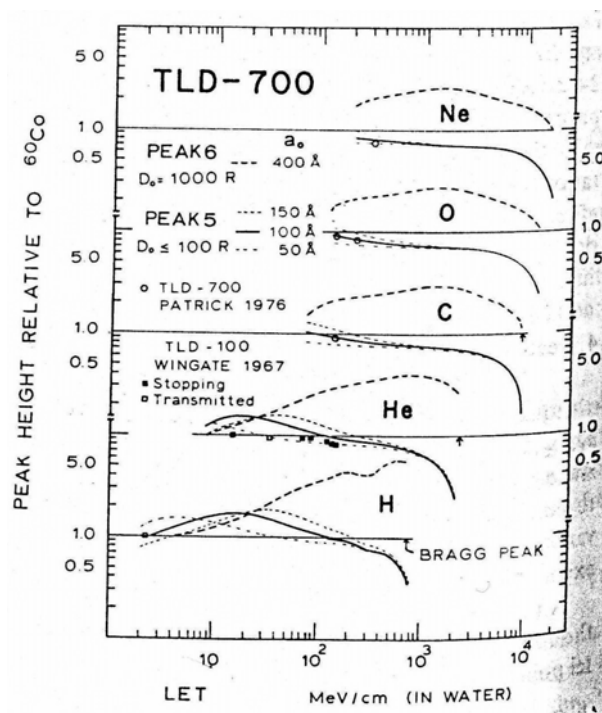


**Figura 2.4.** Eficiencia radiobiológica (RBE) como función de la LET: (a) Medidas experimentales en células fibroblásticas de la piel humana normal [99] y (b) Diagrama mostrando la interpretación del óptimo valor de LET en sistemas biológicos [98].

Muchos sistemas, tales como las películas de tinte radiocrómico [101], los detectores de centelleo [102, 103], los dosímetros termoluminiscentes [4-6, 9, 11-14, 17-19, 22, 37, 40, 42, 45, 48], han mostrado que la ER es menor que 1 y decrece monótonicamente como una función de la LET (ver figuras 1.2 a 1.4). La teoría de estructura de trazas (TST) [78] ha explicado esta dependencia como una consecuencia de saturación de los elementos (blancos) sensibles debido a la alta concentración de energía depositada en la parte central de la trayectoria del ion (ver figura 2.5).

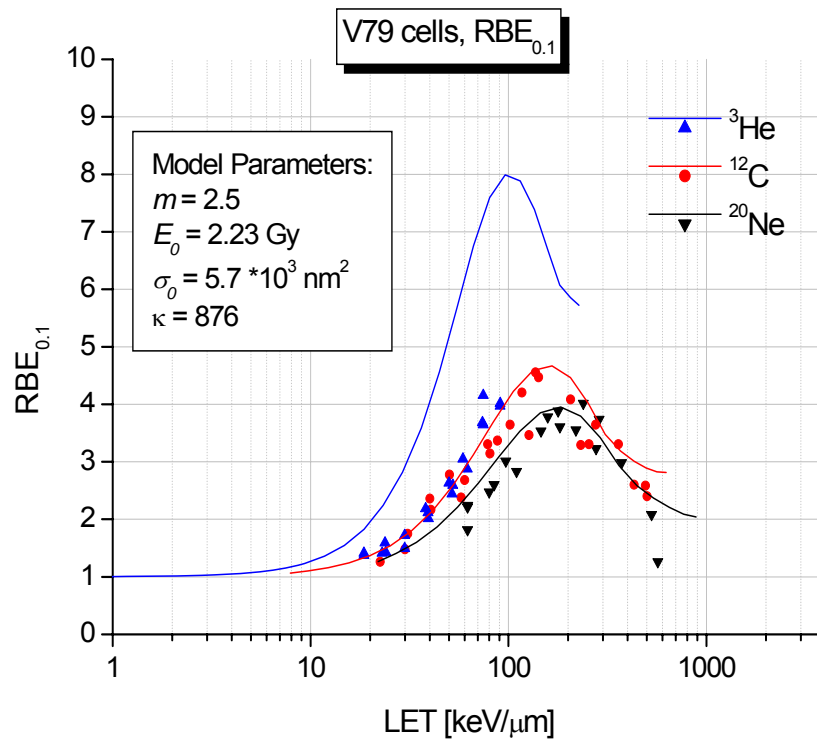


**Figura 2.5.** Trazas típicas (esquema) de una PCP en un medio. La partícula se detiene después de recorrer una distancia  $R$  en el medio. La LET es la densidad de energía depositada a través de su trayectoria en el medio. (X): el alcance de los electrones secundarios; (C): la dosis depositada por la partícula mientras penetra en el medio.



**Figura 2.6.** Eficiencia relativa de los picos 5 y 7 con respecto a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  (ER) como función de la LET calculada para iones de H, He, C, O y Ne en TLD-700 [38].

Para LiF:Mg,Ti, un estudio reciente basado en la irradiación con iones de helio, carbono, neón, argón y kriptón a 5 valores de LET (en la superficie del dosímetro) entre 2.2 y 438 keV $\mu\text{m}^{-1}$  [44] reporta que ER > 1 (hasta 4.6) para los picos TL de alta-temperatura y depende de la LET, similar a las observaciones para sistemas biológicos (figura 1.6).



**Figura 2.7.** RBE como función de la LET para la muerte celular en células V79. Los triángulos y círculos representan datos experimentales y las líneas sólidas, el cálculo teórico usando la TST [100].

En 1980, Waligórski y Katz [38] predijeron que la ER para la estructura de alta-temperatura observada en la curva de brillo de LiF:Mg,Ti expuesto a iones podría alcanzar valores más altos que los del pico 5 (ver figura 2.6) (ellos llamaron “pico 6”, el máximo observado cerca de 280°C en una curva de brillo típica, más o menos equivalente al pico 7 en la presente nomenclatura, figura 2.2). Su estudio [39, 100], que también ha descrito el aumento observado en la eficiencia biológica inducida por iones, se basa en el concepto de estructura de sitios sensibles en el material irradiado, los

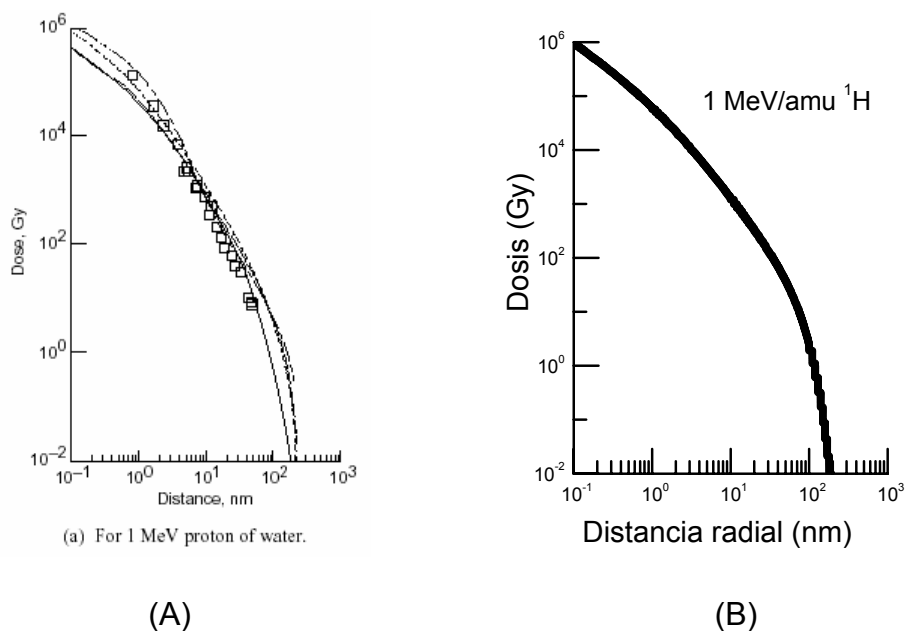
cuales necesitan que se produzca uno o más golpes para ser activados. La figura 2.7 presenta la RBE medida y calculada con el modelo de TST como una función de la LET para células de mamífero (V79). En el caso de daño biológico, el sitio sensible es la molécula de ADN, mientras que para LiF:Mg,Ti fue asociado a las impurezas de Mg, Ti [38].

#### **2.4.1 Teoría de estructura de trazas**

En la búsqueda de un mejor entendimiento de los procesos microscópicos de depósito de energía en sistemas físicos y biológicos expuestos a radiación altamente ionizante, Butts y Katz en 1967 [78], y Kobetich y Katz en 1968 [79] propusieron la teoría de estructura de trazas, conocida como TST. Este fue el primer modelo teórico que describió la distribución espacial de depósito de energía de iones por medio de una fórmula analítica de distribución radial de dosis. La TST considera que los “detectores” (o sistemas que responden a la radiación ionizante) consisten de elementos sensibles cuyo tamaño es característico del material procesado. El modelo fue propuesto inicialmente para detectores de un “impacto” (golpe), en los que una ionización dentro del volumen sensible produce su activación, y posteriormente fue extendida al caso de detectores de “impactos múltiples” en los que se necesita más de un golpe en el elemento sensible para que haya activación, y aún para detectores “multiblancos” en los que deben ocurrir golpes en más de un elemento sensible para que se produzca activación. La TST hace diferencia entre la acción directa del ion, “ion-kill”, en donde el daño debido a la irradiación se trata de manera independiente, y el modo “gamma-kill” que involucra el tiempo de irradiación. Esta descripción condujo a muchas medidas experimentales de dosis radial en gases. La respuesta de detectores físicos expuestos a iones pesados, tales como centelladores [102], detectores termoluminiscentes [37] y emulsión nuclear [80] ha sido descrita satisfactoriamente con esta teoría.

El modelo utiliza la distribución radial de dosis y un arreglo geométrico de blancos sensibles para calcular la respuesta inducida por PCP con respecto a radiación gamma. En este modelo se atribuyen los daños producidos por los iones energéticos a

los electrones secundarios (rayos  $\delta$ ) producidos a lo largo de la trayectoria del ion (figura 2.5). Aunque la radiación gamma también genera electrones secundarios, la dosis impartida está distribuida de manera relativamente homogénea en el medio, mientras que en el caso de las PCP se produce un patrón de dosis altamente no-homogéneo con una fracción significativa de energía depositada apenas en los primeros nanómetros de distancia del eje de la traza (ver figura 2.3), sobre todo cuando se irradia con iones de muy bajas energías (es decir, alta LET). Se propone que los efectos causados por los iones energéticos están correlacionados con los producidos por rayos  $\gamma$  considerando que la respuesta en los sitios sensibles cerca de la trayectoria del ion es similar a la respuesta de un gran sistema irradiado con rayos  $\gamma$  a la misma dosis. Se piensa que la dosis radial para distancias intermedias desde el eje de la traza, decrece como el inverso al cuadrado de la distancia radial a la trayectoria del ion incidente.



**Figura 2.8.** Distribución radial de dosis calculada con la TST mejorada para protones de 1 MeV en agua: (a) ref. [104] y (b) este trabajo.

Se ha reportado que la dosis radial cerca y lejos de la trayectoria es difícil de predecir por las incertidumbres en el alcance y su relación con la energía de los

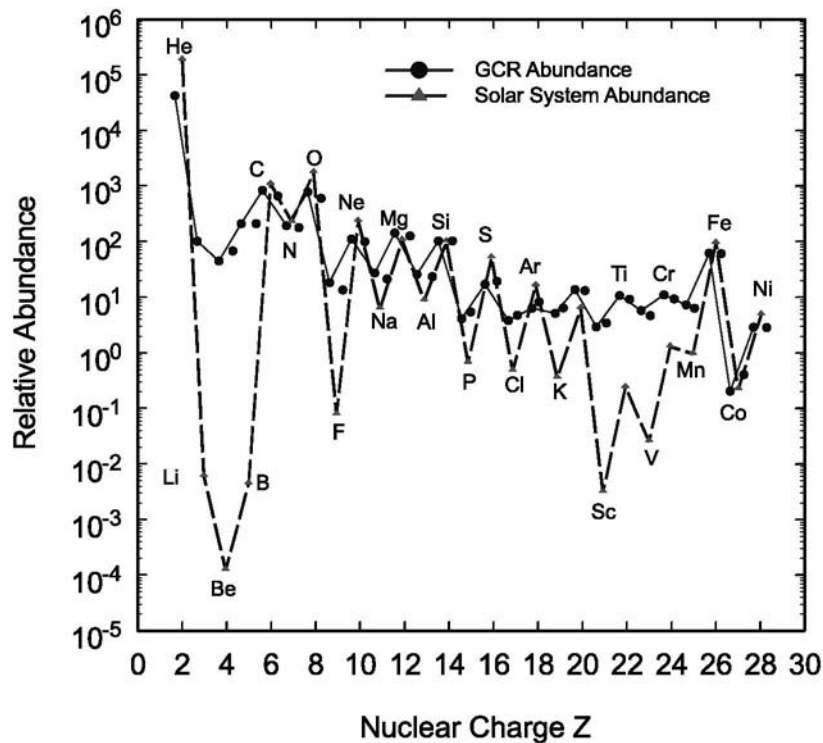
electrones secundarios, la dependencia angular de la sección eficaz de producción de los rayos  $\delta$  y el efecto de transporte de estos rayos en la materia, especialmente para la materia condensada. Por ello, Cucinotta y colaboradores [104-105] han decidido mejorar la TST considerando los efectos de transmisión de electrones y la dependencia angular de eyección. Han utilizado un modelo para espectro de electrones secundarios liberados en colisiones de protones, el cual se basa en un modelo clásico de colisiones binarias modificado para altas energías y un modelo de estructura molecular para bajas energías. Para iones más pesados, han determinado el espectro de electrones por un escalamiento de carga efectiva. Así, han calculado la distribución radial de dosis en varios materiales tales como carbono, agua, silicio y oro con iones de  $^1\text{H}$  de 1 y 3 MeV/A,  $^4\text{He}$  de 0.25 y 0.75 MeV/A,  $^{12}\text{C}$  de 2.0 MeV/A,  $^{16}\text{O}$  de 2.57 MeV/A,  $^{20}\text{Ne}$  de 377 MeV/A y  $^{56}\text{Fe}$  de 90 MeV/A. La figura 2.8a muestra la distribución radial de dosis calculada para protones de 1 MeV en agua con la TST mejorada comparada con datos experimentales obtenidos en gases [104-105] y la figura 2.8b presenta un cálculo hecho en este trabajo según la metodología descrita en las refs [104-105], mostrando una buena concordancia con lo observado en la Fig. 2.8a. Han concluido que sus cálculos describen los resultados experimentales y que este modelo mejorado de la TST es muy útil para la determinación de la respuesta de muchos detectores y componentes utilizados en campos de radiaciones espaciales.

## **2.5 LiF:Mg,Ti en dosimetría espacial**

La presencia cada vez más frecuente de los seres humanos en el espacio, así como los proyectos de misiones lejanas y de larga duración (base lunar, misiones hacia Marte, etc.) plantean el problema de los efectos biológicos, esencialmente a largo plazo, inducidos por la radiación espacial. El análisis del riesgo de esta radiación es de importancia particular para la exploración del espacio. La exploración humana de Marte se prevé para la primera mitad del siglo XXI [106-109]. Uno de los aspectos cruciales en la planificación de misiones humanas a Marte es asegurar la salud y la seguridad de los miembros del equipo. Por ello, los problemas planteados son suficientemente graves

como para que haya numerosos estudios teóricos y experimentales con el fin de evaluar y reducir los efectos de la radiación que se encontrarán durante la misión.

Fuera de la protección proporcionada por la atmósfera terrestre, se pueden encontrar varios tipos de radiación primaria; sus características (energía y naturaleza), sus orígenes y su distribución en el espacio son muy variables. Además, se observan importantes fluctuaciones de los flujos, relacionados frecuentemente con la actividad solar, en un punto dado a corto, mediano y largo plazo. Estos flujos son la combinación de varios componentes continuos o esporádicos teniendo sus orígenes en la magnetósfera, el sol y la galaxia [106].

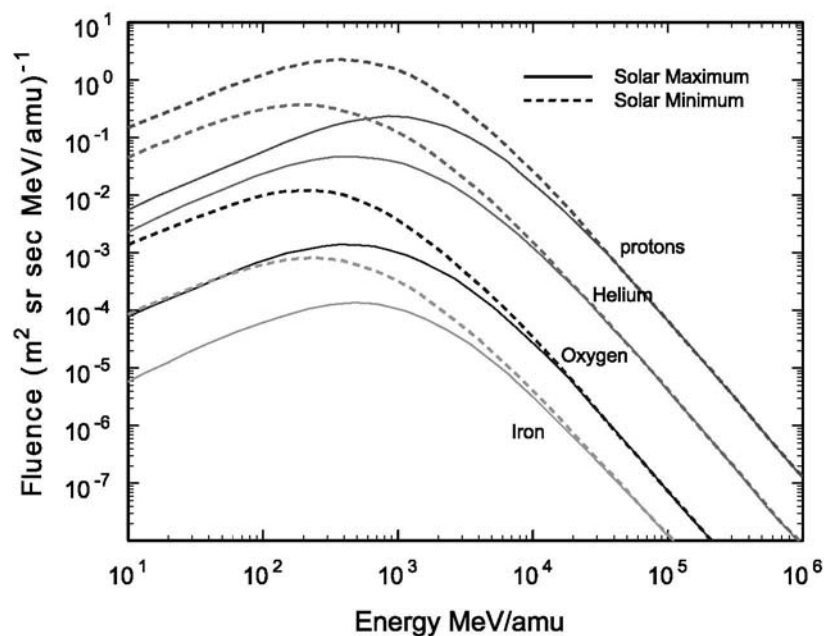


**Figura 2.9.** Abundancia de bariones en el flujo de radiación cósmica [71].

Se trata esencialmente de: a) **Erupciones solares**, unos eventos relativamente raros durante los cuales se emiten flujos elevados de protones, y ocasionalmente, iones más pesados hasta hierro [71, 110]. Los espectros son muy variables y pueden tener



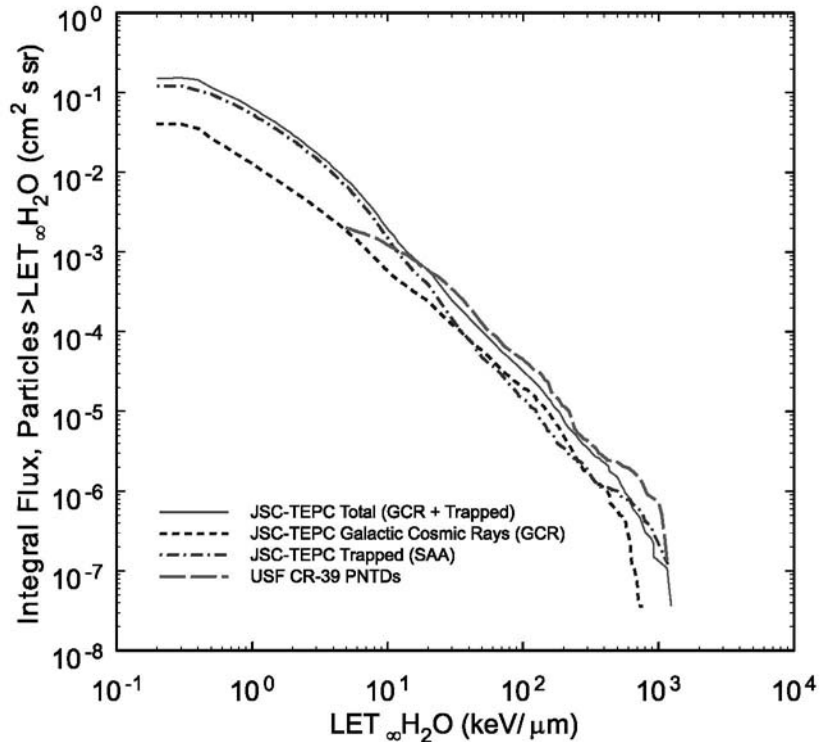
energías de hasta algunos centenares de MeV y las fluencias alcanzan  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Estas erupciones presentan un alto riesgo para las misiones espaciales. Uno de los principales efectos a temer durante estos eventos pueden ser los efectos radiobiológicos inmediatos o retardados. b) **Viento solar**, el cual está compuesto de protones y electrones de energías inferiores a unos keV y contiene entre 7 y 8% de partículas más pesadas (núcleos de helio) emitidos de manera continua por el Sol [110]. Siendo de baja energía, el viento solar no puede penetrar los materiales y la degradación que conlleva afecta solamente las características superficiales o los efectos de carga electrostática. c) **Radiación cósmica**, que es un flujo continuo de partículas cargadas de alta energía proviniendo del espacio galáctico y extragaláctico. Este flujo consiste de 98% de protones e iones más pesados (bariones) y 2% de electrones y positrones (leptones).



**Figura 2.10.** Distribución de energía de las partículas cósmicas. línea sólida: máximo solar, línea punteada: mínimo solar [71].

Los bariones, como se muestra en la figura 2.9, están compuestos de 87% de protones, 12% de núcleos de helio, y 1% de iones más pesados de número atómico 3 (Li) hasta

92 (U) [71,106]. Las interacciones con la materia y los campos magnéticos intersiderales difunden y aceleran estas partículas que, al nivel del sistema solar tienen unas distribuciones angulares isotrópicas y están totalmente ionizadas. Las energías de las partículas se extienden desde varias decenas hasta  $10^{12}$  MeV y, dentro del Sistema Solar, el espectro tiene un pico alrededor de 1 GeV [71].



**Figura 2.11.** Espectro de LET integrada de la radiación cósmica medido con un contador proporcional equivalente a tejido (JSC-TEPC) y con un detector por trazas nucleares (CR-39 PNTDs) [71].

La figura 2.10 presenta el espectro de energía de las partículas en el espacio libre y la figura 2.11 muestra el espectro de LET de radiación cósmica medido con dos tipos de detectores [71]. Las partículas altamente energéticas en la componente de los iones pesados juegan un papel muy importante, particularmente en la dosimetría espacial. De acuerdo con las figuras 2.5a y 2.7, las partículas con una LET del orden de  $100 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$  (figura 2.11) tienen un gran potencial para producir daño radiobiológico. La fluencia de

estas partículas varía con el ciclo solar. d) **Cinturón de radiación** descubierto durante las primeras misiones espaciales; las partículas atrapadas en el cinturón de radiación de Van Allen son esencialmente flujos relativamente estables de protones y electrones cuya distribución de energía puede extenderse hasta unos centenares de MeV y menos de 7 MeV, respectivamente [106].

La contribución de las diferentes fuentes de radiación mencionadas a la dosis recibida por un ser humano en órbita es un resultado complejo que depende de la altitud e inclinación de la órbita de la nave espacial, la orientación de la nave con respecto del Sol y la Tierra, y la fase particular del ciclo solar [71]. Además, el blindaje de la nave espacial altera significativamente el campo de radiación dentro de la cavidad, debido a las partículas nucleares secundarias producidas por la interacción del campo primario con los componentes del vehículo espacial.

Entonces, debido a esta complejidad del campo de radiación espacial, estimar los riesgos biológicos inducidos es un problema difícil. También, determinar parámetros o desarrollar modelos biofísicos útiles que relacionen el depósito de energía por las partículas espaciales con la probabilidad de impactos biológicos es muy complejo. La información requerida sobre los campos de radiación en el espacio, dentro de las estructuras espaciales, o en órganos sensibles dentro del tejido humano incluye la fluencia y la energía de las partículas identificadas, la dosis absorbida en el tejido, y la LET, o cantidades microdosimétricas equivalentes [89, 111]. Por ello, los dosímetros utilizados por los astronautas o mantenidos dentro de la nave espacial necesitan entregar información no sólo de la energía absorbida sino también de la calidad del campo de radiación (o su LET), por lo que la función de respuesta de éstos debe ser bien entendida e interpretada. Por otro lado, las consideraciones especiales de costo y de seguridad durante una misión espacial requieren dosímetros que sean livianos y seguros.

Como se mencionó en el capítulo I, los dosímetros de LiF:Mg,Ti solos o en combinación con detectores por trazas nucleares, son comúnmente usados para

determinar la dosis total absorbida y estimar el componente de alta LET (PCP) en el campo de radiación espacial [67-77, 81-82]. La principal desventaja de los dosímetros TL para esta aplicación ha sido su eficiencia reducida y la dependencia desconocida de la curva de brillo con la LET. Por ello, creemos que el conocimiento de la respuesta TL como una función de la dosis absorbida, la energía y el tipo de partícula, puede permitir un mejor uso de estos materiales en los campos de la dosimetría de las radiaciones espaciales.

## CAPÍTULO III

### 3 HERRAMIENTA EXPERIMENTAL Y MÉTODO DE ANÁLISIS

En este capítulo, primero presentaremos las pruebas de optimización del procedimiento experimental realizadas antes del experimento, la preparación y lectura de los dosímetros. Posteriormente, se describen los dispositivos experimentales utilizados durante las exposiciones a los diferentes tipos de radiaciones, el protocolo de deconvolución usado para separar los diferentes picos en la curva de brillo y, finalmente, los cálculos hechos para determinar la transferencia lineal de energía, LET, promedio en los dosímetros y el método de análisis utilizado.

#### 3.1 Pruebas de optimización

Se ha reportado [34] que el factor limitativo para medir la curva de brillo de LiF:Mg,Ti a bajas fluencias de iones o bajas dosis de rayos gamma, es la señal no inducida por la radiación ionizante en el tubo fotomultiplicador (TFM) debido al fondo térmico (radiación de cuerpo negro) de la plancheta (sección 2.2.3) y del mismo dosímetro durante el calentamiento a altas temperaturas. Entonces, el principal problema experimental previo a la realización de las irradiaciones de esta tesis era separar de este fondo, la débil señal TL. Por ello, hemos realizado varias pruebas en el equipo Harshaw 3500 relacionadas con el potencial de operación del TFM, la tasa de calentamiento y el uso de filtro óptico.

Todas las pruebas han sido realizadas bajo las siguientes condiciones: horneado (sección 2.2.1) de los TLD-100 ( $3 \times 3 \times 0.89 \text{ mm}^3$ ) en aire a  $400^\circ\text{C}$  durante 1h y luego, a  $100^\circ\text{C}$  durante 2h (protocolo básico para TLD-100 [9]), temperatura ambiental controlada en el laboratorio de  $19^\circ\text{C}$  y lectura de la señal TL desde la temperatura ambiente hasta  $400^\circ\text{C}$ . También se leyeron dosímetros no irradiados y se midió la señal

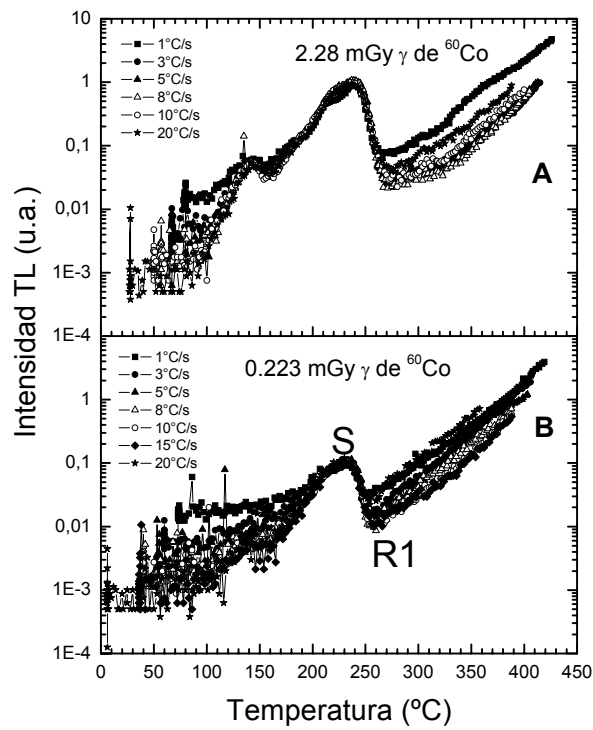
de emisión de la plancheta (sin dosímetro encima), bajo las mismas condiciones de funcionamiento del equipo que para los TLD irradiados, con el fin de determinar el cociente de la señal TL y la señal del fondo térmico de la plancheta y del TLD no irradiado.

### **3.1.1 Potencial de operación del tubo fotomultiplicador**

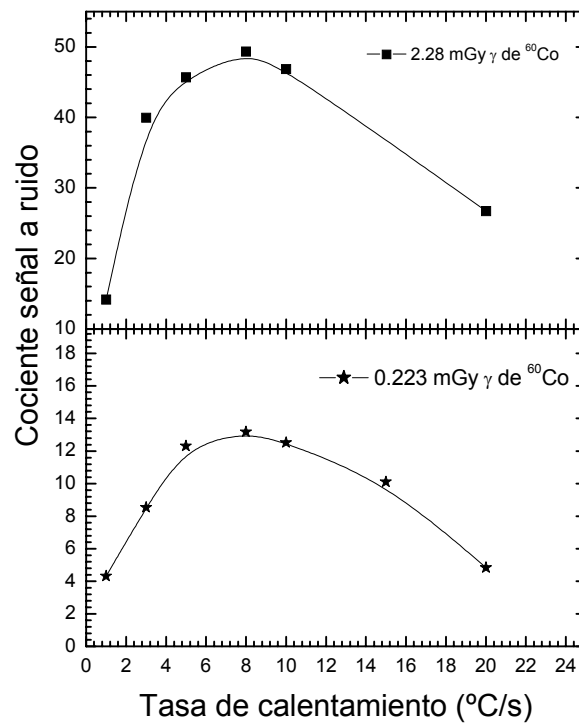
Para realizar esta prueba, se irradiaron los dosímetros a 2 Gy con partículas alfa de  $^{241}\text{Am}$  (con una rapidez de dosis de  $4.47 \text{ Gy min}^{-1}$  (01/2001) y energía en la posición de irradiación de 5.3 MeV). La lectura de la señal TL fue realizada con una rapidez de calentamiento constante de  $10^\circ\text{C/s}$ , variando el voltaje de operación. Encontramos que el cociente de señal a ruido  $C = S/R_1$  (intensidad del pico más alto (S) con respecto de la intensidad mínima (R1) en la región de alta temperatura), es más o menos constante dentro del 14% para los valores del voltaje entre 880 y 970 V, por lo que se aplica el valor del potencial con que funciona normalmente el equipo Harshaw 3500, es decir 897 V.

### **3.1.2 Rapidez de calentamiento**

Para esta prueba, los dosímetros fueron irradiados con rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  a 2.28 y 0.228 mGy (rapidez de dosis en agua de  $38 \mu\text{Gy min}^{-1}$  (03/2003)). Se hizo la lectura de la señal TL, variando la rapidez de calentamiento manteniendo fijo el potencial de operación (897 volts) y usando el filtro estándar (sección 2.2.3). En la figura 3.1 se presentan las curvas de brillo para dos dosis y varias tasas de calentamiento. Como se puede observar, la señal de fondo ( $T \geq 275^\circ\text{C}$ ) asociada con la emisión térmica de la plancheta depende fuertemente de la rapidez de calentamiento y es una componente importante de la señal total (integral bajo la curva). Por otro lado, se puede ver que la altura del pico más alto depende débilmente de la tasa de calentamiento.



**Figura 3.1** Intensidad TL como función de la temperatura para diferentes tasas de calentamiento. (A): 2.28 mGy, (B): 0.228 mGy obtenida con el filtro estándar.



**Figura 3.2** Cociente de señal a ruido como función de la rapidez de calentamiento.

Para cuantificar esta variación se obtuvo el parámetro, C, definido en la sección 3.1.1 para cada tasa de calentamiento. Los resultados se muestran en la figura 3.2 para los dos valores de dosis.

**Tabla-3.1.** Valores del cociente de señal a ruido para 0.228 mGy de  $^{60}\text{Co}$  obtenido con el filtro estándar.

$^{\circ}\text{C/s}$	C
1	4.31
3	8.54
5	12.3
8	13.2
10	12.5
15	10.1
20	4.84

La tabla 3.1 presenta los valores para la dosis más baja. En resumen, las pruebas muestran que  $8^{\circ}\text{Cs}^{-1}$  es la tasa de calentamiento que permite optimizar el cociente señal TL/ señal de fondo térmico.

### 3.1.3 Filtro óptico

Basados en los datos mencionados en la sección 2.2.4.1 sobre el espectro de emisión de la curva de brillo, se han comprado 3 filtros ópticos, BG-39, KG-4 y KG-5 de la marca Schott para tratar de minimizar el fondo (probablemente luz roja e infrarroja) de la señal TL. La curva de transmisión para el BG-39 se muestra en la figura 3.3. Los dosímetros fueron irradiados con rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  a una dosis de 0.228 mGy y leídos a una rapidez de calentamiento constante de  $8^{\circ}\text{Cs}^{-1}$ . Hemos evaluado  $C = S/R1$ , encontrando, como muestra la figura 3.4, que el filtro azul BG-39 permite reducir el fondo hasta en un 30% con respecto del filtro estándar, lo cual es muy conveniente sobre todo cuando se necesita medir señal TL muy baja.



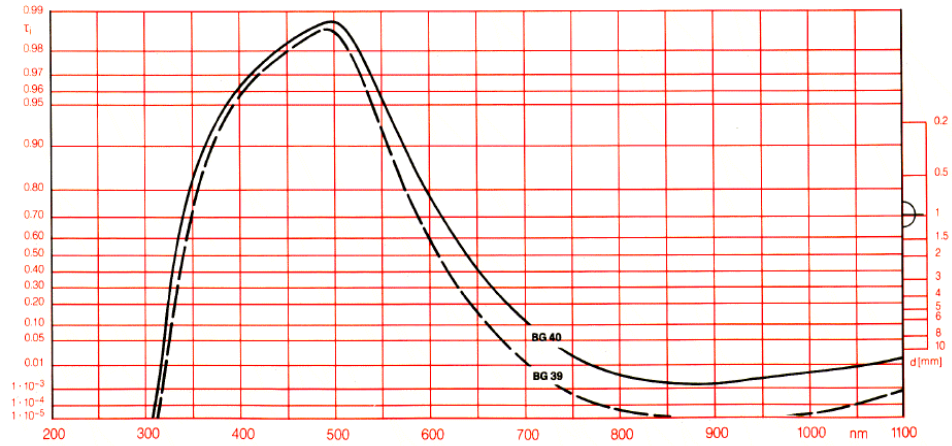


Figura 3.3 Espectro de transmisión del filtro BG-39.

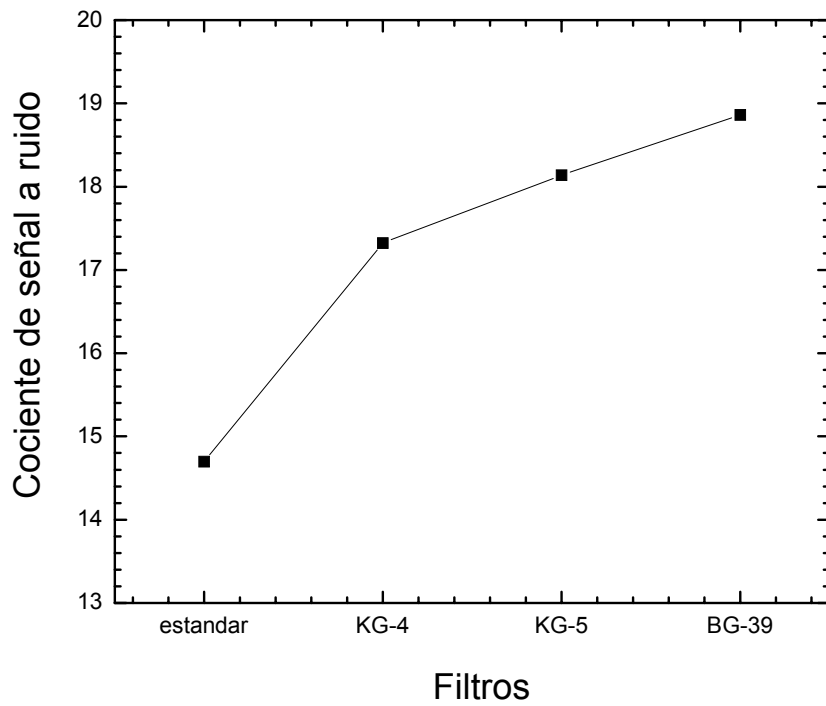


Figura 3.4 Cociente de señal a ruido para cada filtro usado para una tasa de calentamiento de  $8^\circ\text{Cs}^{-1}$

Finalmente, para asegurarnos de la estabilidad del equipo, antes de cada sesión de lectura, durante las pruebas y el experimento, se mide la “señal de emisión de la plancheta” (sección 2.2.3) y la “señal de referencia”, las cuales deben ser siempre constantes. La señal de referencia consiste en la lectura de la señal luminosa emitida por una fuente emisora de luz con intensidad constante que siempre está expuesta frente al TFM cuando se abre la plancheta. De septiembre 2003 a junio 2005, se ha obtenido una señal promedio de  $(248 \pm 8)$  nC y  $(2.9 \pm 0.4)$  nC para la señal de referencia y la plancheta, respectivamente.

### **3.2 Preparación y lectura de los dosímetros**

Se usaron dosímetros de LiF:Mg,Ti (TLD-100 Harshaw/Bicron): dos lotes de  $3.1 \times 3.1 \times 0.89$  mm<sup>3</sup> con números S-4716 (S-1) y S-4585 (S-2) y un lote de  $3.1 \times 3.1 \times 0.38$  mm<sup>3</sup> con número S-4553 (S-2). Para los de un mismo tipo provenientes de diferentes lotes, se hizo una calibración irradiando con iones de hidrógeno dos cristales cualesquiera de cada lote, encontrando que las respuestas eran estadísticamente iguales, por lo que no era necesario aplicar un factor de corrección para igualar los lotes. Cada dosímetro fue usado una sola vez y se irradiaron de 2 a 4 dosímetros para cada valor de dosis o fluencia. Los dosímetros fueron horneados en aire a 400 °C durante 1 h y luego, a 100 °C durante 2 h. La lectura de la señal TL se llevó a cabo a una temperatura ambiente controlada dentro del laboratorio de 19°C, aproximadamente 48 horas después de la irradiación, integrando la curva de brillo desde la temperatura ambiente hasta 400 °C en una atmósfera de nitrógeno, usando un equipo lector Harshaw 3500. El gas de nitrógeno se hizo fluir por el equipo lector 30 minutos antes de cada sesión de lectura con el fin de reducir la señal emitida por la plancheta [112]. Para optimizar el cociente de señal TL / señal de fondo de los dosímetros en la región de alta temperatura, se usó una rapidez de calentamiento de  $8 \text{ }^\circ\text{C s}^{-1}$  de acuerdo con las pruebas descritas en la sección 3.1. Para valores de dosis menores que o iguales a 2 Gy, se usó el filtro óptico BG-39 para minimizar la señal de fondo. En el caso de dosis más grandes que 15 Gy, un filtro óptico neutro calibrado fue usado para atenuar la señal TL para impedir que llegue demasiada luz al tubo fotomultiplicador. Las curvas de

brillo fueron guardadas como archivo ASCII en discos para el análisis subsecuente. Este archivo contiene información sobre el equipo lector, la carga integrada durante la lectura, la fecha en la que se obtuvieron los datos, 200 pares de datos (temperatura e intensidad TL) para cada curva de brillo y puede contener hasta 50 curvas de brillo.

### **3.3 Proceso de irradiación**

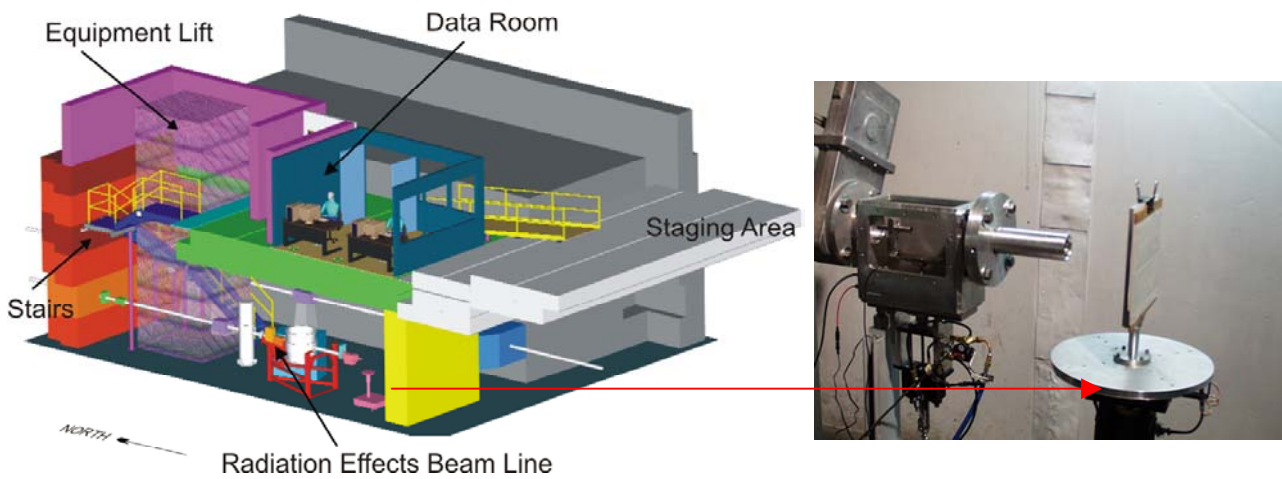
#### **3.3.1 Irradiación con rayos gamma de $^{60}\text{Co}$**

Las irradiaciones fueron realizadas en aire, aproximadamente 48 h después del horneado, usando dos fuentes calibradas: Un irradiador Gammacell de  $^{60}\text{Co}$  calibrado previamente con dosimetría absoluta Fricke (Instituto de Ciencias Nucleares, ICN), con una rapidez de dosis en agua igual a  $(0.63 \pm 0.03) \text{ Gy min}^{-1}$  (23/05/2005), para los valores de dosis en LiF de 0.42 a  $8.32 \times 10^3 \text{ Gy}$ , y una fuente de  $^{60}\text{Co}$ , calibrada a través de una intercalibración con LiF:Mg,Ti usando una fuente de un laboratorio secundario [113] (Instituto de Física, IF), con una rapidez de dosis en agua de  $31 \mu\text{Gy min}^{-1}$  (10/2004), para las dosis en LiF de 0.0042 a 0.46 Gy (factor de conversión de dosis en agua a dosis en LiF igual a 0.836 [84]). Los dosímetros fueron cubiertos con un espesor de acrílico de 0.4 cm para proveer las condiciones de equilibrio de partícula cargada [84].

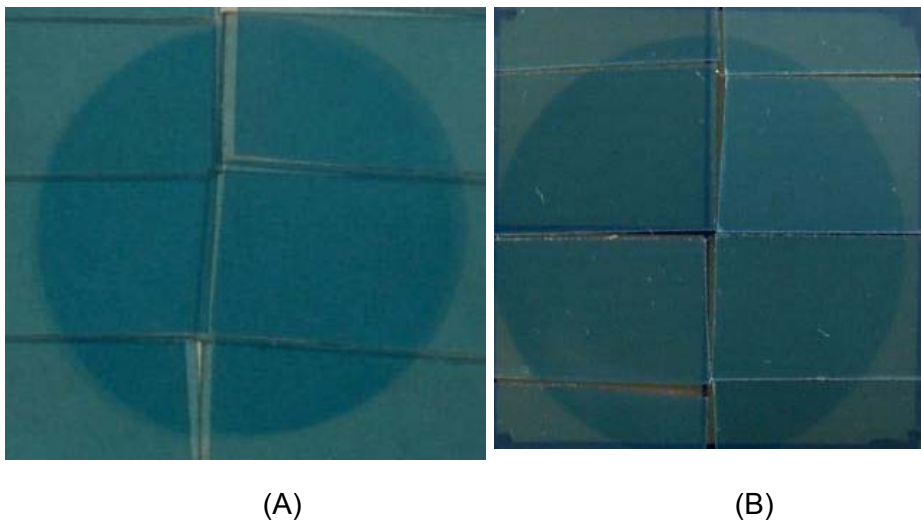
#### **3.3.2 Irradiación con iones**

Las irradiaciones fueron realizadas en aire exponiendo los dosímetros a haces de iones de hidrógeno de energías nominales iguales a 1, 3, 25 y 40 MeV, helio de 75 y 120 MeV, carbono de 180, 300 y 480 MeV, oxígeno de 400 MeV y neón de 800 MeV con fluencias entre  $10^5$  y  $10^8$  iones  $\text{cm}^{-2}$ . Salvo el caso de los iones de hidrógeno de 1 y 3 MeV que se obtuvieron en el acelerador Peletrón de 3 MV del IFUNAM, los dosímetros fueron irradiados usando el Radiation Effects Facility del Ciclotrón de la Universidad de Texas A&M en College Station, Texas, EUA. La figura 3.5 muestra las instalaciones y el arreglo experimental donde se colocaron los dosímetros.

### 3D View of New Radiation Effects Line Location



**Figura 3.5** Arreglo experimental en el Ciclotrón de TAMU, donde se muestran las instalaciones, la salida del haz y el soporte en donde se colocaron los dosímetros. Se puede visitar la página web disponible Marzo 2006 en: [http://cyclotron.tamu.edu/ref/facility\\_upgrade.html](http://cyclotron.tamu.edu/ref/facility_upgrade.html)

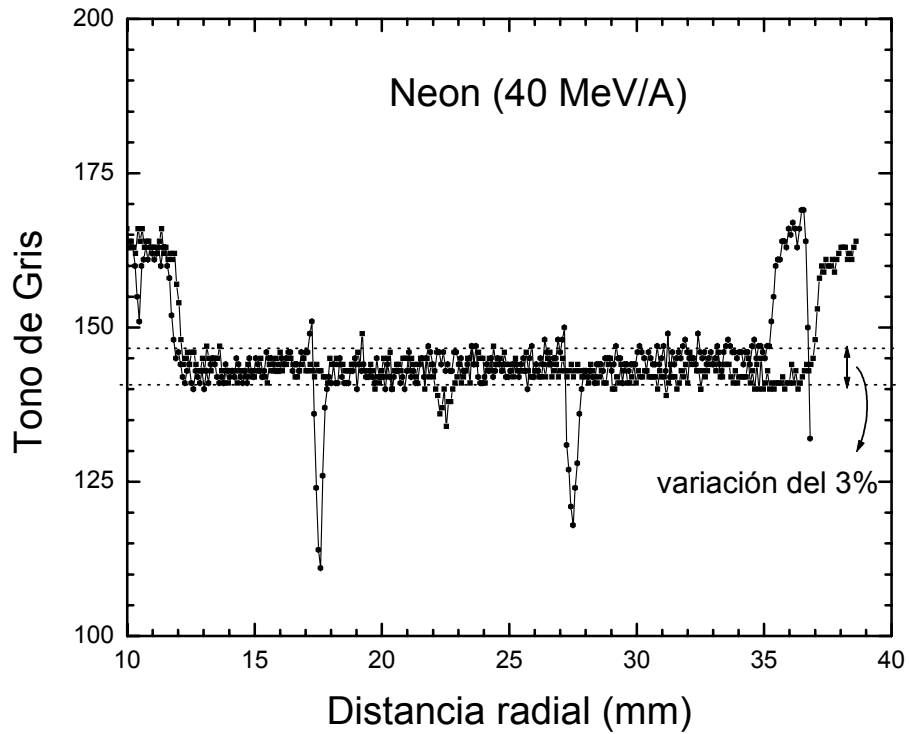


**Figura 3.6** Trozos de película de tinte radiocrómico MD-55 expuestos a: (a) iones de neon de 40 MeV/A y (b) iones de carbono de 40 MeV/A, mostrando la uniformidad del haz de radiación sobre el área circular de irradiación.

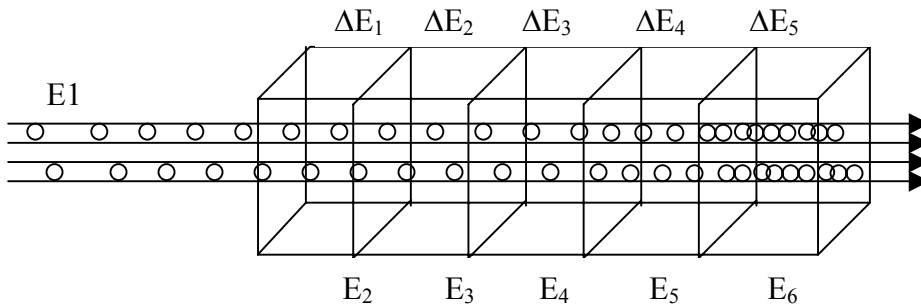
Un porta-dosímetro de acrílico fue construido en el taller del IFUNAM con cuatro agujeros de diferentes profundidades dentro de un área circular de 2.54 cm de diámetro, el cual coincide con el diámetro del haz de radiación. En estas irradiaciones, el flujo de partículas fue determinado por un arreglo de detectores de centelleo y la fluencia fue obtenida tomando en cuenta el tiempo de exposición. El máximo error en la obtención de la fluencia fue de 1%. La uniformidad del haz medida con los detectores de centelleo fue en promedio de 96%.

Independientemente, la uniformidad del haz fue verificada, exponiendo películas de tinte radiocrómico MD-55. La película MD-55 es incolora y, al ser irradiada se vuelve progresivamente azul conforme aumenta la energía absorbida y no es necesario un revelado químico, térmico ni óptico para lograr una imagen permanente de alta resolución [114]. La cantidad que se mide en estas películas es el cambio en la densidad óptica que depende de la energía absorbida. Se irradiaron trozos de películas con  $5 \times 10^7$  iones  $\text{cm}^{-2}$  de neón de 40 MeV/A y  $1 \times 10^8$  iones  $\text{cm}^{-2}$  de carbono de 40 MeV/A. La figura 3.6 presenta las imágenes de la película después de la irradiación con los dos iones. La respuesta de la película (tono de gris) se determinó utilizando un escáner con 256 tonos de gris y 300 dpi. Se determinó la uniformidad del haz tomando unos perfiles en el plano perpendicular al eje central del haz de radiación sobre la imagen, utilizando el programa Osiris. Este último entrega información sobre la imagen en formato ASCII lo que permite saber la variación del tono de gris como función de la distancia radial. Los resultados de la medición de la uniformidad se muestran en la figura 3.7. Los picos representan los puntos donde la película está cortada. En ambas irradiaciones se obtuvo una uniformidad del haz del orden de 97%.

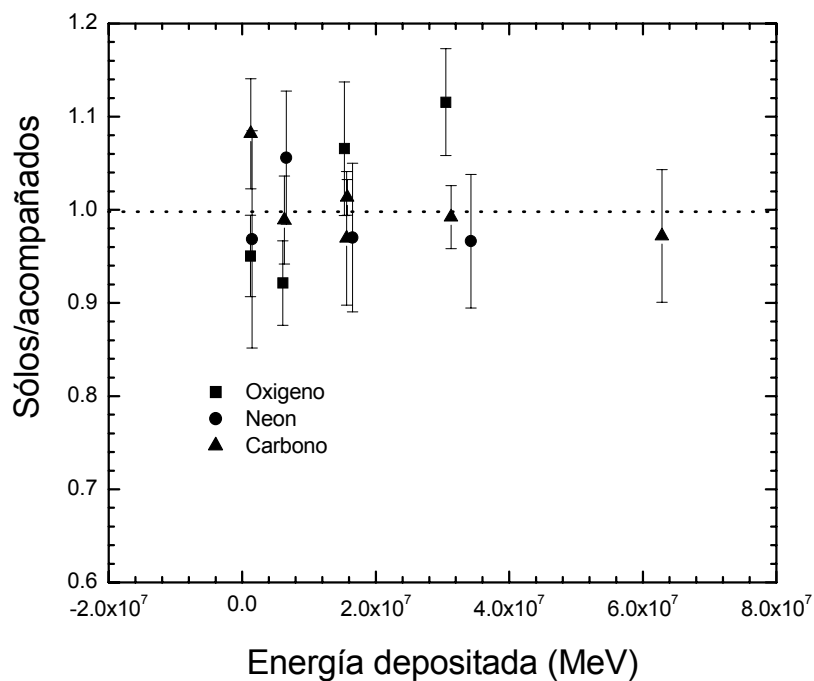
Para obtener diferentes energías en los dosímetros, es decir varios valores de LET simultáneamente, en cada irradiación se usaron paquetes de hasta 5 dosímetros, como se muestra en la figura 3.8. Las comparaciones entre una exposición directa a la energía del haz incidente similar a una exposición a una energía residual en el paquete, sugiere que estando en el paquete no afecta la señal TL o la curva de brillo inducida. La figura 3.9 muestra este resultado.



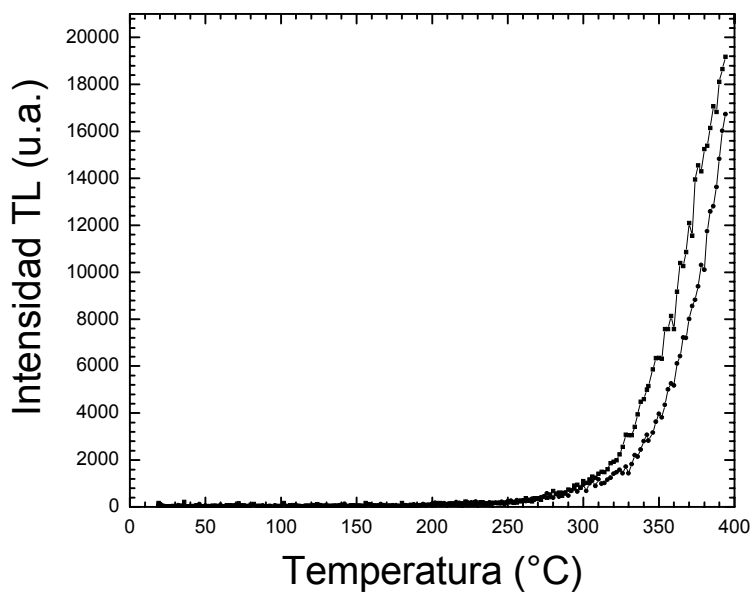
**Figura 3.7** Perfiles de tono de gris mostrando la homogeneidad del haz de neón. Para el haz de carbono los perfiles son estadísticamente similares.



**Figura 3.8** Imagen mostrando hasta 5 dosímetros en un paquete. Las  $E_i$  son las energías residuales (energía de entrada) y los  $\Delta E_i$  son las energías impartidas en el dosímetro. Los círculos indican la densidad de ionización (LET).



**Figura 3.9** Cociente entre la respuesta TL de dosímetros expuestos al haz directo y en un paquete.



**Figura 3.10** Curva de brillo medida después el viaje a Texas para dos dosímetros. Fueron expuestos a la radiación ambiental durante 5 días. Su integral fue del orden de 13 nC comparada con 21 nC para la irradiación más débil del experimento.

Por otro lado, los dosímetros fueron transportados a Texas en envases negros de rollos de películas fotográficas para evitar que fueran expuestos a la luz para mantener sus características (sección 2.2.1). De regreso a México, se leyeron dos dosímetros que no fueron expuestos a la radiación para determinar si había alguna exposición extra. La figura 3.10 presenta la señal debida a la radiación ambiental recibida por los dosímetros durante el viaje y no se observa una respuesta (no hay curva de brillo del material) inducida por la radiación ionizante.

El experimento en el acelerador Peletrón se lleva a cabo haciendo incidir el haz de iones sobre un blanco delgado de oro que se coloca en el centro de la cámara de irradiación. Los iones dispersados interactúan con un detector de barrera superficial situado a un ángulo de referencia de  $55^\circ$  y con los dosímetros colocados en un soporte horizontal semicircular. Este dispositivo es similar al que se usa normalmente por nuestro grupo [19]. La figura 3.11 presenta el diseño experimental usado en el Peletrón. Los conteos en el detector y el ángulo polar de cada dosímetro con respecto al eje central del haz incidente determinan la dosis absorbida en el dosímetro de acuerdo con la relación de dispersión elástica de Rutherford. Para obtener los ángulos, primero se marcó un ángulo de referencia ( $35^\circ$ ) en el porta-dosímetro, en una posición dada y se midió la posición relativa,  $D$ , de cada uno de los agujeros donde se puede colocar el dosímetro con respecto a este punto. Después, se calcula la distancia real del punto de referencia con respecto al haz de radiación por la siguiente ecuación:

$$x = \frac{35(2\pi r)}{360}, \quad (3.1)$$

La distancia real  $X$  de cada agujero con respecto al haz de radiación se obtuvo como:

$$X = x \pm D, \quad (3.2)$$

El ángulo de cada agujero se obtuvo con la siguiente relación:



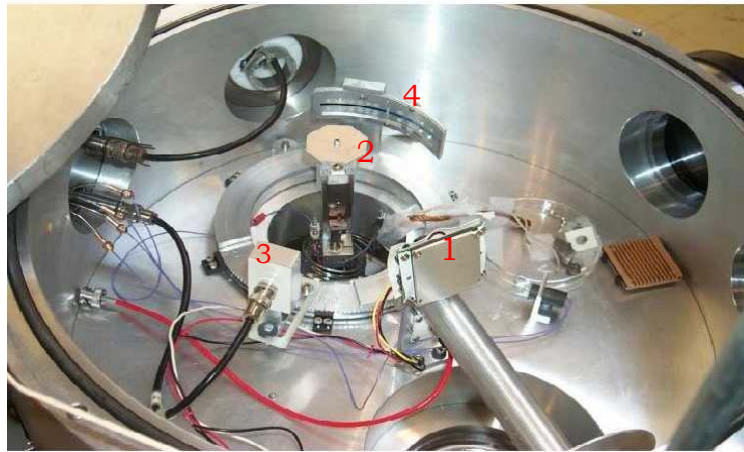
$$\theta = \frac{X(360)}{2 \pi r}, \quad (3.3)$$

donde  $r$  es la distancia entre el blanco y el dosímetro.

### 3.4 Deconvolución de las curvas de brillo

La deconvolución de las curvas de brillo se llevó a cabo usando el programa CGCD de Harshaw que usa la aproximación de Podgorsak para la forma del pico basada en la teoría cinética de primer orden propuesta por Randall y Wilkins [115]. Antes de la deconvolución, el fondo (señal que no proviene del cristal irradiado) y el pico 2 fueron sustraídos de cada curva de brillo usando la opción ofrecida por el programa CGCD como sigue: El programa define una “constante + fondo exponencial”, la cual pasa a través de los datos después de que el usuario indica un punto en la región de baja y dos puntos en la región de alta temperatura de la curva de brillo, como se muestra en la figura 3.12. En los datos actuales, a baja temperatura la señal TL muestra unas fluctuaciones alrededor de un fondo plano (el término "constante") y su valor fue determinado después de un promedio matemático de la señal a temperaturas menores que 50°C obtenido fuera del programa. El fondo a alta temperatura, descrito como una función exponencial de la temperatura absoluta, fue primero ajustado con los datos arriba de 350°C usando el programa Origin versión 6, y dos puntos donde el ajuste coincide con los datos experimentales fueron escogidos para el CGCD con el fin de definir el comportamiento de alta temperatura (ver figura 3.13).

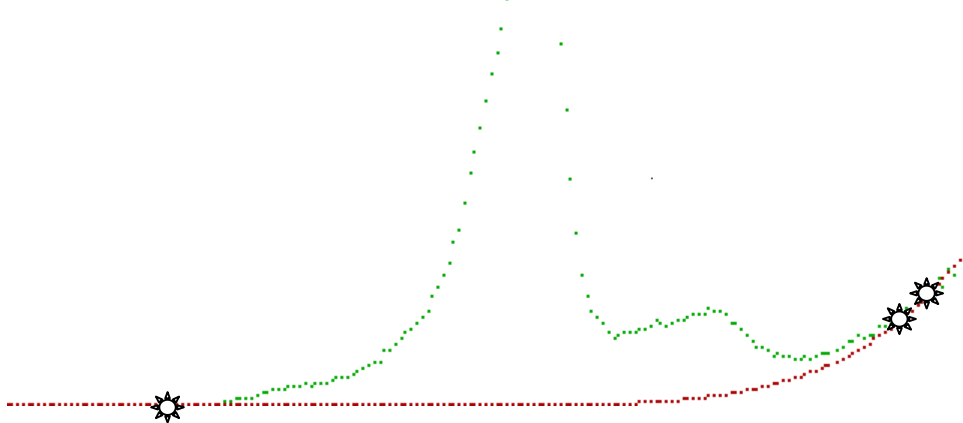
Una vez sustraído el fondo, para eliminar el pico 2 (figura 1.2), el programa requiere una indicación del valle entre este pico y el pico 3. Con el fin de mantener una consistencia interna entre todas las curvas de brillo, se mantuvo una diferencia constante de temperatura de 62°C con respecto al pico 5 en la definición de este punto. La integral neta de la curva de brillo después de estas sustracciones se refiere como “la señal TL total”. Como las unidades de la curva de brillo son nC, la señal TL está dada en nC.



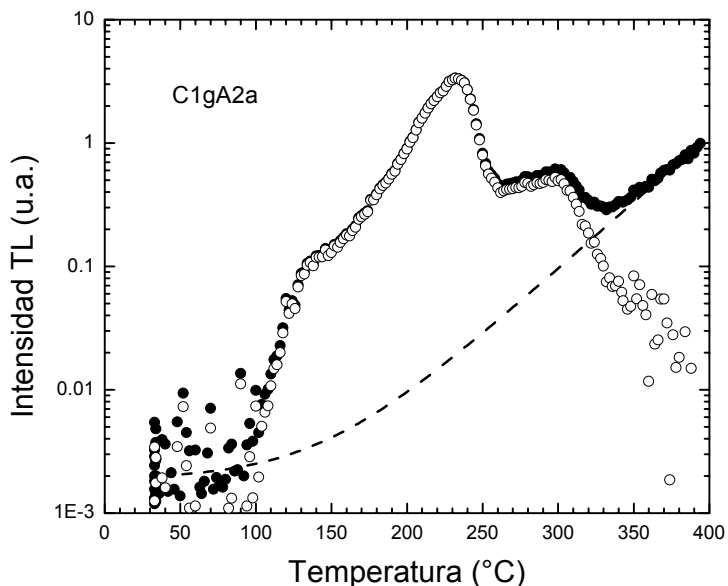
**Figura 3.11** Cámara de dispersión del acelerador Peletrón: (1) salida del haz, (2) blanco de oro, (3) detector de barrera superficial y (4) porta dosímetro.

```

C1gA2a
Background Subtraction
  integral = 1649711.0
tld signal = 1353387.5
Background = 298053.781
ENTER to continue
Escape to redo Background
  
```



**Figura 3.12** Imagen mostrando la sustracción del fondo por el programa CGCD y se indican los tres puntos utilizados para definir el fondo “constante + exponencial”.



**Figura 3.13** Imagen mostrando la resta del fondo fuera del programa CGCD. Los círculos sólidos y abiertos representan los datos experimentales y la señal después de la resta del fondo, respectivamente, y la línea punteada es una expresión analítica constante +fondo exponencial.

Para asegurar una descripción consistente de hasta 8 picos en la curva de brillo después de sustraer el fondo, se siguió un protocolo de deconvolución muy estricto. Los anchos de los picos 4 a 9 (ver figura 2.2) se mantuvieron fijos y las diferencias relativas entre la temperatura del pico 5 y cada uno de los otros picos fueron valores constantes determinados después de una revisión preliminar basada en nuestra experiencia previa [19]. Los valores de los parámetros de deconvolución se muestran en la tabla 3.2.

Para cuantificar la calidad del ajuste, el CGCD entrega una medida de esta última mediante una “figura de mérito”, FOM (%), definida como:

$$FOM = \sum_i \frac{100[Y_i - Y(X_i)]}{A}, \quad (3.4)$$

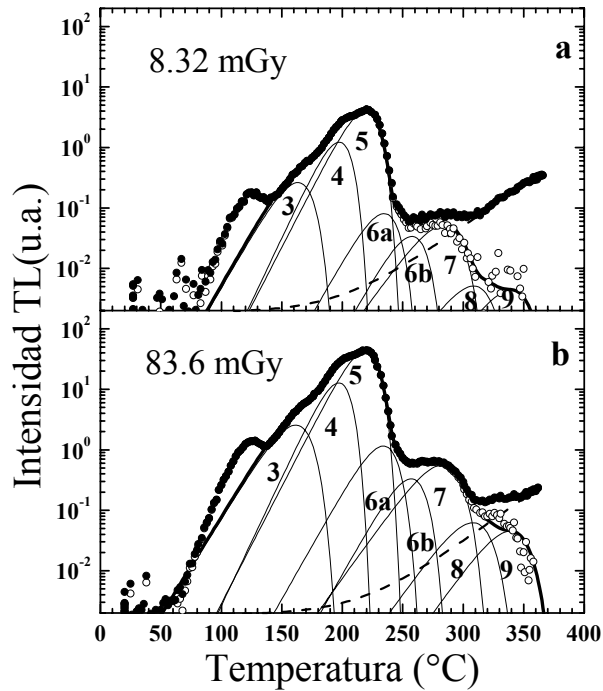
donde  $i$  es el número de canal,  $Y_i$  y  $Y(X_i)$  son los datos experimentales y los obtenidos con el ajuste en el canal  $i$ , respectivamente.  $A$  es el área bajo la curva de brillo obtenida sumando todos los picos calculados [9].

**Tabla 3.2.** Parámetros de la deconvolución de la curva de brillo a las dosis seleccionadas.

Pico	FWHM (°C)	Diferencia de temperatura con respecto al pico 5 (°C)			
		$\leq 4.3 \times 10^5$ mGy	$8.4 \times 10^5$ mGy	$4.2 \times 10^6$ mGy	$8.3 \times 10^6$ mGy
3	Libre	libre	Libre	libre	libre
4	25.00	libre	Libre	libre	libre
5	27.33	0	0	0	0
6 <sup>a</sup>	30.00	15	16	17	18
6b	30.00	38	38	37	36
7	38.00	64	64	63	62
8	38.00	89	90	91	92
9	38.00	120	122	125	124

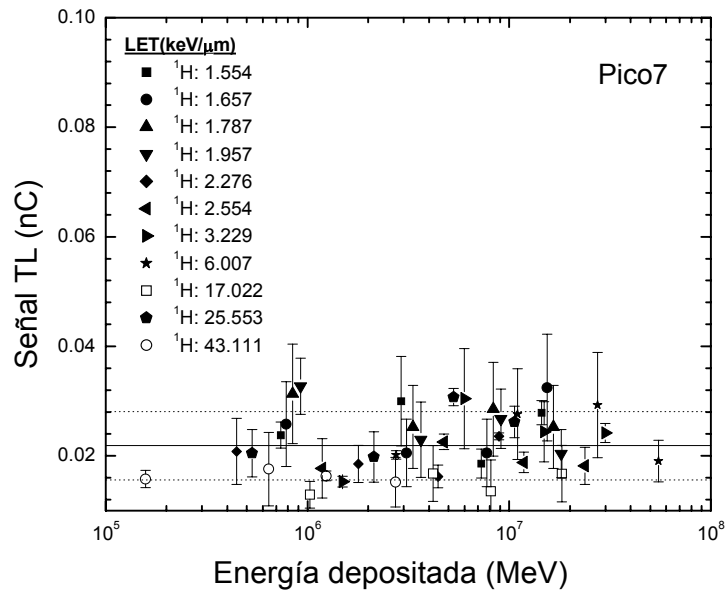
De la ecuación 3.4, el mejor ajuste es el que tiene el menor FOM. A veces, el CGCD entrega un FOM menor que 1% mientras que, visualmente, el ajuste no es óptimo. Por ello, en este trabajo, para poder verificar la calidad de la deconvolución, se escribió un programa en lenguaje Fortran basado en la aproximación de Podgorsak para la forma del pico usando la ecuación 2.6 (ver apéndice A). Después de cada deconvolución se usó este programa para reconstruir la curva de brillo y comparar visualmente los resultados con los datos experimentales usando Origin. Si no había una buena concordancia entre los datos experimentales y la deconvolución se repitió el proceso. Así, el FOM más alto que hemos obtenido es del orden de 2.0% y hemos encontrado un FOM tan bajo como 0.0%.

Se cuantificó el error inducido en la deconvolución del pico debido al efecto de la sustracción del fondo. Se espera que este error sea de importancia para los picos de alta temperatura poblados a las dosis más bajas, tal como el caso mostrado (en escala semi-log) en la figura 3.14a. Se estudió la dependencia de la señal de fondo en la región de alta temperatura de la curva de brillo con la dosis absorbida (irradiación con

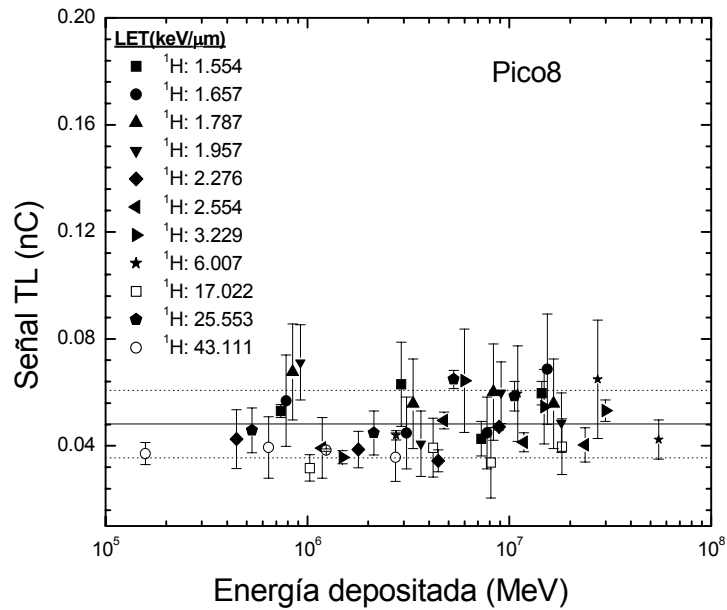


**Figura 3.14** Curvas de brillo en escala semi-log de TLD-100 expuesto a (a): 8.32 y (b): 83.6 mGy. Los círculos sólidos muestran la curva de brillo experimental, curva punteada es el ajuste de la señal de fondo (constante + exponencial), los círculos abiertos muestran la curva de brillo después de la sustracción del fondo, las curvas sólidas delgadas muestran la deconvolución en 8 picos y la curva sólida gruesa es la suma de todos los picos calculados.

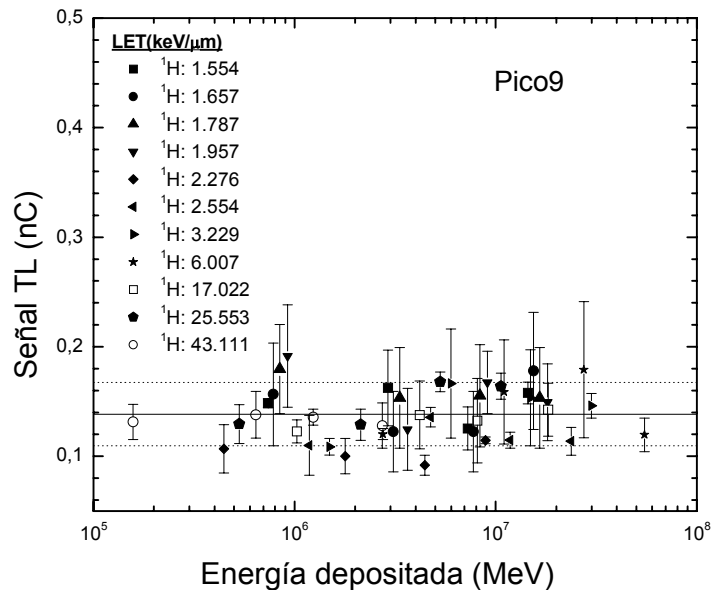
gamma) o con la energía depositada en el medio (irradiación con iones), encontrando una independencia de la señal de fondo con la dosis (dentro de un 20%) para dosis desde 4 hasta 400 mGy y con la energía depositada (dentro de un 24%) para energías depositadas desde  $4 \times 10^6$  hasta  $1 \times 10^8$  MeV, independientemente de la partícula. Las figuras 3.15, 3.16 y 3.17 muestran este resultado para los picos 7, 8 y 9, respectivamente, para las irradiaciones con iones de hidrógeno. Se consideró que el error absoluto en la altura del *i-ésimo* pico sustraído es igual a la suma cuadrática de los errores en la señal del *i-ésimo* pico antes de la sustracción,  $\sigma_s$ , y el error en el valor de la señal de fondo a la temperatura máxima del pico,  $\sigma_f$ , como sigue:



**Figura 3.15** Señal de fondo evaluada como se menciona en el texto para el pico 7 en las irradiaciones con protones.



**Figura 3.16** Señal de fondo evaluada como se menciona en el texto para el pico 8 debido en las irradiaciones con protones.



**Figura 3.17** Señal de fondo evaluada como se menciona en el texto para el pico 9 debido en las irradiaciones con protones.

$$error = \sqrt{(\sigma_s)^2 + (\sigma_f)^2} . \tag{3.5}$$

El error en el fondo fue tomado como la desviación estándar de la distribución de los valores de fondo de todas las curvas de brillo (ver figuras 3.15 - 3.17) y el error en la señal del pico fue tomado como la desviación estándar del promedio para los 2 o 4 dosímetros expuestos a cada dosis o fluencia. Tomando en cuenta que los anchos de los picos estuvieron fijos durante la deconvolución, el error relativo en la determinación de la altura del pico es igual al error relativo en el cálculo del área del pico. Para la irradiación gamma en donde los picos de alta temperatura son menos poblados, los valores típicos para el error en la curva de brillo inducida por 8 mGy mostrada en la figura 3.14a son de 14% y 53% para los picos 7 y 8, respectivamente y de 10% y de 30% para los mismos picos en la curva de 84 mGy, presentada en la figura 3.14b. Para dosis más altas, la sustracción del fondo tiene menor importancia relativa. Las incertidumbres y sus propagaciones son mostrados en todas las figuras que siguen.

### 3.5 Método de análisis

Considerando que la luz emitida debe ser proporcional a la energía transferida al cristal durante la etapa de irradiación, la señal TL fue obtenida como una función de la energía depositada  $E_d$ , definida por:

$$E_d(\text{MeV}) = F \Delta E_i A, \quad (3.6)$$

donde  $F$  ( $\text{cm}^{-2}$ ) es la fluencia de iones,  $A$  ( $\text{cm}^2$ ) es el área del dosímetro expuesto y  $\Delta E_i$  (MeV) es la energía impartida dentro del dosímetro y dada por la siguiente ecuación:

$$\Delta E_i(\text{MeV}) = \rho \int_0^t \left( \frac{dE}{\rho dx} \right) dx. \quad (3.7)$$

donde  $\rho$  ( $\text{g cm}^{-3}$ ) es la densidad del medio,  $t$  (cm) es un parámetro que depende del alcance  $R$  (ecuación 2.4) del ion: si  $R$  es mayor que o igual al grosor del dosímetro  $X$  ( $\text{g cm}^{-2}$ ), entonces  $t = X/\rho$ , si no,  $t = R/\rho$ ,  $dE/\rho dx$  ( $\text{MeV cm}^2/\text{g}$ ) es el poder másico de frenado para un tipo de partícula dado y  $x$  (cm) es la distancia recorrida por el ion donde el cambio en el poder de frenado es muy pequeño.

La dosis absorbida en un medio dado está definida como la energía impartida en el medio por unidad de masa irradiada, y se expresa en Gy de acuerdo con el Sistema Internacional SI [84]:

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

La dosis absorbida,  $D$ , en el dosímetro debido a la irradiación con iones fue calculada por la siguiente ecuación [84]:



$$D(Gy) = 1.6022 \times 10^{-10} F \frac{\Delta E_i}{\rho t}, \quad (3.8)$$

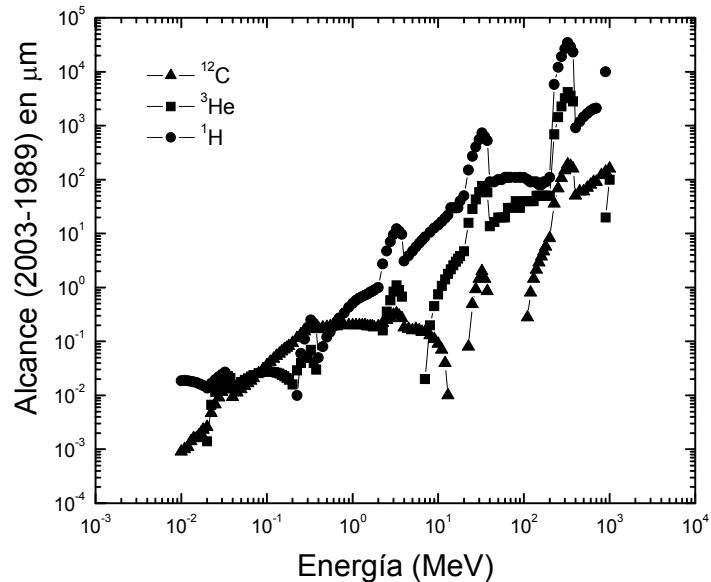
Normalmente (y por simplicidad), cuando se evalúa o reporta la respuesta de un detector como función de la LET, se refiere a la LET de entrada a la superficie. Pero, al usar dosímetros con dos espesores diferentes, el cambio en el poder de frenado entre la entrada y la salida de cada uno es diferente. Por ello, hemos decidido usar un parámetro que sea independiente del grosor del dosímetro usado. En primera aproximación, el valor de la LET promedio dentro del dosímetro debería ser independiente de  $t$ , para dosímetros no muy diferentes y alcances  $R \gg t$ . Definimos  $\overline{LET}$ , la LET promedio de la partícula adentro del dosímetro, por:

$$\overline{LET} (keV/\mu m) = \frac{\int_0^t \frac{dE}{dx} dx}{\int_0^t dx}, \quad (3.9)$$

donde  $dE/dx$  (keV/ $\mu$ m) es la transferencia lineal de energía en agua,  $x$  y  $t$  tienen los mismos significados que en la ecuación 3.7.

En el capítulo V se muestran resultados que confirman la conveniencia de haber usado la LET promedio.

Para realizar los cálculos, primero se usaron las tablas de poderes de frenado generadas por el programa para Windows de pérdida de energía por partículas cargadas pesadas en la materia llamado "SRIM" (Stopping and Range of Ions in Matter) versión 2000, el cual es la última versión del programa basado en DOS llamado "TRIM" (Transport of Ions in Matter) propuesto por Ziegler y colaboradores desde 1980 [116]. Al comparar los valores calculados con las observaciones nos dimos cuenta que, en algunos casos, el último dosímetro en el paquete durante la irradiación, que según el programa no iba ser irradiado debido a que el alcance en LiF (sección 2.1.3) de la



**Figura 3.18** Diferencia entre los alcances para iones de hidrógeno, helio y carbono obtenidos con el SRIM 2003 y el SRIM 2000 [116].

partícula era menor que la distancia atravesada hasta el último dosímetro, siempre sí emitía luz. Entonces, cuestionamos el cálculo de pérdida de energía en el material y, para entonces ya había salido otra versión del programa llamada SRIM 2003.26 [116] que traía correcciones de hasta 20% en la exactitud del cálculo de poder de frenado y el alcance. Hemos comparado los alcances proporcionados por las dos versiones, encontrando una diferencia del orden de 2.5% (más de 100  $\mu\text{m}$ ) para un protón de 40 MeV en LiF entre los valores de SRIM 2003.26 con respecto de los del SRIM 2000. La diferencia entre los alcances usando los dos programas se muestra en la figura 3.18. Además, esta diferencia es más grande para partículas más ligeras. Basado en nuestras observaciones, hemos decidido hacer uso de las tablas de poder de frenado del SRIM 2003.26 [116].

Se escribió un programa en lenguaje Fortran para evaluar la energía impartida, la LET promedio en cada dosímetro y la dosis absorbida en LiF. Para cada ion, la tabla

3.3 muestra las energías incidentes, las energías en la superficie de cada dosímetro en el paquete, el poder de frenado y el alcance en LiF, la LET de entrada y promedio en agua. El apéndice B contiene este programa. La densidad del material fue determinada experimentalmente por picnometría como  $2.58 \text{ g cm}^{-3}$ , ligeramente más baja que la densidad nominal del LiF ( $\rho = 2.64 \text{ g cm}^{-3}$ ) [84], consistente con el procedimiento de sinterización seguido para fabricar el dosímetro.

**Tabla 3.3.** Datos utilizados en este trabajo para la irradiación con iones, calculados usando las tablas del SRIM 2003. Los grosores de los TLD usados eran  $0.098$  y  $0.23 \text{ g cm}^{-2}$ .

Iones	Energía		LET (LiF)	LET (agua)		Alcance		
	MeV		$\text{MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$	$\text{keV}\mu\text{m}^{-1}$		$\text{g cm}^{-2}$		
	Nominal			Entrada	Promedio			
$^1\text{H}$	40	E1	39.996	12.05	1.51	1.55	1.8397	
		E2	37.168	12.78	1.60	1.66	1.6126	
		E3	34.155	13.68	1.72	1.78	1.3858	
		E4	30.911	14.83	1.86	1.95	1.1580	
	25	E1	24.999	17.58	2.21	2.28	0.7881	
		E2	23.274	18.65	2.34	2.55	0.6954	
		E3	18.645	22.31	2.81	3.23	0.4658	
		E4	12.812	30.15	3.81	6.01	0.2383	
	3.45	E1	3.399	81.98	10.56	17.02	0.0258 <sup>P</sup>	
	0.944	E1	0.822	222.47	26.99	43.11	0.0025 <sup>P</sup>	
	$^3\text{He}$	120	E1	119.985	48.03	6.01	6.11	1.385
			E2	115.296	49.66	6.22	6.49	1.290
E3			103.436	54.18	6.79	7.16	1.061	
E4			90.360	60.34	7.57	8.13	0.831	
E5			75.530	69.94	8.79	9.71	0.603	
75		E1	74.978	70.36	8.84	9.18	0.595	
		E2	67.968	75.99	9.56	10.88	0.497	
		E3	48.191	100.45	12.68	13.94	0.269	

<sup>P</sup> Peletrón

		E4	37.599	122.51	15.50	18.34	0.172
		E5	23.715	177.55	22.58	40.32	0.076
<sup>12</sup> C	480	E1	479.86	427.51	53.53	55.52	0.6312
		E2	437.31	460.80	57.74	60.35	0.5360
		E3	391.10	503.88	63.19	66.56	0.4391
	480	E1	479.86	427.51	53.53	59.02	0.6312
		E2	371.61	524.44	65.82	77.37	0.4011
		E3	231.23	757.33	97.11	180.06	0.1706
	300	E1	297.40	610.79	77.39	85.70	0.2683
		E2	232.79	753.09	96.53	117.00	0.1727
		E3	146.51	1113.12	147.68	257.54	0.0764
<sup>16</sup> O	300	E1	297.4	610.79	77.39	113.04	0.2683
		E2	179.69	940.24	122.27	181.11	0.1089
		E3	48.91	2573.23	336.71	517.16	0.0129
	180	E1	179.69	940.24	122.77	220.85	0.1089
		E2	396.43	1119.00	141.79	157.32	0.2010
		E3	227.81	1430.21	183.80	281.6	0.1211
	400	E1	396.43	1119.00	141.79	259.12	0.2010
		E2	799.61	1197.98	149.94	160.34	0.3795
		E3	676.76	1370.65	171.87	186.99	0.2855
<sup>20</sup> Ne	800	E1	799.61	1197.98	149.94	180.09	0.3795
		E2	470.22	1767.09	224.31	411.47	0.1504
		E3	533.95	1606.38	203.00	235.37	0.1883
	800	E1	799.61	1197.98	149.94	180.09	0.3795
		E2	470.22	1767.09	224.31	411.47	0.1504
		E3	533.95	1606.38	203.00	235.37	0.1883

Para cuantificar la forma de la curva de brillo, se usaron tres métodos. En el primero, se evalúa la contribución relativa,  $CR$ , de cada pico individual con respecto de la señal TL total mediante la siguiente ecuación:

$$CR = \frac{A_{pi}}{A_T}, \quad (3.10)$$

donde  $A_{pi}$  y  $A_T$  son las áreas del  $i$ -ésimo pico y de la señal TL total, respectivamente. Este parámetro se evalúa como una función de la LET para cada ion.

Segundo, siguiendo un trabajo previo reportado por Massillon-JL y colaboradores [50], se obtiene el cociente entre las alturas de los picos, CAP, definido por:

$$CAP = \frac{AL_{P7}}{AL_{P5}}, \quad (3.11)$$

donde  $AL_{P7}$  y  $AL_{P5}$  son las alturas de los picos 7 (máximo de la región de alta temperatura en la curva de brillo) y 5, respectivamente, obtenidas directamente de la curva de brillo después de haber sustraído la señal de fondo. Para eliminar el efecto de las fluctuaciones estadísticas, se obtiene una intensidad TL promedio sobre 6 a 10°C (3 a 5 canales) alrededor de las temperaturas máxima de los picos. Se impuso una diferencia constante de 64°C entre el pico 5 y el máximo de la región de alta temperatura (así en efecto, el máximo coincide con el valor más alto del pico 7)

Como un tercer método para cuantificar la evolución de la forma de la curva de brillo, se obtiene un cociente de áreas, CA, definido como siguiente:

$$CA = \frac{A_{RAT}}{A_5}, \quad (3.12)$$

donde  $A_{RAT}$  es el área de la región de alta temperatura compuesto por la suma de las áreas de los picos 6b, 7 y 8 mientras que  $A_5$  es el área del pico 5 (ver figura 1.2).

En dos estudios reportados previamente [50, 64], se ha visto que el CAP y el CA son equivalentes debido a la alta contribución del pico 7 en la región de alta temperatura de la curva de brillo. Por ello, se evaluó el CAP solamente para la irradiación con rayos gamma, mientras que CA se obtiene para ambas irradiaciones.

Finalmente, hemos cuantificado la evolución de la forma de la curva de brillo inducida por iones con respecto a la inducida por rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ , utilizando el

parámetro HTR [72] usado actualmente por Vana y colaboradores para medir LET promedio y dosis absorbida en la dosimetría espacial, tal como se describió en la introducción. El HTR está definido por la siguiente ecuación:

$$HTR = \frac{CA_{PCP}}{CA_{\gamma}}, \quad (3.13)$$

donde  $CA_{PCP}$  y  $CA_{\gamma}$  son los cocientes de área medidos para partículas cargadas pesadas y rayos gamma, respectivamente. Según las refs. [72-77], esta cantidad sólo depende de la LET para todas las partículas cargadas pesadas.

# CAPÍTULO IV

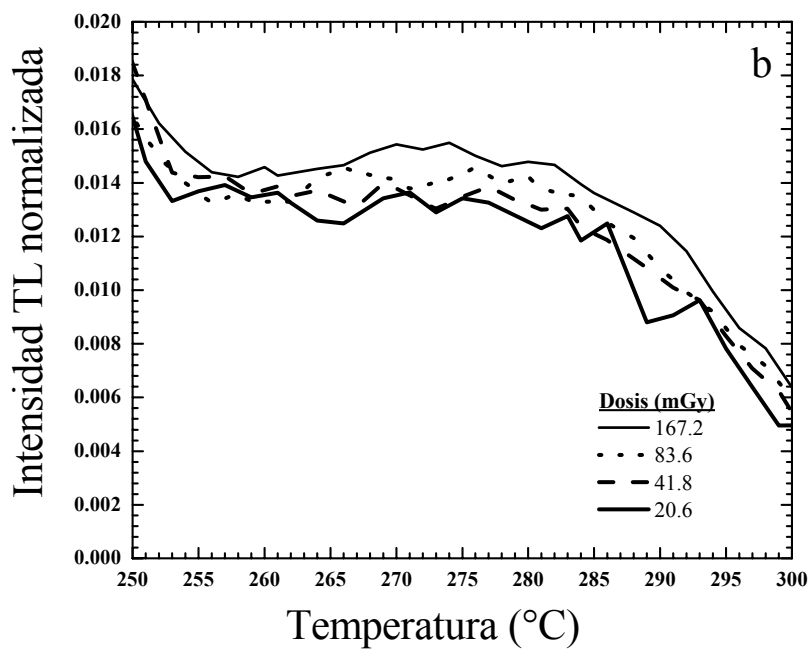
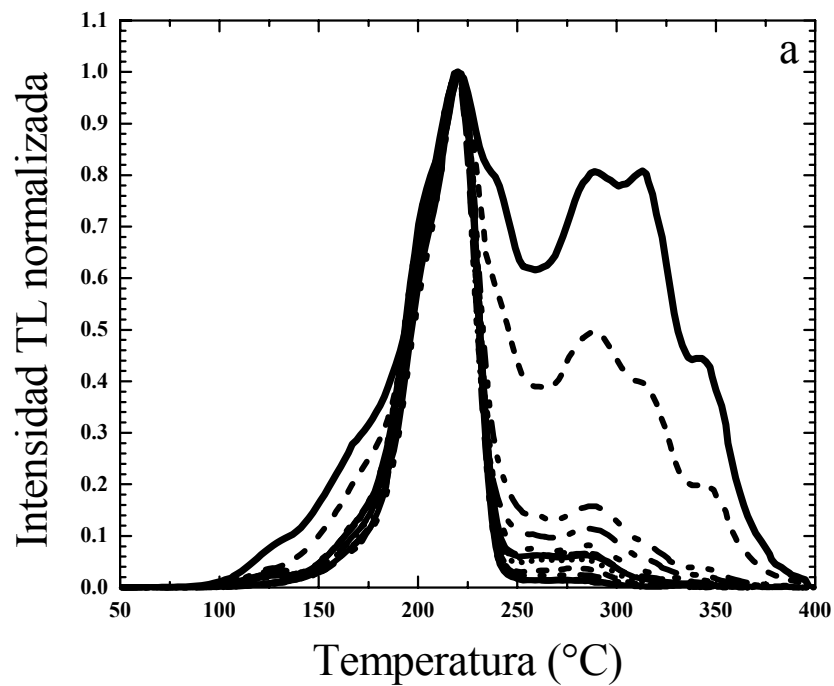
## 4 RESPUESTA DE LiF:Mg,Ti A RAYOS GAMMA

Este capítulo se divide en 2 partes. La primera, presenta los resultados de la irradiación de LiF:Mg,Ti con rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ , mostrando curvas de brillo obtenidas a diferentes dosis, donde se puede observar la evolución de la región de alta temperatura como una función de la dosis absorbida. También se muestra la respuesta TL como una función de la dosis, el grado de supralinealidad de cada uno de los picos en la curva de brillo, y la evolución de la forma de la curva de brillo como una función de la dosis. Luego, se interpretan los resultados en términos de la teoría de estructura de trazas, TST, para obtener los parámetros necesarios para el cálculo posterior de la eficiencia relativa. La segunda parte presenta la discusión de los diferentes temas tratados en la primera parte.

### 4.1 RESULTADOS

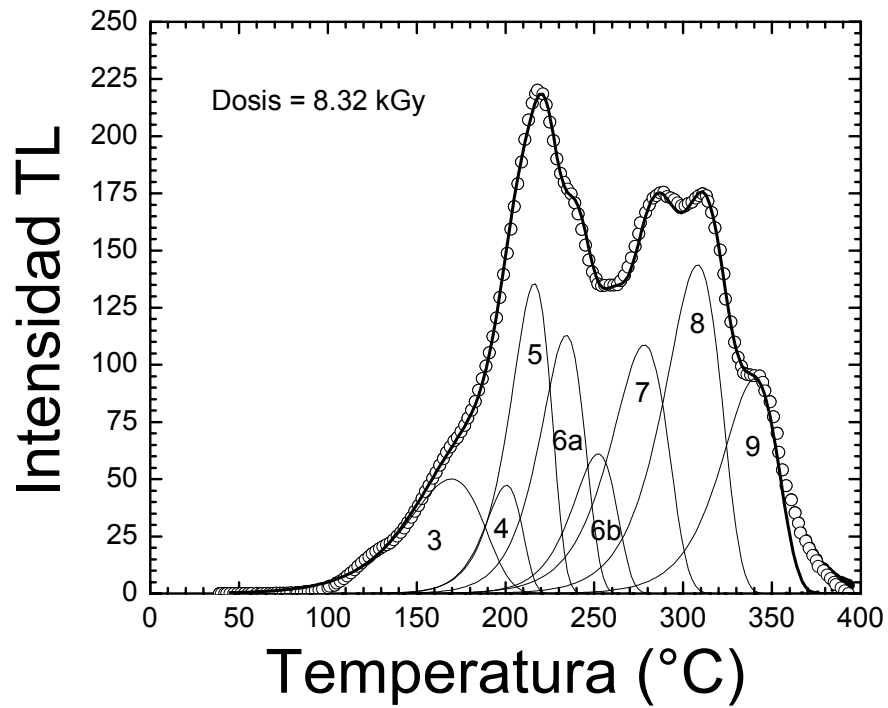
#### 4.1.1 Curva de brillo y linealidad

Curvas de brillo típicas (después de haber sustraído la señal de fondo), normalizadas con respecto al máximo del pico 5 son presentadas en la figura 4.1a, en donde se puede apreciar la creciente contribución relativa de la región de alta temperatura como una función de la dosis. La figura 4.1b muestra una vista ampliada de la región de alta temperatura para las dosis más bajas. Se puede notar que la señal TL como función de la dosis en esta región crece más rápido que el pico 5 para dosis mayores que o iguales a 84 mGy. La deconvolución de la curva de brillo en sus 8 picos se muestra en la figura 4.2 para la dosis más alta de 8.32 kGy.



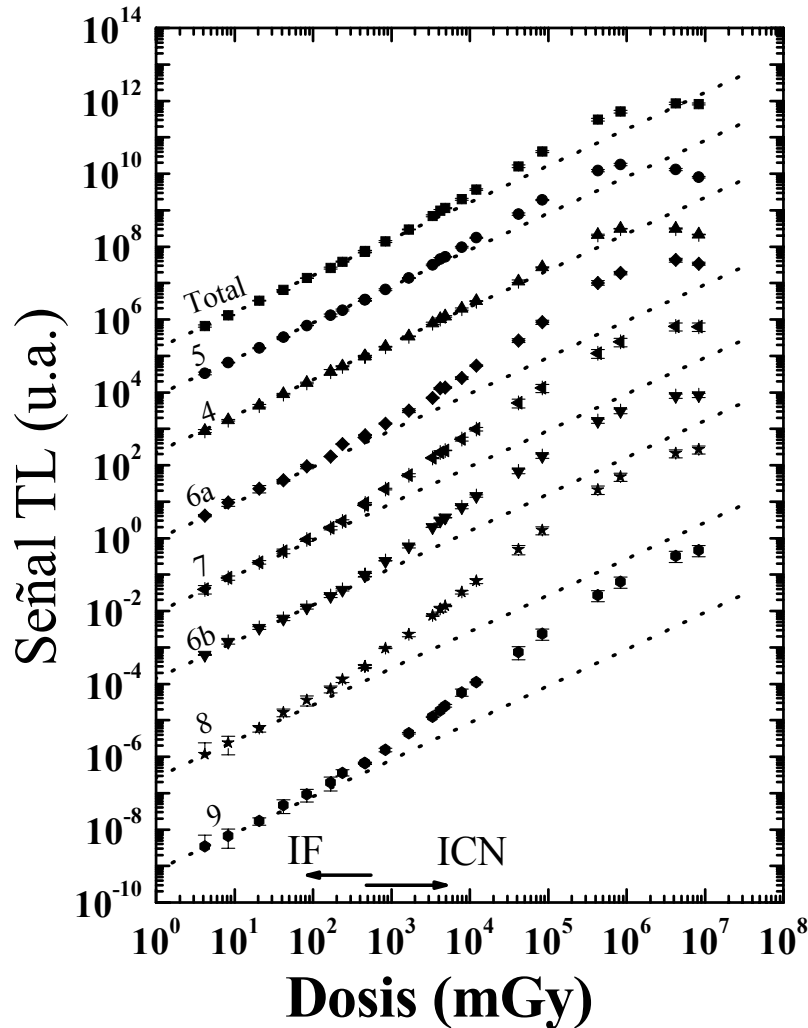
**Figura 4.1.** (a) Curvas de brillo de TLD-100 para diferentes valores de dosis en orden creciente:  $2.06 \times 10^1$ ,  $4.18 \times 10^1$ ,  $8.36 \times 10^1$ ,  $1.67 \times 10^2$ ,  $4.18 \times 10^2$ ,  $8.36 \times 10^2$ ,  $4.18 \times 10^3$ ,  $7.86 \times 10^3$ ,  $1.21 \times 10^4$ ,  $4.18 \times 10^4$ ,  $8.39 \times 10^4$ ,  $4.31 \times 10^5$ ,  $8.36 \times 10^5$ ,  $4.22 \times 10^6$ ,  $8.32 \times 10^6$  mGy. Las curvas se normalizan al máximo valor del pico 5. (b) Vista ampliada de la estructura de alta temperatura (normalizada a la altura del pico 5) 20.6, 41.8, 83.6 y 167 mGy.





**Figura 4.2.** Deconvolución de la curva de brillo de TLD-100 para una dosis alta de 8.32 kGy. Los símbolos tienen los mismos significados que en la figura 3.14.

La representación en escala semi-log de la deconvolución de las curvas de brillo en sus picos 3 a 9 para dosis bajas ya se había mostrado en la figura 3.14. Hemos escogido estas curvas para indicar cómo fue sustraída la señal de fondo y apreciar la débil presencia de los picos de alta temperatura a los valores de dosis bajas.



**Figura 4.3.** Señal TL como una función de la dosis de rayos gamma para la señal total y para los picos 4 a 9. Las líneas punteadas corresponden a una respuesta lineal. Las series de datos han sido divididas por un número arbitrario para claridad en la gráfica. Las flechas en la parte baja de la gráfica muestran el uso de 2 fuentes diferentes de  $^{60}\text{Co}$ . Las barras de errores son explicadas en el texto.

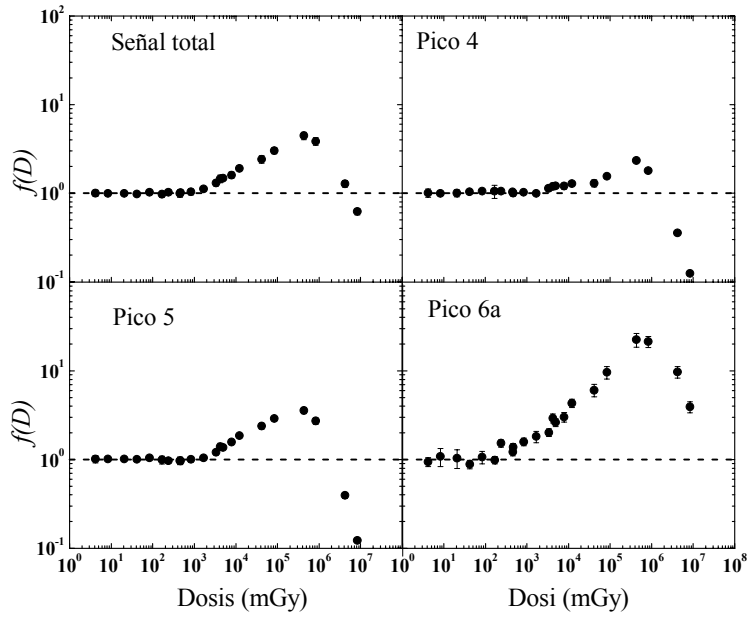


Figura 4.4. Función de dosis-respuesta  $f(D)$  para la señal total, y para los picos 4 a 6a.

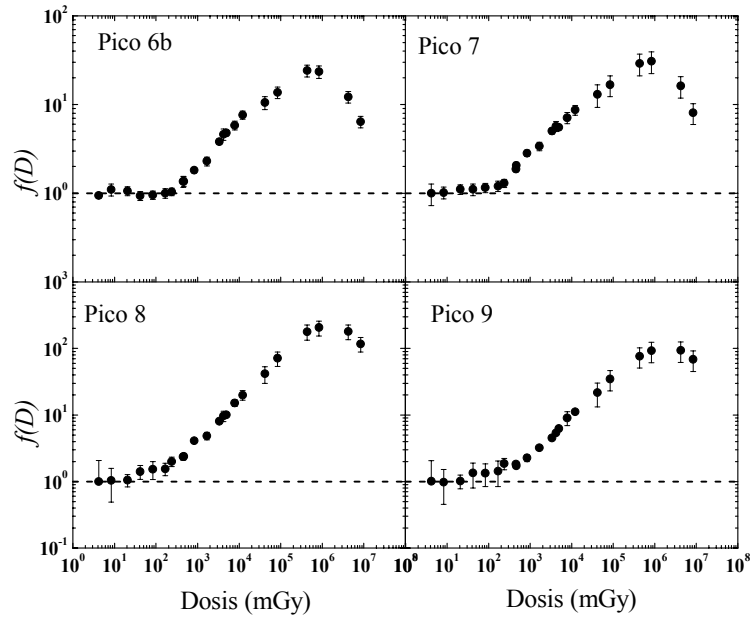


Figura 4.5. Función de dosis-respuesta  $f(D)$  para los picos 6b a 9.

La respuesta TL (área integrada) como una función de la dosis absorbida para la señal total y los picos individuales se presenta en la figura 4.3. Como se puede apreciar, hay una buena concordancia entre las irradiaciones usando dos fuentes de  $^{60}\text{Co}$ . Las líneas punteadas indican una dependencia lineal con la dosis, consistente con el comportamiento observado a las dosis más bajas. La respuesta muestra, en general, un comportamiento lineal-supralineal-sublineal para todos los picos. Los picos 4 y 5 son lineales hasta 1-5 Gy y después son supralineales, mientras que el inicio de la supralinealidad para todos los picos de alta temperatura ocurre alrededor de los 200 mGy.

**Tabla 4.1.** Inicio de la supralinealidad y máxima supralinealidad para los picos 4 a 9.

	$D_{\text{onset}}$ (mGy)	$D_{\text{max}}$ (mGy)	$f(D)_{\text{max}}$
4	~5000	4.3E+05	$2.3 \pm 0.1$
5	~1000	4.3E+05	$3.6 \pm 0.3$
6 <sup>a</sup>	~100	4.3E+05	$23 \pm 4$
6b	~200	4.3E+05	$24 \pm 4$
7	~100	8.4E+05	$31 \pm 8$
8	~50	8.4E+05	$210 \pm 50$
9	~100	4.2E+06	$90 \pm 30$

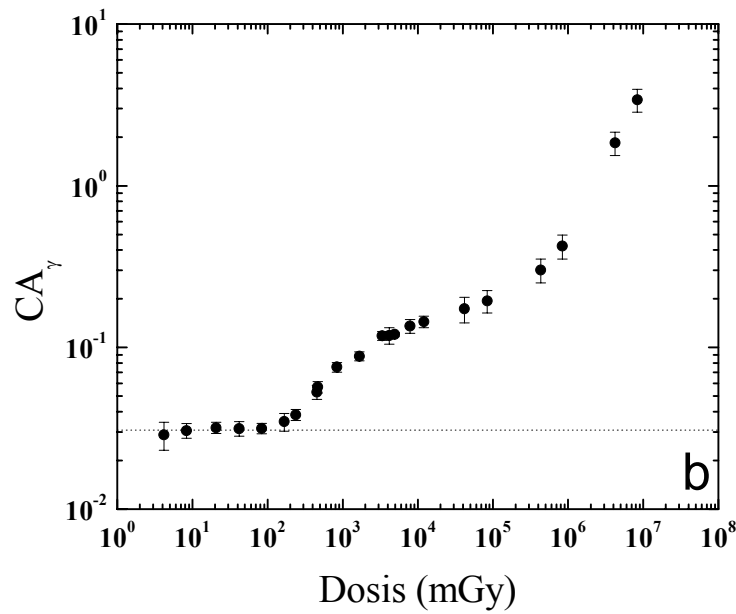
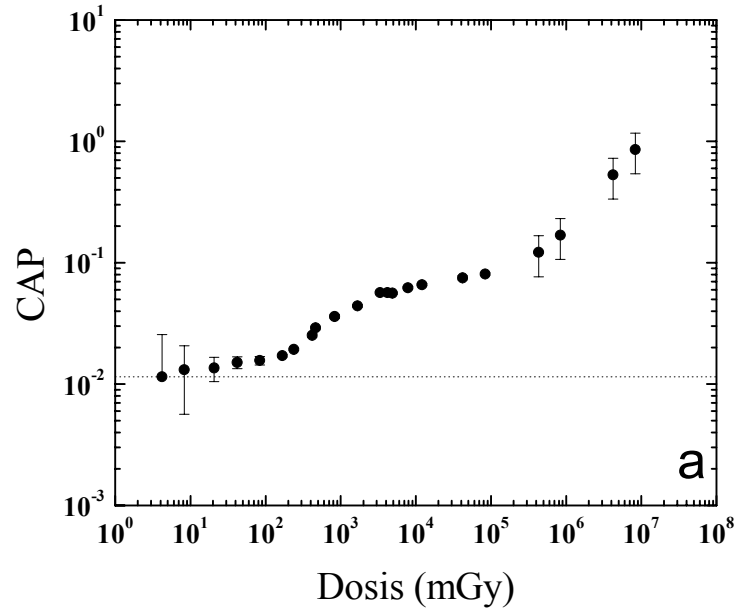
Los valores de  $f(D)$  evaluados con la ecuación 2.8 para los picos 4 – 9 y la señal total, son presentados en las figuras 4.4 y 4.5. La respuesta TL de los picos de alta temperatura es lineal hasta una dosis de alrededor de 200 mGy, donde se observa un cambio brusco, mientras que para los picos 4 y 5, el punto de intersección entre la linealidad y la supralinealidad es muy suave. La tabla 4.1 muestra la dosis,  $D_{\text{onset}}$ , donde empieza la supralinealidad, y la dosis,  $D_{\text{max}}$ , donde la función de supralinealidad alcanza su valor máximo,  $f(D)_{\text{max}}$ . La supralinealidad máxima de los picos 4 y 5 es aproximadamente 2 y 4, respectivamente y para el pico 8 es de alrededor de 200. El decrecimiento en  $f(D)$  después del valor máximo es atribuido a efectos de saturación o de daños en el cristal [62].

#### 4.1.2 Forma de la curva de brillo

Como se mencionó en el capítulo III, para cuantificar la forma de la curva de brillo hemos usado tres métodos, pero en el caso de la irradiación con rayos gamma solamente hemos considerado dos. Primero, se determina el cociente entre las alturas de los picos, CAP, con la ecuación 3.11. La figura 4.6a muestra la dependencia de este cociente con la dosis. El incremento monótonico de CAP refleja el hecho de que el pico 7 presenta una supralinealidad mucho más alta que el pico 5 para todas las dosis. Se observan tres regiones: Para las dosis menores que 200 mGy, el CAP incrementa débilmente con la dosis debido al inicio muy temprano de la supralinealidad del pico 7 con respecto del pico 5. Entre 200 mGy y 100 Gy, el CAP presenta una “joroba”, comportamiento que puede ser atribuido al aumento rápido de  $f(D)$  para el pico 7 comparado con el pico 5. Finalmente, para valores de dosis más grandes que 100 Gy, el CAP crece mucho más rápido que antes con la dosis, porque el  $f(D)$  para el pico 5 ya superó su máximo valor (ver figura 4.4).

Como un segundo método, usando la ecuación 3.12, se obtuvo el cociente de área,  $CA_\gamma$ , como una función de la dosis absorbida. La figura 4.6b presenta estos resultados. La dependencia del  $CA_\gamma$  con la dosis es similar a la del CAP en la figura 4.6a. El  $CA_\gamma$  empieza siendo constante, dentro de un 4%, para valores de dosis más bajos que 200 mGy. Arriba de este valor el  $CA_\gamma$  crece fuertemente con la dosis, reflejando el inicio de la supralinealidad para el pico 6b a aproximadamente 200 mGy y el incremento abrupto de  $f(D)$  para el pico 7 a la misma dosis. El pico 8 contribuye muy poco al área integrada para valores de dosis más bajos que 200 mGy, y así, aunque es supralineal desde 50 mGy, su efecto en el  $CA_\gamma$  es débil o despreciable. El comportamiento a las dosis más altas ( $> 100$  Gy) se explica por la disminución de la supralinealidad del pico 5.

La similitud en la dependencia general con la dosis observada para los parámetros CAP y  $CA_\gamma$  puede ser atribuida al papel dominante del pico 7 en la región de alta temperatura. Las restricciones en el ancho y la posición de cada uno de los picos



**Figura 4.6** (a) Cociente de alturas de picos, CAP, evaluado con la ecuación 3.11 como función de la dosis y (b) Cociente de áreas,  $CA_{\gamma}$ , evaluado con la ecuación 3.12 como función de la dosis de rayos gamma.

durante la deconvolución explica la equivalencia entre las alturas y las áreas de los picos. Sin embargo, debido a la estadística, la evaluación del cociente de área,  $CA_\gamma$ , es más precisa que la de las alturas de los picos, CAP.

### 4.1.3 Respuesta normalizada

Como se ha mencionado en la sección 2.4.1, la teoría de estructura de traza (TST) de Butts y Katz [78] ha descrito fenomenológicamente la respuesta de un sistema irradiado como una combinación lineal de estructuras de c-golpes, cada una caracterizada por la dosis de rayos gamma  $E_0$ , la cual causa un promedio de un golpe por elemento sensible. Para un sistema de 1-golpe, la respuesta de un sistema después de haber sido expuesto a una dosis uniforme  $D$  de rayos gamma está descrita por una distribución de Poisson de acuerdo con Waligórski y Katz [38]:

$$P(c = 1, A) = 1 - e^{-A}, \quad (4. 1)$$

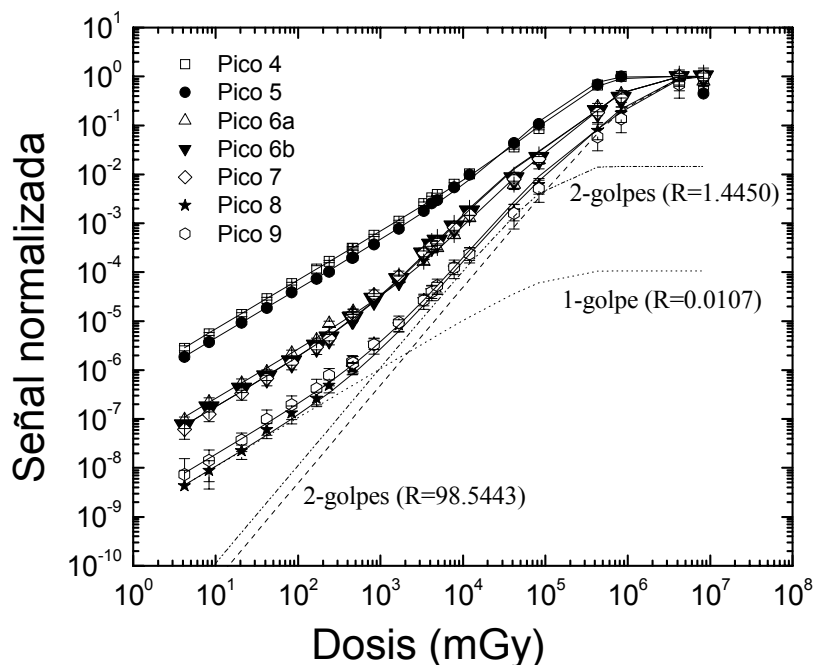
y para una componente de 2-golpes o más la respuesta está descrita por la siguiente ecuación:

$$P(c = 2, A) = 1 - (1 + A) e^{-A}, \quad (4. 2)$$

donde  $P(c, A)$  es la probabilidad de que  $c$  o más golpes son observados en un blanco,  $A(=D/E_0)$  es el número promedio de golpes por blanco. Entonces, la respuesta total normalizada con respecto del valor máximo está dada por:

$$TL(D) = RP(c = c_1, D / E_{01}) + (1 - R)P(c = c_2, D / E_{02}), \quad (4. 3)$$

donde  $R$  es la contribución relativa de cada componente.



**Figura 4.7.** Respuesta a rayos gamma normalizada con respecto del valor máximo para los picos 4 a 9. Las líneas sólidas representan la suma de las contribuciones de los diferentes blancos de acuerdo con los cálculos de TST. Las líneas punteadas representan la contribución de los componentes individuales 1-golpe y 2-golpes, respectivamente, para el pico 8.

**Tabla 4.2.** Valores ajustados de la dosis característica  $E_0$  y la contribución relativa R para los componentes de 1-golpe y 2-golpes representando los diferentes picos en LiF:Mg,Ti.

Pico	1-golpe		2-golpes		2-golpes	
	R (%)	$E_0$ (Gy)	R(%)	$E_0$ (Gy)	R(%)	$E_0$ (Gy)
4	10	1.45E+02	90	2.16E+02		
5	6.58	1.45E+02	93.42	1.60E+02		
6a	0.131	5.00E+01	1.660	3.85E+01	98.209	5.50E+02
6b	0.088	5.00E+01	2.373	2.85E+01	97.539	5.50E+02
7	0.088	5.00E+01	2.373	2.85E+01	97.539	5.50E+02
8	0.0107	1.00E+02	1.4450	5.50E+01	98.5443	1.00E+03
9	0.017	9.00E+01	3.800	1.10E+02	96.183	1.20E+03



Usando las ecuaciones 4.1 –4.3, hemos descrito nuestros datos de la respuesta TL a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  presentados en la sección anterior con este modelo, encontrando dos patrones diferentes: los picos 4 y 5 pueden ser descritos como si fueran compuestos por una componente de 1-golpe (la señal TL es lineal con la dosis) y otra de 2-golpes (la señal TL depende cuadráticamente con la dosis), mientras que los picos de alta temperatura requieren componentes de (1+ 2 + 2)-golpes. La tabla 4.2 muestra los parámetros ajustados a los datos y la figura 4.7 presenta la respuesta medida para rayos gamma, normalizada con respecto del valor máximo y el cálculo usando la TST con los parámetros de la tabla 4.2. También mostramos en la figura 4.7 la descomposición de la respuesta del pico 8 en sus 3 componentes para ilustrar como, a pesar del valor relativamente pequeño de R para dos de las contribuciones, las tres componentes son necesarias para describir los datos.

## 4.2 Discusión de los resultados de este capítulo

### 4.2.1 Supralinealidad

Como muestra la figura 4.4, la supralinealidad observada para el pico 5 empieza a dosis más bajas que la reportada previamente [58-59, 61-62]; esto puede ser interpretado como una consecuencia de las diferentes condiciones experimentales. En particular, aunque hemos seguido el mismo procedimiento de horneado y usado un protocolo de deconvolución rutinario, la supralinealidad medida en este trabajo empieza a una dosis más baja que la reportada en la ref. [61]. Esta discrepancia pudiera ser debida a la rapidez de calentamiento ( $1^\circ\text{C s}^{-1}$  en la ref. 61 y  $8^\circ\text{C s}^{-1}$  en este trabajo) o a una diferencia entre los lotes. En este trabajo, la  $f(D)_{max}$  para el pico 5 es igual a  $3.6 \pm 0.3$ , en la ref. 61 se reportó,  $3.1 \pm 0.3$ , un valor de aproximadamente 4 (usando la altura del pico) fue observado en la ref. 56 a  $10^\circ\text{C s}^{-1}$ , y se midió 3.9 a  $2^\circ\text{C s}^{-1}$  en la ref. 58. Estos valores son similares y no se ve que presentan una dependencia clara y definida con la rapidez de calentamiento. La dosis  $D_{max}$ , donde la función supralineal para el pico 5 alcanza su máximo es similar a la reportada previamente [52, 58].

Para la región de los picos de alta temperatura, en la ref. 58 se reporta que la  $f(D)_{max}$  es igual a 13, mientras que en la ref. 61 se ha medido 10 para el pico individual 7. Nuestros valores son 31 para el pico 7 y hasta 207 para el pico 8, mucho más alto que las medidas previas. Esta diferencia importante implica que la supralinealidad medida para el pico 7 (y más altos) pudiera estar relacionada con la rapidez de calentamiento o la composición del lote. Un estudio previo realizado por nuestro grupo [30] ha mostrado que la región de alta temperatura presenta una  $f(D)_{max}$  similar para protocolos de deconvolución ligeramente diferentes, y basado en esto, no creemos que esto pudiera explicar la discrepancia tan grande observada en la  $f(D)_{max}$ .

#### **4.2.2 Curvas de brillo inducidas por rayos gamma**

Este estudio ha mostrado que la intensidad de los picos de alta temperatura relativa al pico 5 es independiente de la dosis hasta aproximadamente 200 mGy, usando los métodos de CAP y de  $CA_\gamma$ . Para dosis más grandes, la intensidad relativa depende fuertemente de la dosis, esto es, la forma de la curva de brillo no es constante. Esto tiene una consecuencia práctica para la aplicación del método del HTR [72-75] para extraer la LET promedio de la intensidad de los picos de alta temperatura, para un campo de radiación desconocido. Como se ha discutido en el capítulo I, este método depende de la independencia de la forma de la curva de brillo con la dosis, simultáneamente para partícula cargada pesada así como para irradiación con gamma del mismo material dosimétrico. Nuestro resultado limita, en principio, la aplicación de esta técnica a dosis menores que o iguales a 100 mGy típicamente, si el protocolo experimental fue el usado en este trabajo. Las rapidezces de dosis encontradas en el espacio (órbita baja: LEO), donde los astronautas están expuestos a partículas cargadas pesadas, son de 0.05 a 2 mGy/día, dependiendo de la altitud orbital y de la inclinación de la nave [71]. El límite superior de esta técnica para obtener información sobre LET promedio, y a su vez, dosis equivalente [111], podría ser entonces para exposiciones entre 50 y 2000 días en una LEO.

### 4.2.3 Respuesta Normalizada

Como se puede observar en la figura 4.7, los datos experimentales así como el cálculo, usando la TST, para los picos 4 y 5 muestran una respuesta lineal extendida, hasta aproximadamente 2 Gy, seguida por una supralineal, y entonces saturación a alrededor de 500 Gy. Por el otro lado, para los picos 6a, 6b, 7 y 9 la región lineal se extiende sólo hasta 0.20 Gy, seguida por una supralineal, terminando en saturación. El valor máximo de la función de supralinealidad para los picos 6a, 6b, 7 y 9 es mucho mayor que el obtenido para los picos 4 y 5. El pico 8 presenta la supralinealidad más alta. El análisis de los parámetros presentados en la tabla 4.2 muestra el resultado interesante de que algunas contribuciones de los diferentes picos tienen valores de  $E_0$  y  $c$  similares, lo cual sugiere que se originan de una estructura común. El pico 4 comparte la componente de 1-golpe con el pico 5, los picos 6b y 7 pueden ser descritos por las mismas componentes, y el pico 6a comparte dos de sus componentes con los picos 6b y 7. La descripción de los datos por el modelo es excelente.

# CAPÍTULO V

## 5 RESPUESTA DEL LiF:Mg,Ti A IRRADIACIÓN CON IONES

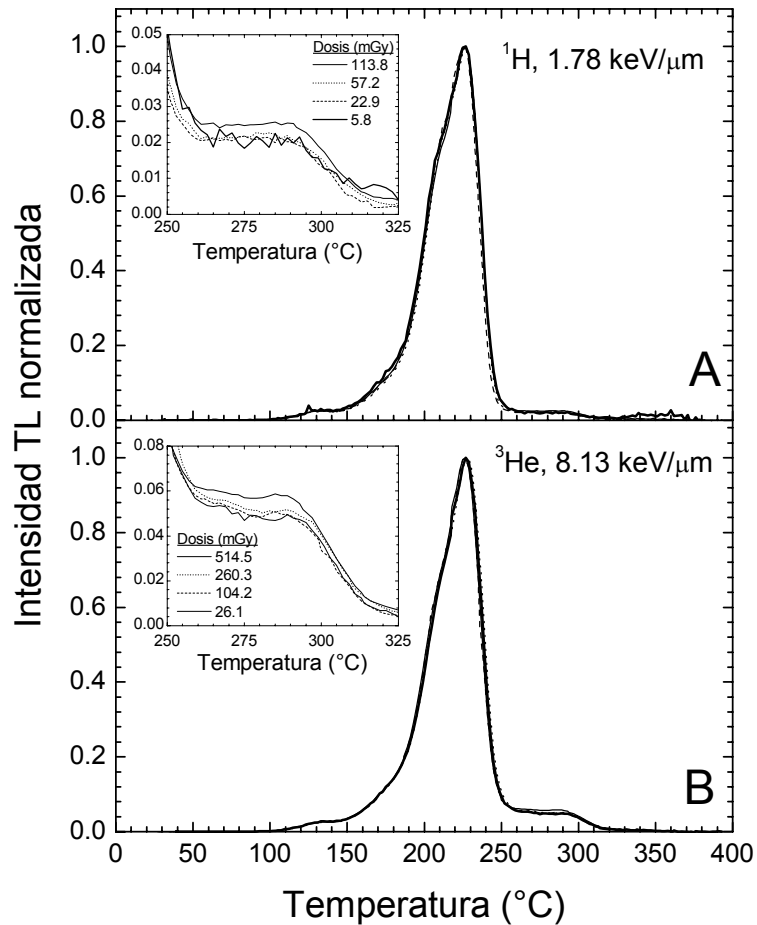
En este capítulo, se muestran los resultados obtenidos al irradiar LiF:Mg,Ti con iones. Se presentan datos para la linealidad, la forma de la curva de brillo, la eficiencia relativa y luego, se discuten los resultados obtenidos. Para una aplicación práctica de los resultados, se presenta un análisis del método del HTR, usado normalmente en dosimetría espacial.

### 5.1 RESULTADOS

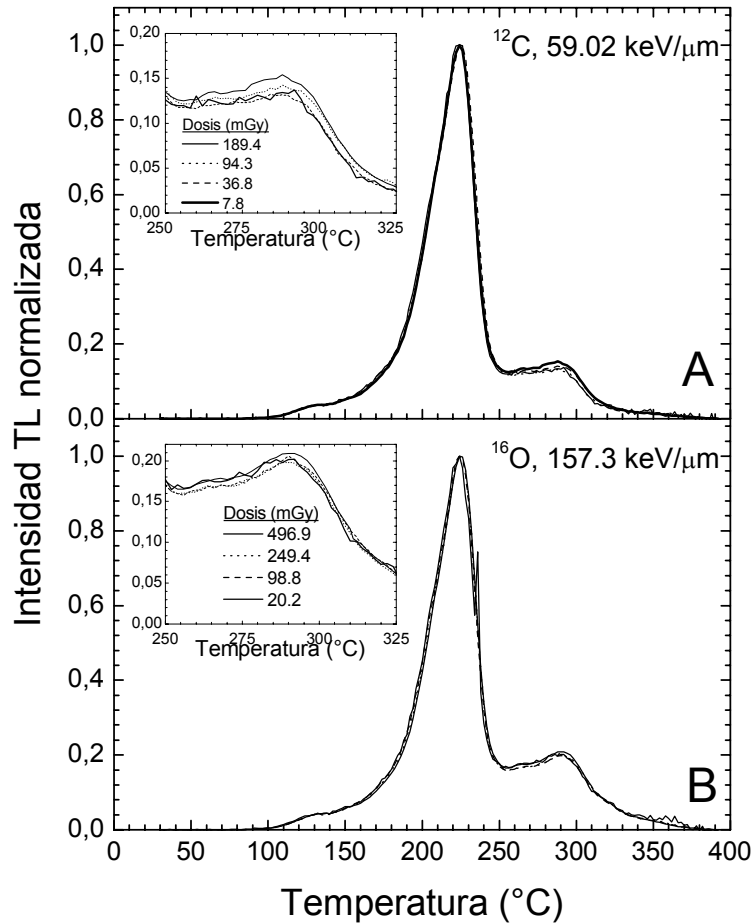
#### 5.1.1 Curva de brillo y linealidad

Las figuras 5.1, 5.2 y 5.3 presentan curvas de brillo típicas (después de haber sustraído la señal de fondo) como una función de la dosis, normalizadas con respecto al máximo del pico 5, para iones de hidrógeno, helio, carbono, oxígeno y neón. El recuadro en cada gráfica muestra una vista ampliada de la región de alta temperatura para diferentes valores de dosis. Se puede notar en la ampliación que la señal TL como función de la dosis en la región de los picos de alta temperatura crece más rápido que el pico 5, a partir de un cierto valor de dosis dependiendo de la partícula y de la densidad de ionización.

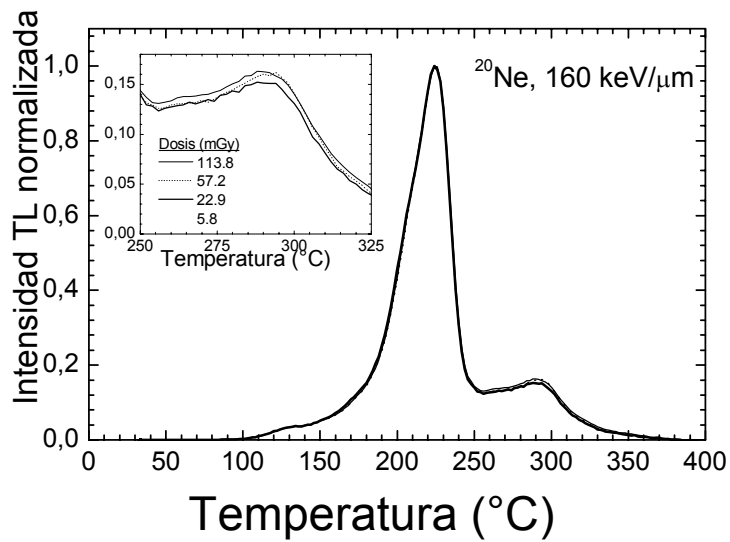
La señal TL total como una función de la energía depositada (ecuación 3.6) para los 5 iones estudiados se muestra en la figura 5.4, mientras que las figuras 5.5, 5.6 y 5.7 presentan la respuesta TL para los picos 4 a 9 como una función de la energía depositada para el valor de LET más bajo (energía máxima) de los iones de hidrógeno, helio, carbono, oxígeno y neón. Como se puede observar en la figura 5.4, la señal TL total medida es una función lineal de la energía depositada y depende de la LET y/o del tipo de partícula.



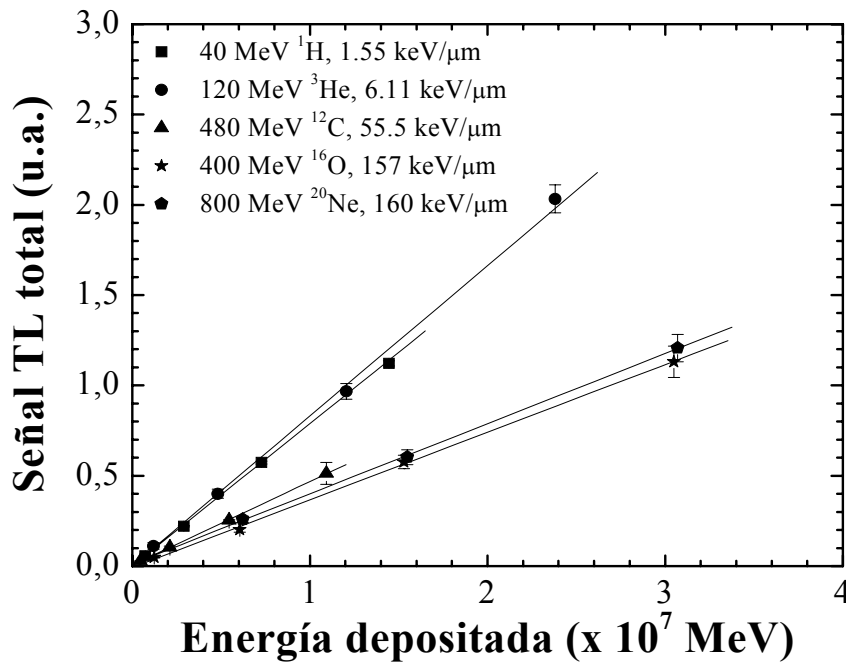
**Figure 5.1.** Curvas de brillo normalizadas de TLD-100 irradiados a diferentes dosis (mencionadas en la gráfica) y un valor de LET para iones de: (a) hidrógeno y (b) helio. Los recuadros muestran de manera amplificada las estructuras de alta temperatura normalizadas con respecto a la altura del pico 5 para dosis diferentes.



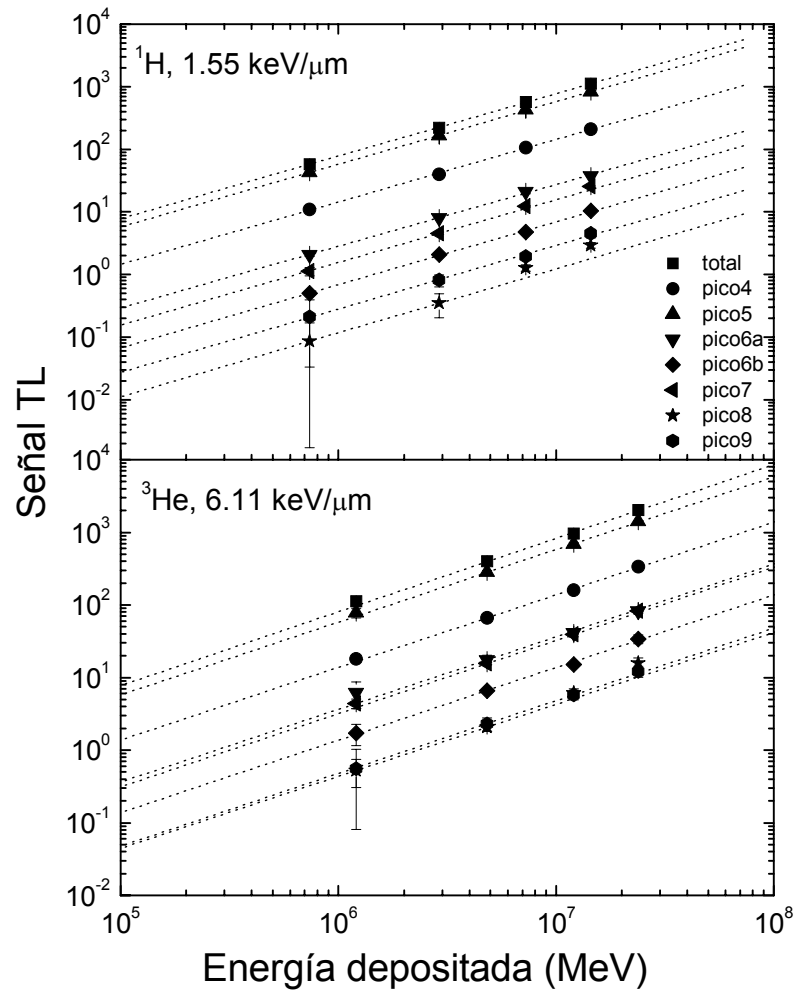
**Figure 5.2.** Curvas de brillo normalizadas de TLD-100 irradiados a diferentes dosis (mencionadas en la gráfica) y un valor de LET para iones de: (a) carbono, (b) oxígeno. Los recuadros muestran de manera ampliada las estructuras de alta temperatura normalizadas con respecto a la altura del pico 5 para dosis diferentes.



**Figure 5.3.** Curvas de brillo normalizadas de TLD-100 irradiados a diferentes dosis (mencionadas en la gráfica) y un valor de LET para iones de neón. El recuadro muestra de manera ampliada las estructuras de alta temperatura normalizadas con respecto a la altura del pico 5 para dosis diferentes.

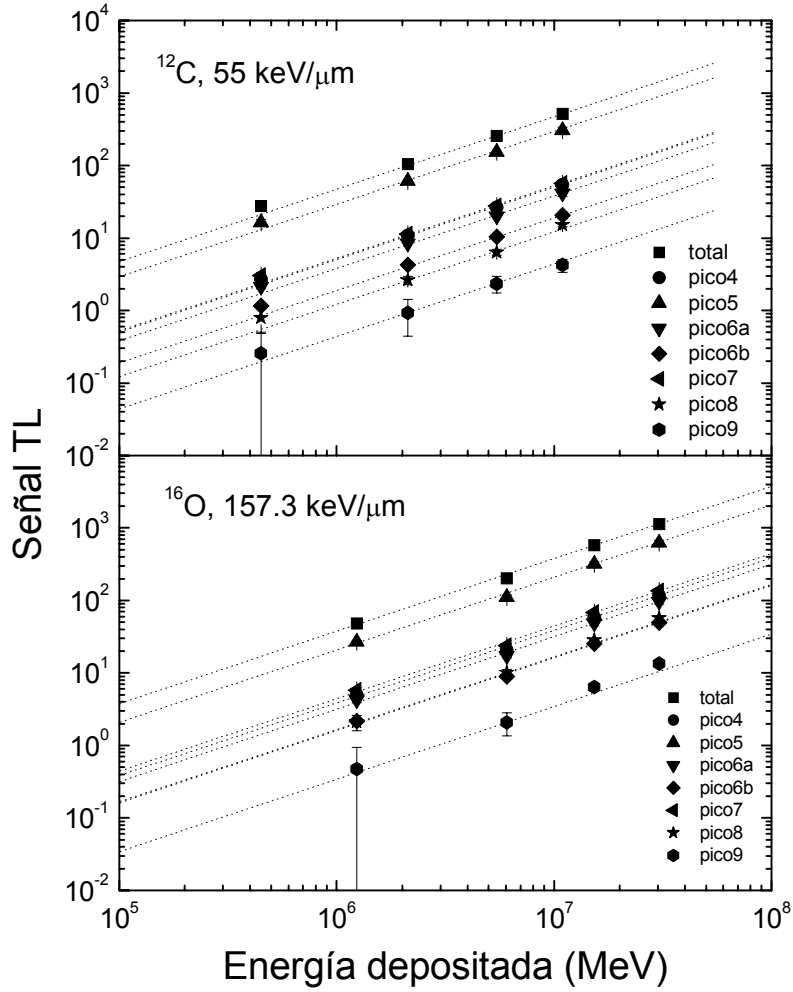


**Figura 5.4.** Señal TL total como una función de la energía depositada para las energías máximas de los cinco iones. Se indican la energía de entrada y la LET promedio dentro del dosímetro. Los símbolos representan los datos y las líneas son ajustes lineales.

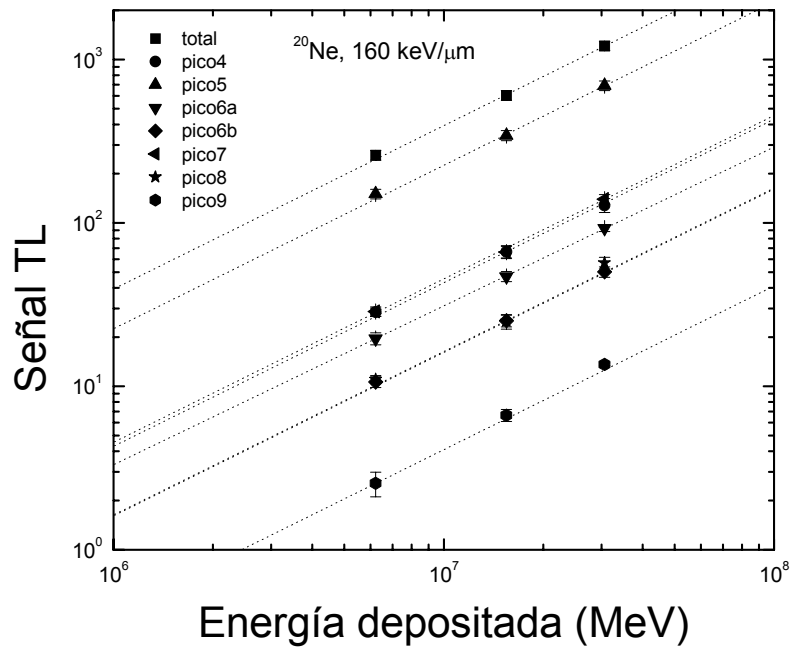


**Figura 5.5.** Señal TL inducida por iones de hidrógeno y de helio para valores de LET promedio escogidos, para los picos 4-9 como una función de la energía depositada. Las líneas sólidas representan un ajuste lineal.





**Figura 5.6.** Señal TL inducida por iones de carbono y de oxígeno para valores de LET promedio escogidos, para los picos 4 a 9 como una función de la energía depositada. Las líneas sólidas representan un ajuste lineal



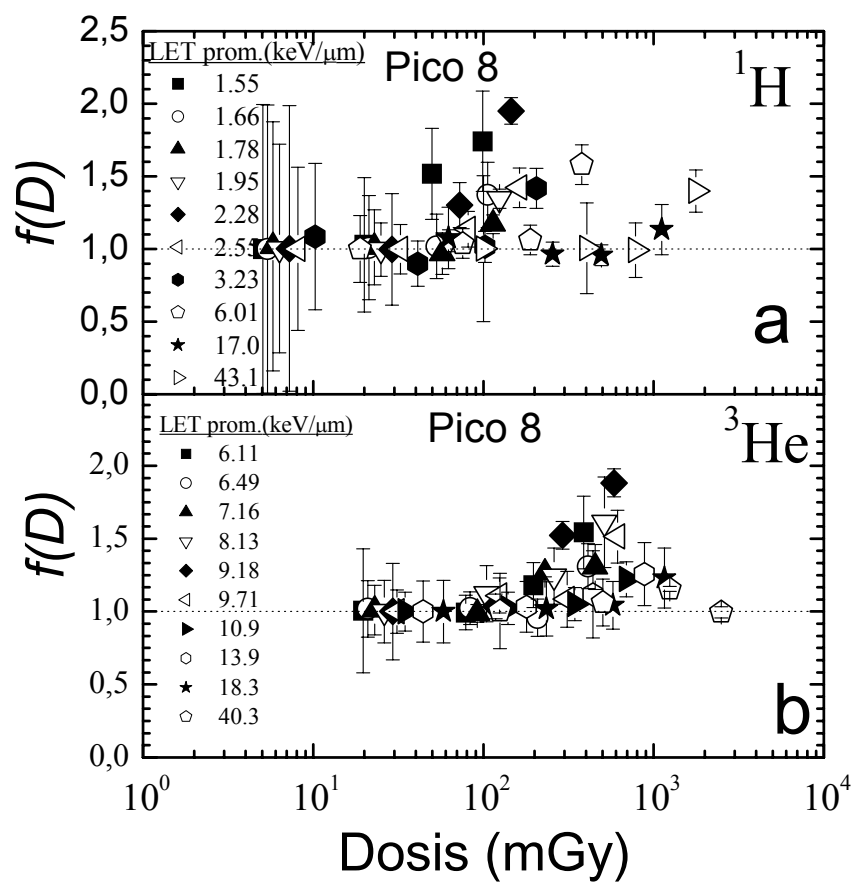
**Figura 5.7.** Señal TL inducida por iones de neón para los picos 4 a 9 para un valor de LET promedio como una función de la energía depositada. Las líneas sólidas representan un ajuste lineal.

Para todos los iones estudiados, las figuras 5.5, 5.6 y 5.7 muestran que la señal TL para los picos 4, 5, 6a, 6b y 7 es una función lineal de la energía depositada. La respuesta TL para el pico 9 es lineal con la energía depositada para los iones de hidrógeno, helio y carbono dentro del intervalo de fluencia explorado en este trabajo, y deja de ser lineal desde aproximadamente  $2 \times 10^7$  MeV para los iones de oxígeno y  $3 \times 10^7$  MeV para los iones de neón.

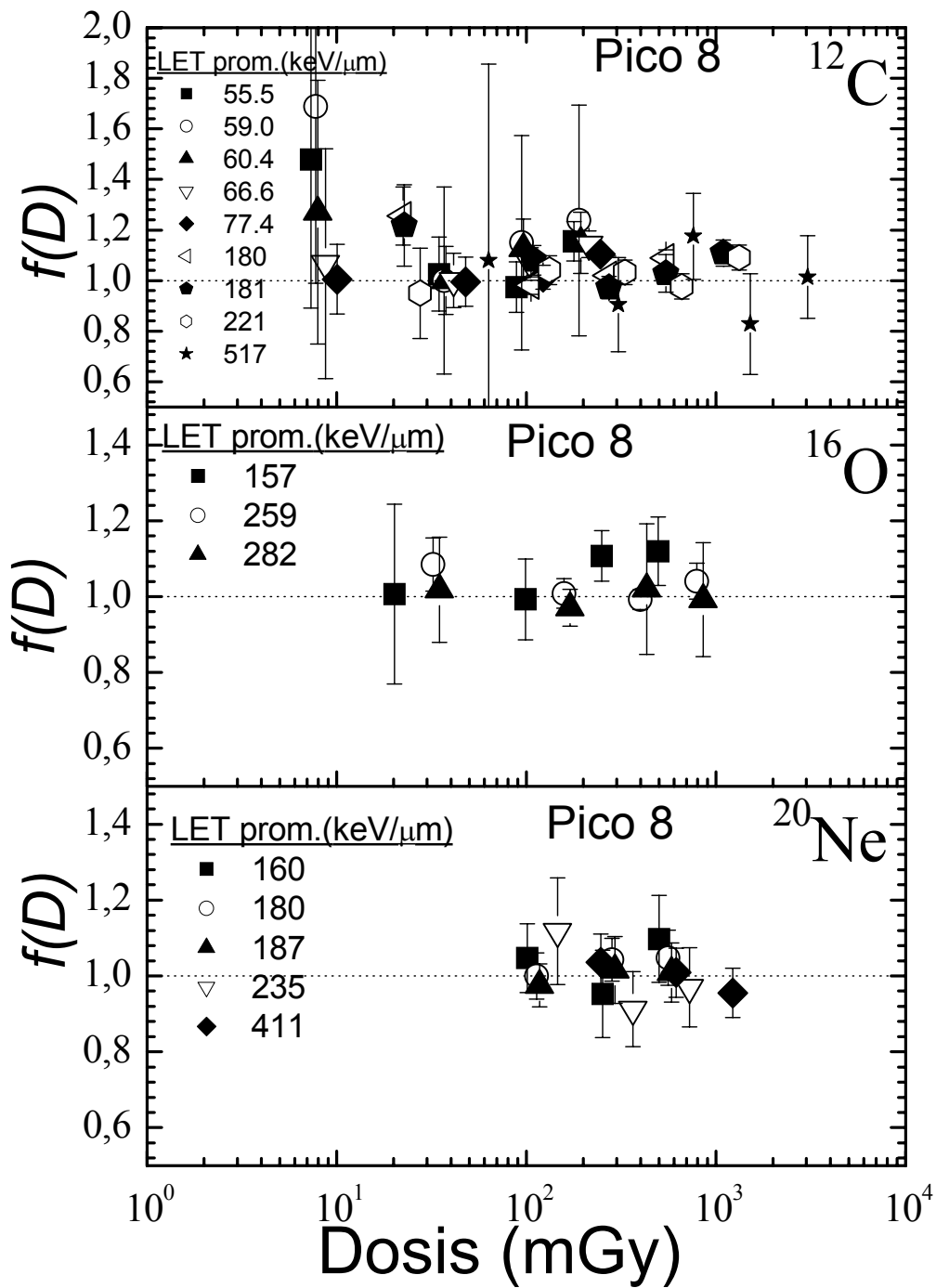
Por otro lado, el pico 8 presenta una respuesta supralineal para todos los iones y el inicio del comportamiento supralineal ocurre a una energía depositada mayor cuando la LET aumenta. Las figuras 5.8 y 5.9 muestran la función  $f(D)$  del pico 8 evaluada con la ecuación 2.8 para irradiación con los cinco iones (para los otros picos, como la respuesta es lineal,  $f(D)$  es trivialmente igual a 1). Se puede observar que, el inicio y el grado de la supralinealidad es una función de la LET. Típicamente, la supralinealidad empieza en 40 mGy para  $^1\text{H}$  y en casi 200 mGy para  $^3\text{He}$ . También, para determinar una posible dependencia de la supralinealidad con la identidad de la partícula, se evaluó  $f(D)$  para iones con valores de LET similares. La figura 5.10 presenta este resultado. La figura 5.10a muestra una independencia de  $f(D)$  con la identidad del ion (hidrógeno y helio) en este intervalo de dosis, mientras que la figura 5.10b no presenta un comportamiento claro para los iones de carbono, oxígeno y neón debido a la débil supralinealidad observada y la estadística.

### 5.1.2 Evolución de la forma de la curva de brillo

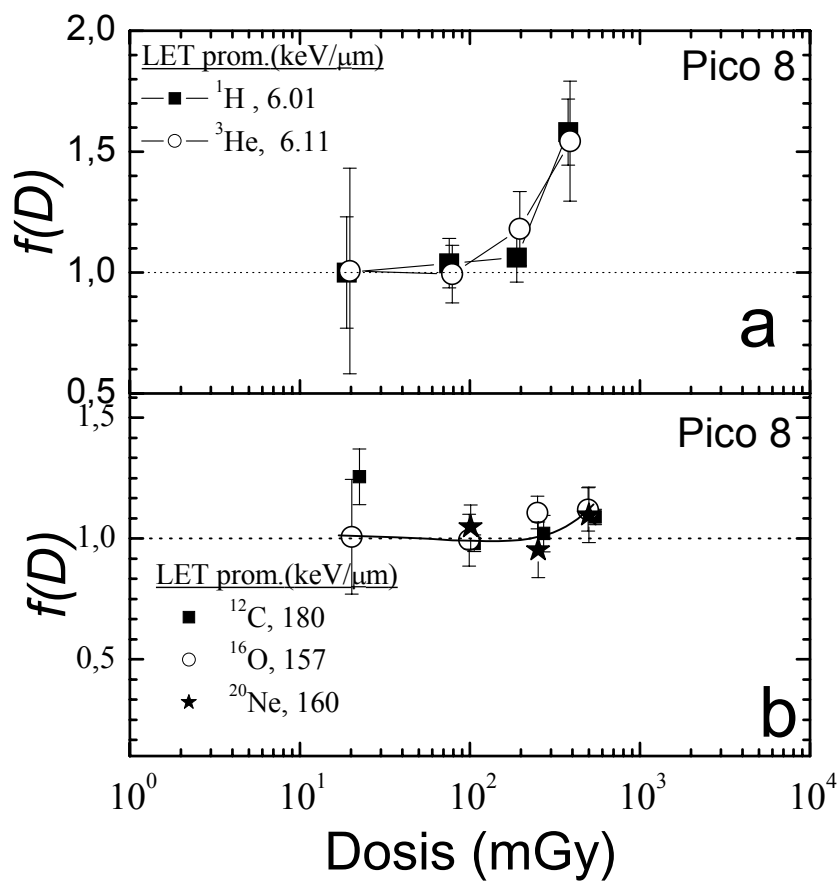
Como se ha mencionado en el capítulo III, la evolución de la forma de la curva de brillo inducida por iones fue cuantificada mediante dos métodos. Primero, se ha evaluado, en la región lineal de la curva de respuesta TL como función de la energía depositada, la contribución relativa, CR, definida por la ecuación 3.10, como una función de la LET para los iones estudiados. Las figuras 5.11 y 5.12 presentan estos resultados. Hay una diferencia notable entre la CR para los picos 4 y 5 y el resto. Como la figura 5.11 muestra, para los picos 4 y 5 la CR disminuye cuando la LET aumenta, mientras que para los picos 6a a 9, la CR crece con la LET.



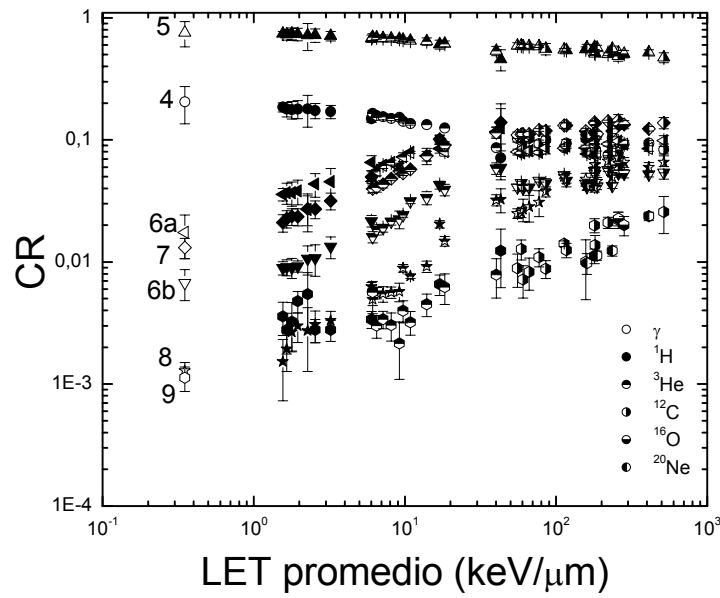
**Figura 5.8.** Función de respuesta,  $f(D)$ , para el pico 8 de LiF:Mg,Ti irradiado con  $^1\text{H}$  y  $^3\text{He}$ , respectivamente a diferentes valores de LET: (a) protones y (b) helio.



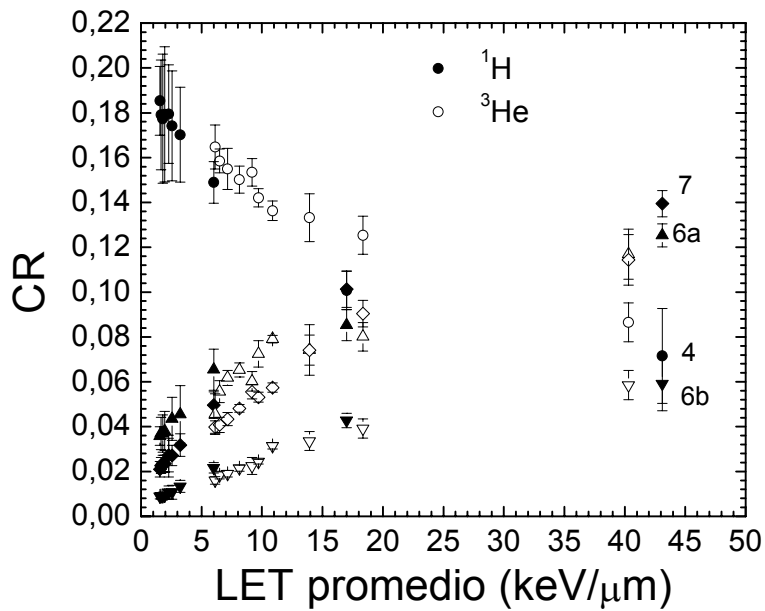
**Figura 5.9.** Función de respuesta,  $f(D)$ , para el pico 8 de LiF:Mg,Ti irradiado con  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ , respectivamente a diferentes valores de LET.



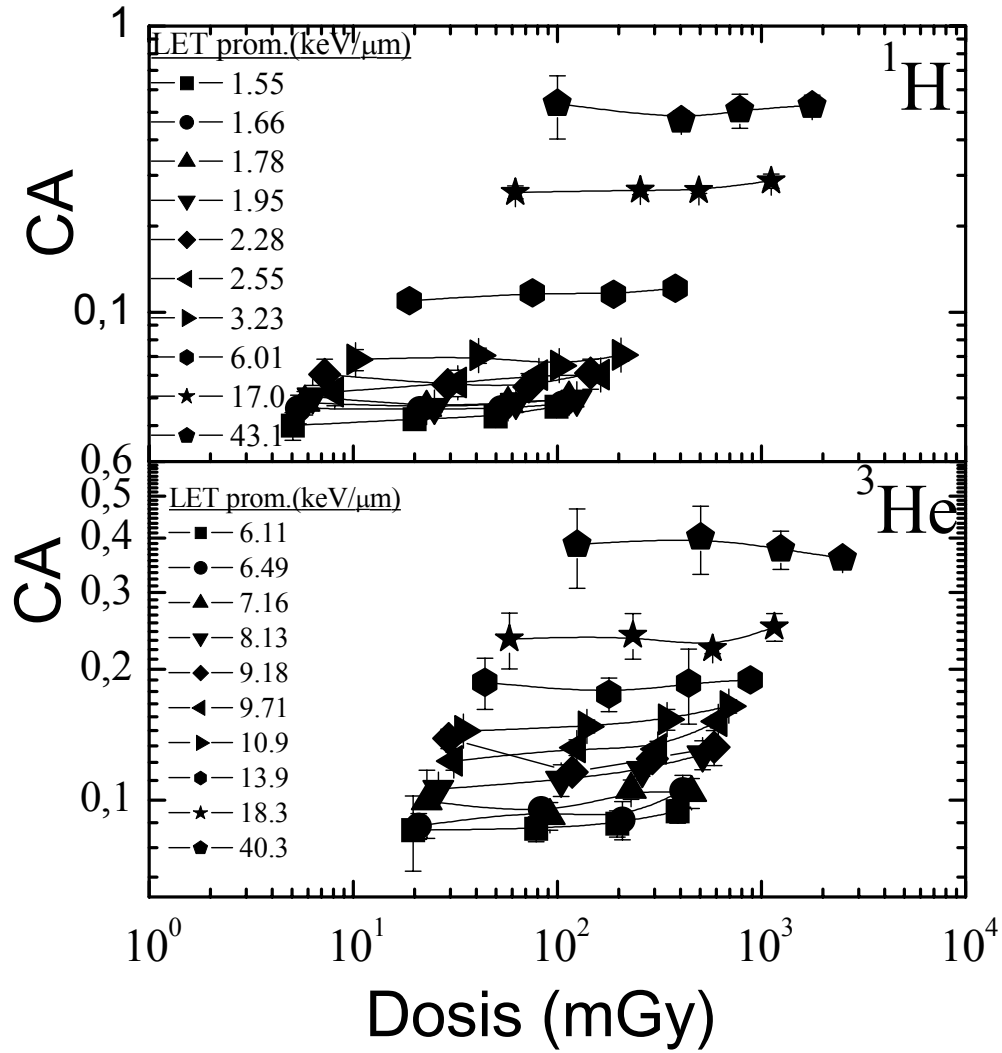
**Figura 5.10.** Función de respuesta,  $f(D)$ , para el pico 8 de LiF:Mg,Ti irradiado con partículas de misma LET: (a)  $^1\text{H}$  y  $^3\text{He}$  y (b)  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ .



**Figura 5.11.** Contribución relativa CR (ecuación 3.10) como una función de la LET promedio.

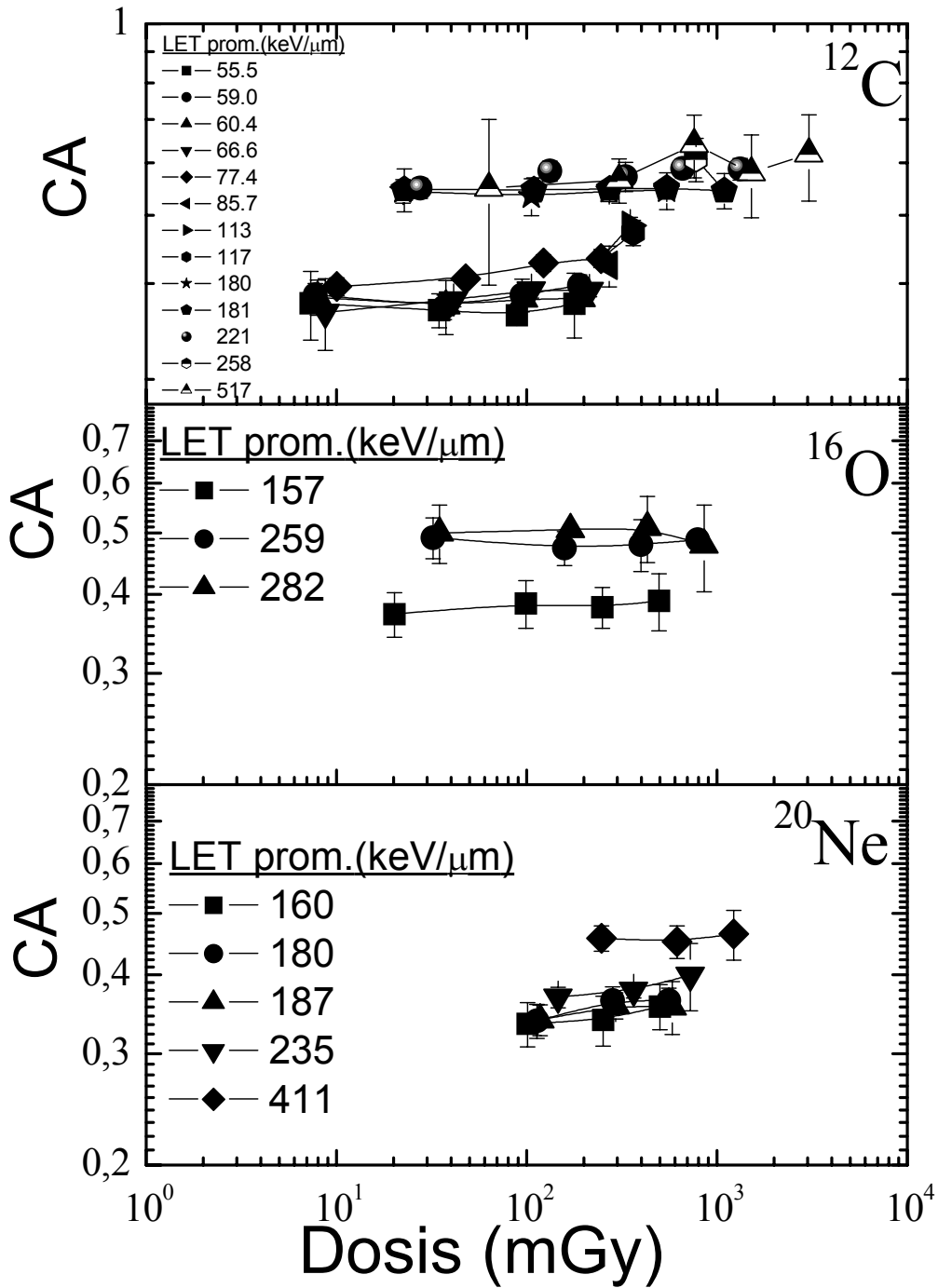


**Figura 5.12.** Contribución relativa, CR, de los picos 4, 6a, 6b y 7 para dos iones en escala lineal, para una mejor visualización de la dependencia de la forma de la curva de brillo con el tipo de partícula.



**Figura 5.13** Cociente de áreas, CA, (ecuación 3.12) como función de la dosis para iones de hidrógeno y de helio, respectivamente.





**Figura 5.14.** Cociente de áreas, CA, (ecuación 3.12) como función de la dosis para iones carbono, oxígeno y de neón, respectivamente.

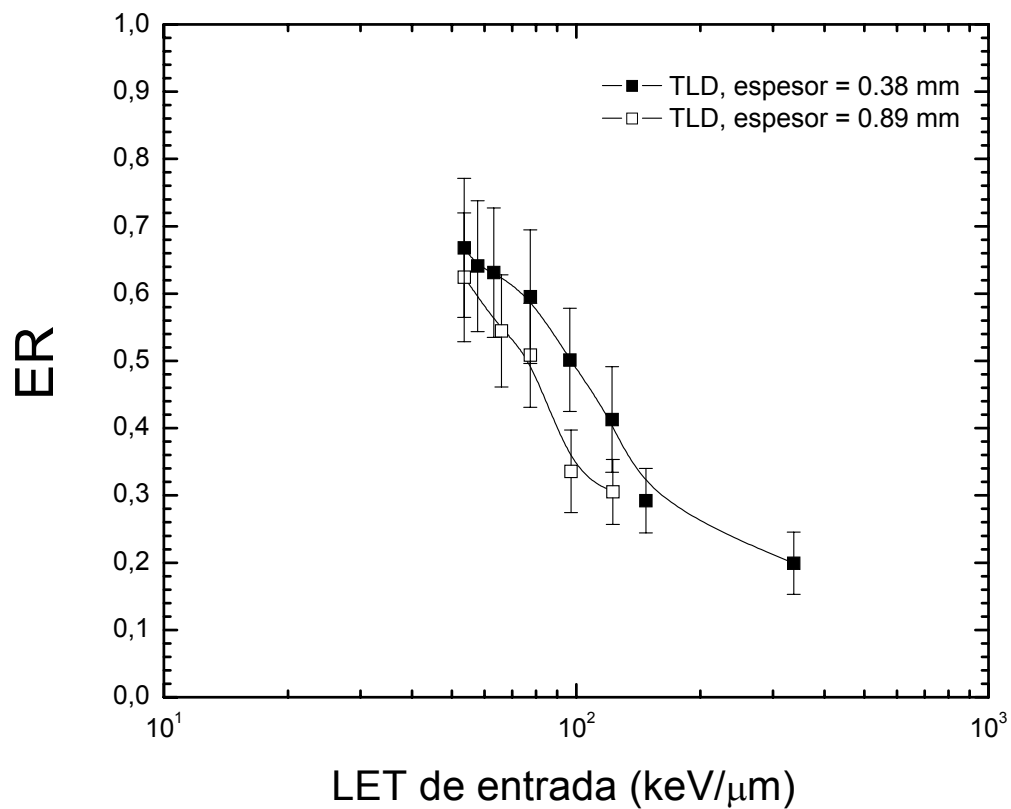
También, se observa que la CR para los picos 4 y 5 parece ser independiente de la partícula, mientras que para los picos de alta temperatura la CR es una función de la identidad de la partícula.

Segundo, al igual que en la caso de la irradiación con rayos gamma, se estudia la dependencia de la forma de la curva de brillo con la dosis absorbida usando el método del cociente de áreas, CA, definido por la ecuación 3.12. La dosis absorbida en LiF expuesto a iones fue evaluada usando la ecuación 3.8. Las figuras 5.13 y 5.14 presentan estos resultados para los 5 iones estudiados. Como se puede observar, para los valores de LET bajos, el CA generalmente crece débilmente con la dosis para las dosis mayores que 200 mGy.

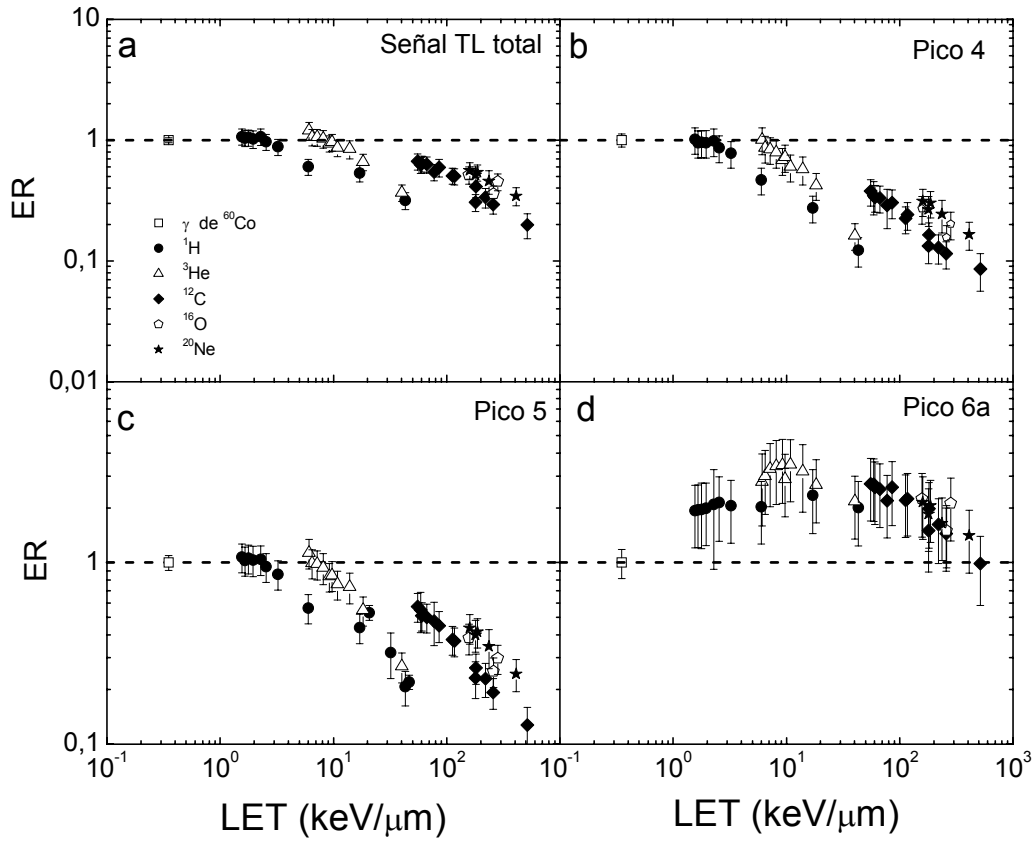
### **5.1.3 Eficiencia relativa**

La eficiencia relativa, ER fue evaluada usando la ecuación 2.9. La figura 5.15 muestra la ER para la señal TL total como una función de la LET de entrada a la superficie del dosímetro para iones de carbono. Se puede observar que la ER depende del espesor del dosímetro y este hecho (desafortunado) es interpretado como una consecuencia de la variación de la densidad de ionización a lo largo de la trayectoria del ion dentro del cristal. Esto nos ha llevado, como se mencionó en la sección 3.5, a usar un parámetro que represente mejor la densidad de ionización en todo el volumen irradiado. Si se usa la LET promedio, definida por la ecuación 3.9, se consigue un resultado similar para ambos espesores de LiF. Las figuras 5.16 y 5.17 presentan la ER medida como una función de la LET promedio dentro del cristal, para la señal total y los picos 4 a 9.

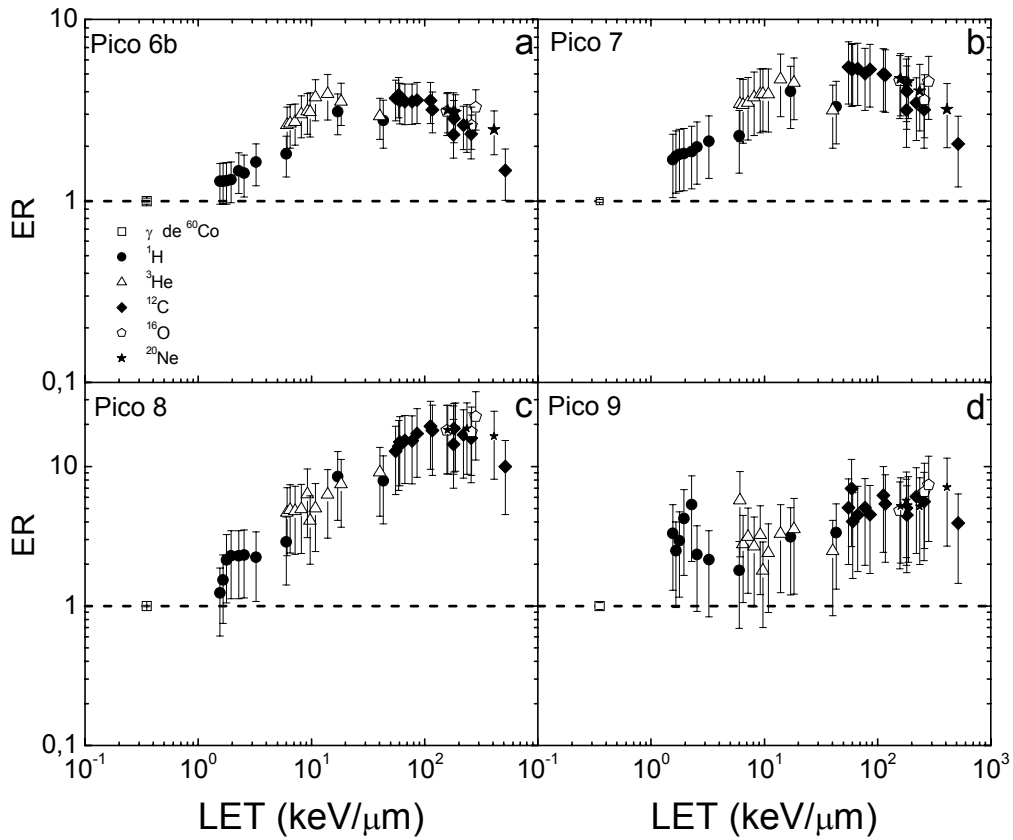
Existe una diferencia notable entre las eficiencias relativas de los picos 4 - 5 y los picos 6a - 9. Como las figuras 5.16b y 5.16c muestran, para un ion dado, la eficiencia TL para los picos 4 y 5 es una función monotónicamente decreciente de la LET, desde un valor máximo de 1 mostrado a los valores de LET más bajos.



**Figura 5.15.** Eficiencia relativa, ER, (ecuación 2.9) medida para la señal TL total como función de la LET de entrada en la superficie del dosímetro expuesto a iones de carbono, mostrando la diferencia no-deseada en la ER para dosímetros de diferentes espesores.



**Figura 5.16.** Eficiencia relativa, ER, de LiF:Mg,Ti expuesto a iones, relativa a rayos gamma de <sup>60</sup>Co, medida como una función de la LET promedio para la señal total (a) y los picos 4 (b), 5 (c) y 6a (d).



**Figura 5.17.** Eficiencia relativa, ER, de LiF:Mg,Ti expuesto a iones, relativa a rayos gamma de <sup>60</sup>Co, medida como una función de la LET promedio para los picos 6b (a), 7 (b), 8 (c) y 9 (d).

La ER para todos los iones muestra en general un comportamiento similar, y no se unifica como una función de la LET.

Un resultado completamente diferente se obtiene para los picos de alta temperatura (PAT). Las figuras 5.16d, y 5.17 muestran que las ER son mayores que 1 (alcanzando hasta  $\approx 3$  para el pico 6a, 4 para el pico 6b, 5 para el pico 7, 20 para el pico 8, y  $\approx 7$  para el pico 9), mostrando un máximo amplio de aproximadamente  $20\text{-}300 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ , dependiendo del pico.

## **5.2 Discusión de los resultados de la sección 5.1**

### **5.2.1 Linealidad**

Como se mencionó en la capítulo III, se cree que la energía depositada es el mejor parámetro para evaluar el efecto inducido por los iones porque, a fin de cuentas, el número de ionizaciones que conducen al mecanismo termoluminiscente, es directamente proporcional a la energía depositada por el ion [84]. Los resultados de las figuras 5.5, 5.6 y 5.7 muestran que la luz emitida para la señal total y todos los picos individuales, excepto el pico 8, es proporcional a la energía depositada para todos los iones y energías estudiados. La supralinealidad observada para el pico 8 después de la irradiación con iones indica que, entre los picos de alta temperatura, comúnmente supralineales a niveles de dosis y/o de fluencia más bajos que los picos de baja temperatura [9, 17-19, 28, 64], este pico tiene una estructura diferente que lo hace más sensible a la radiación densamente ionizante por lo que el inicio de su comportamiento supralineal ocurre a dosis todavía más bajas. Este comportamiento corrobora lo observado después de la irradiación con rayos gamma y confirmado por la TST como lo muestran las figuras 4.5 y 4.7, respectivamente.

El comportamiento supralineal del pico 8 observado en las figuras 5.8, 5.9 y 5.10 ha permitido obtener información importante sobre el inicio de la supralinealidad y de la función  $f(D)$ . Los resultados muestran que la dosis a la cual la respuesta TL deja de ser

lineal,  $D_{\text{onset}}$  es más baja cuando la LET disminuye. En este trabajo, se observa que para un valor de LET de alrededor de  $6 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ , la respuesta TL del pico 8 deja de ser lineal a aproximadamente 200 mGy mientras que, para LET mayores que  $150 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ , la respuesta es débilmente supralineal a partir de aproximadamente 400 mGy. Este comportamiento concuerda con la sistemática observada por nuestro grupo para irradiaciones con iones de bajas energías [18-19]. Por ejemplo, Gamboa-deBuen y colaboradores [18-19] han estudiado la respuesta supralineal de  $\text{LiF:Mg,Ti}$  inducida por protones con energías de 0.7, 1.5 y 3 MeV, mostrando que la respuesta TL para el pico 8 deja de ser lineal a aproximadamente  $1 \times 10^9$ ,  $3 \times 10^9$  y  $5 \times 10^9$  protones  $\text{cm}^{-2}$ , para 3, 1.5 y 0.7 MeV, respectivamente.

Hemos observado que el grado de supralinealidad disminuye cuando la LET aumenta. Este comportamiento concuerda con los resultados obtenidos para irradiación con rayos X o gamma [50, 58, 60-61] y para irradiación con iones de bajas energías [17, 19]. Por ejemplo, para un valor de LET de alrededor de  $6 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ , la  $f(D)$  es igual a 1.6 para una dosis de casi 375 mGy. Para LET mayores que  $150 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ , la  $f(D)$  es igual a 1.12 para una dosis aproximada de 500 mGy. También la figura 5.10 muestra que para un mismo valor de LET, la  $f(D)$  es (dentro de la incertidumbre estadística) igual para dos iones diferentes, lo cual indica que el fenómeno supralineal, al menos en este intervalo de dosis, es una función independiente de la identidad de la partícula y depende solamente de la densidad de ionización. Tal resultado no había sido observado antes. Para confirmar lo observado, se requiere una medida de la función  $f(D)$  sobre un intervalo amplio de dosis para obtener el comportamiento lineal-supralineal-sublineal con diferentes iones de misma LET.

Por otro lado, de acuerdo con la teoría de interacción de trazas, TIM, [3, 23], la supralinealidad se asocia al alcance de los electrones secundarios a lo largo de la traza del ion, los cuales pueden alcanzar, a alta fluencia, otra traza vecina resultando en un incremento de la señal TL durante la etapa de recombinación (calentamiento) [3, 28]. En este trabajo, la fluencia máxima fue de  $5 \times 10^7$  iones  $\text{cm}^{-2}$  y la máxima energía estudiada fue de 40 MeV/A. Para un ion de 40 MeV/A, el alcance máximo de un

electrón secundario es del orden de  $60 \mu\text{m}$ . Si consideramos una distribución uniforme, la distancia promedio entre las trazas para una fluencia de  $10^6$  iones  $\text{cm}^{-2}$  es de aproximadamente  $10 \mu\text{m}$ , lo cual significa que las trazas están superpuestas para las fluencias estudiadas, por lo tanto el efecto de saturación debería ser observado [21]. Pero, como se puede observar, no se ha observado efecto de saturación para ninguno de los picos y ni para la señal TL total. Por otro lado, el incremento rápido con la LET de la contribución relativa del pico 8 en la curva de brillo (figura 5.11) y la relación mostrada entre la supralinealidad (figuras 4.5 y 4.7) y la eficiencia relativa (figura 5.17) sugieren que la supralinealidad observada refleja el llenado de las trampas en la etapa de irradiación durante la cual ocurre más de una ionización en un blanco sensible, como lo predice la TST.

Además, la concordancia obtenida para el inicio de la supralinealidad del pico 8 para la irradiación con iones de energía baja e intermedia, sugiere que el fenómeno de supralinealidad está asociado a la densidad de ionización producida en el medio durante el proceso de irradiación.

### **5.2.2 Forma de la curva de brillo**

La figura 5.11 muestra un resultado interesante, posible de interpretar como si algunos picos se originaran en una estructura común. Por ejemplo, para valores de LET  $\leq 6 \text{ keV}/\mu\text{m}$ , el pico 4 disminuye de manera paralela con el pico 5, lo cual sugiere que compartirán alguna estructura. Los picos 6b y 7 siempre aumentan juntos como función de la LET, lo que ocurriría si estos picos se originaran en una misma estructura. Del mismo modo, el pico 6a aumenta paralelamente con los picos 6b y 7 hasta aproximadamente  $10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ , sugiriendo que el pico 6a compartiría algunas estructuras con los picos 6b y 7. Lo interesante es que esta observación cualitativa a partir de la sistemática para iones corresponde a las coincidencias observadas en los parámetros  $E_0$  de la respuesta normalizada a rayos gamma.



Otro resultado importante es la separación en dos patrones tan diferentes observada en una misma curva de brillo inducida por los iones: Para los picos de baja temperatura la CR disminuye como una función de la densidad de ionización y para los de alta temperatura la CR aumenta con la LET. Además, la CR para los picos de alta temperatura muestra una dependencia con la identidad de la partícula (ver figura 5.12). Estos resultados indican que la forma de la curva de brillo podría usarse para determinar la LET e identificar el tipo de partícula en un campo de radiación desconocido.

### **5.2.3 Eficiencia relativa**

Como muestran las figuras 5.16 y 5.17, la ER medida también ha reflejado dos patrones distintos: la ER para los picos de baja temperatura (PBT) disminuye monótonicamente con la LET, mientras que para los de alta temperatura (PAT), la ER se incrementa, alcanza un máximo, y luego disminuye como una función de la LET. Además, se puede observar que los datos para los picos 6a, 6b, y 9 son cualitativamente similares al pico 7, mientras que para el pico 8, la ER es mucho más alta. Los altos valores observados para las eficiencias relativas de los PAT implican que estos picos son mucho más excitados por la radiación densamente ionizante que por radiación gamma.

El decrecimiento continuo de la ER como función de la LET observado para los PBT ha sido previamente reportado por nuestro grupo para la ER medida a bajas energías (alta LET) [14, 19] y es corroborado por las predicciones de la teoría de estructura de trazas [38]. Por otro lado, la ER medida para los PAT tiene un comportamiento similar a la eficiencia radiobiológica (RBE) para la inducción de daños celulares con iones. Esto sugiere que los picos de alta temperatura en LiF:Mg,Ti pueden imitar la respuesta de sistemas biológicos expuestos a irradiación con iones.

En términos de un entendimiento global de una respuesta TL del material a diferentes campos de radiación, los datos en las figuras 4.7, 5.16 y 5.17 indican una

fuerte correlación entre el grado de supralinealidad en la respuesta a rayos gamma del sistema y el incremento de la eficiencia inducida por iones. La respuesta de los picos 4 y 5 muestran la más baja supralinealidad a rayos gamma y sus eficiencias son menores que 1, mientras que los picos de alta-temperatura, fuertemente supralineales con rayos gamma, son eficientemente más excitados por partículas de alta LET que por gammas. Este comportamiento ha sido predicho desde ~1980 por Robert Katz y sus colaboradores mediante la TST [38-39, 78], asociando la respuesta supralineal a gamma a las estructuras de blanco de más que 1-golpe, las cuales son sensibles a la densidad de ionización de los iones a lo largo de sus trayectorias.

Como se mencionó en la sección 2.2.4.1, se han asociado los picos identificados en la curva de brillo de LiF:Mg,Ti con los dopantes de Mg y Ti [53, 65, 93], pero no se tienen todavía conocimientos de sus propiedades [53, 54, 94]. Entonces, una interpretación del máximo observado en la ER para un cierto valor de LET podría estar asociada a los complejos de defectos (dímeros, trímeros o tetrámeros etc) dentro de los cuales las trampas responsables de los picos de alta temperatura tienen una estructura tal, que más de un evento debe ser producido para que pueda ser activada por una partícula dada.

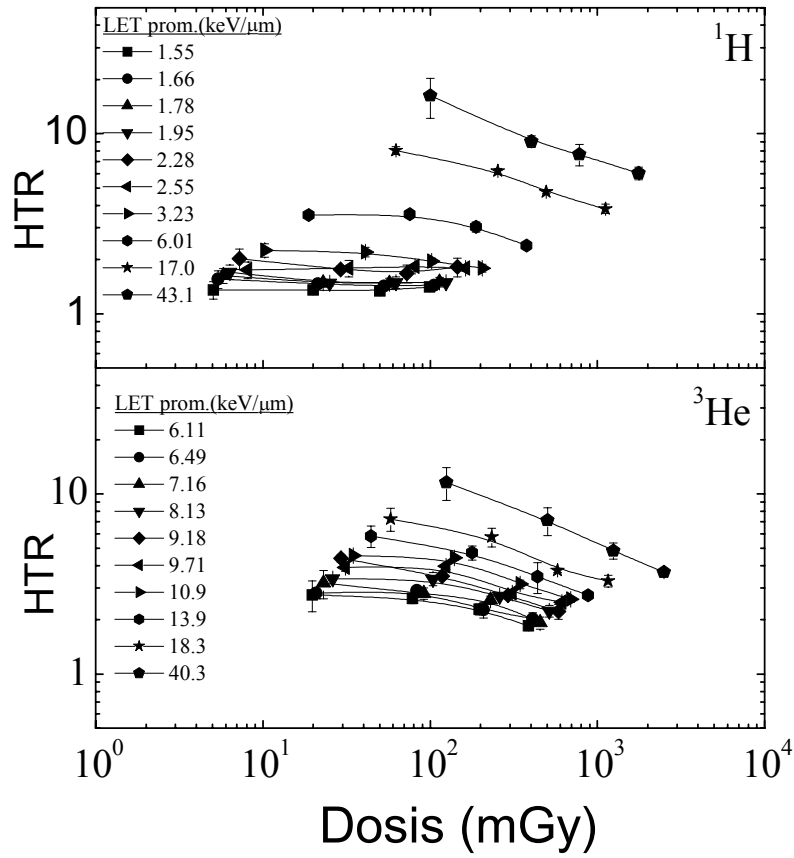
## 5.3 Aplicación de los resultados en la dosimetría espacial

### 5.3.1 El método HTR

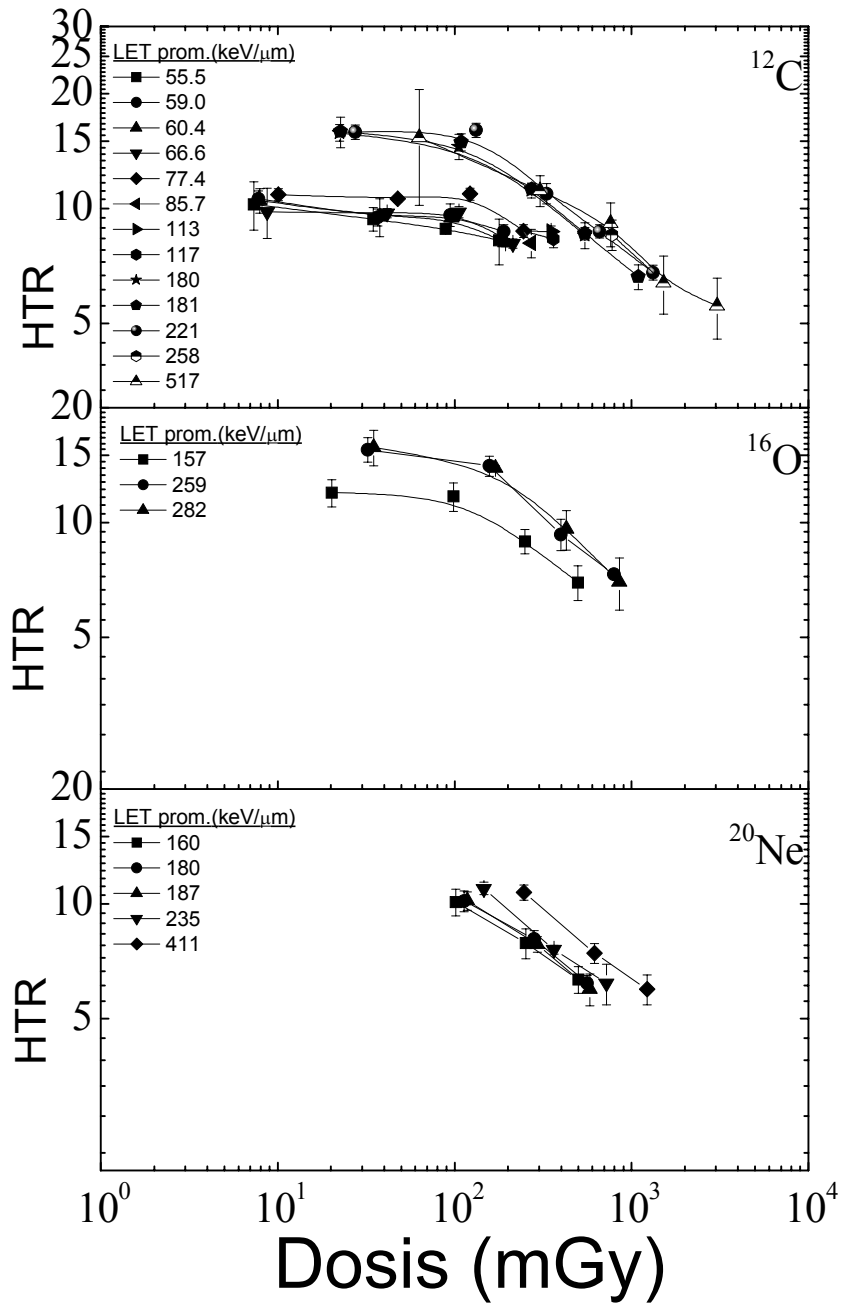
Como se ha mencionado en el capítulo I, el TLD-100 y sus parientes isotópicos TLD-600 y TLD-700, son comúnmente usados en dosimetría espacial y el método HTR (high temperature ratio) definido en la sección 3.5 ha sido propuesto para estimar la LET promedio y el factor de calidad en un campo de radiación mixto. Esto se basa en la supuesta independencia del HTR con la dosis. En este trabajo, hemos estudiado la viabilidad de este método, mediante un análisis detallado de la dependencia de la forma de la curva de brillo con la dosis absorbida, la partícula y la LET.

#### 5.3.1.1 Evaluación del método

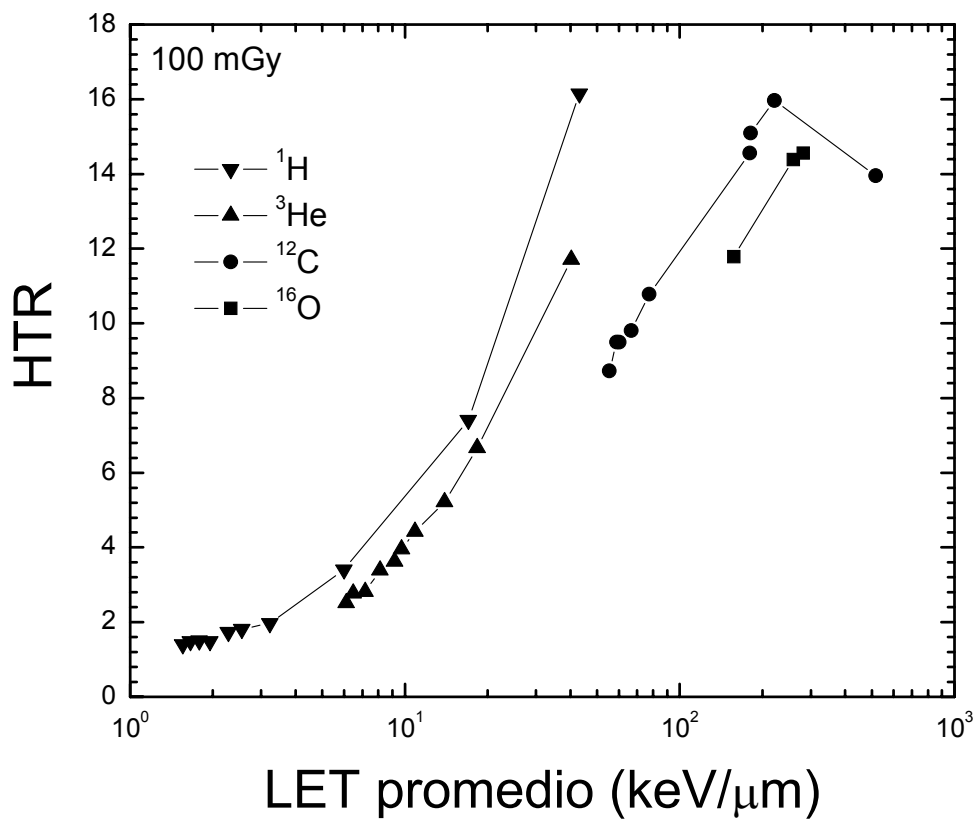
Basado en el hecho de que el método de cociente de área, CA, es el más preciso como se reporta en la sección 4.1.2, hemos evaluado el HTR usando la ecuación 3.13. Las figuras 5.18 y 5.19 muestran la dependencia del HTR con la dosis absorbida para los iones estudiados con diferentes valores de LET. Como puede darse cuenta, el HTR disminuye fuertemente como función de la dosis absorbida para dosis mayores que 100 mGy, lo cual es una consecuencia de que a esta dosis la respuesta de los picos de alta temperatura en la curva de brillo inducida por rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$  es supralineal (figuras 4.4 y 4.5). También, se observa en las figuras 5.18 y 5.19 que para una dosis dada, el HTR es una función creciente de la LET. Debido a la dependencia del HTR con la dosis, se ha evaluado el HTR como una función de la LET a una dosis fija de 100 mGy para cada uno de los iones. La figura 5.20 presenta este resultado. Se puede notar que el HTR es una función fuertemente dependiente de la densidad de ionización y de la partícula.



**Figura 5.18.** Cociente de alta temperatura, HTR, como función de la dosis para diferentes valores de LET para  $^1\text{H}$  y  $^3\text{He}$ .



**Figura 5.19.** Cociente de alta temperatura, HTR, como función de la dosis para diferentes valores de LET para  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$ .



**Figura 5.20.** Cociente de alta temperatura, HTR, como función de la LET para  $^1\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  y  $^{16}\text{O}$  evaluado a 100 mGy. Las líneas sirven de guía al ojo.

### 5.3.1.2 *Discusión de lo observado*

A pesar de que el *CA* para los iones es más o menos independiente de la dosis para casi todo el intervalo de dosis estudiado, el HTR, que compara la excitación relativa de los picos de alta temperatura para iones con respecto de rayos gamma, resulta ser una función que decrece fuertemente con la dosis para valores de dosis mayores que 100 mGy. Esto se debe a la supralinealidad de los picos de alta temperatura a irradiación gamma para dosis mayores que 100 mGy. Además, los resultados muestran que, para una dosis dada, el HTR aumenta cuando la LET incrementa. La evaluación del HTR como una función de la LET indica una dependencia importante con el tipo de partícula. En resumen, la dependencia del HTR con la LET y la identidad del ion significa que la forma de la curva de brillo de LiF:Mg,Ti puede proporcionar información, no solamente de la LET promedio, sino también de la identidad de una partícula dada en el campo de radiación espacial, lo cual es contrario a lo que se reporta en la literatura (ver figura 1.9) [72-75]. Basadas en las observaciones surgidas de este trabajo relacionadas con la forma de la curva de brillo y los diferentes patrones presentados entre los picos de baja y de alta temperatura de LiF:Mg,Ti expuesto a iones, un método llamado método de contribución relativa (MCR) está siendo analizado en nuestro laboratorio para evaluar dosis absorbida y LET promedio y así identificar la partícula incidente en un campo de radiación desconocido.

## **CAPÍTULO VI**

### **6 INTERPRETACIÓN DE LA EFICIENCIA RELATIVA EN TÉRMINOS DE LA TEORÍA DE ESTRUCTURA DE TRAZA**

En la sección 2.4.1, se describió detalladamente la fenomenología de la teoría de estructura de traza (TST), y en este capítulo se presenta la parte analítica del modelo. Además, se muestran los resultados de los cálculos hechos usando el modelo TST la comparación con los datos experimentales obtenidos en esta tesis y una discusión de los resultados obtenidos.

#### **6.1 Distribución radial de dosis**

La TST fue propuesta en 1965 para caracterizar el ancho de las trazas de iones pesados en emulsiones nucleares expuestas a rayos cósmicos. Allí, la distribución radial de dosis depositada por los electrones secundarios (rayos deltas) fue identificada como el criterio central para determinar la estructura de la traza. Más tarde, en 1967, el concepto de trazas fue utilizado para explicar la eficiencia relativa debida a la irradiación de sistemas físicos y biológicos con partículas cargadas pesadas. La TST se basa en un modelo paramétrico que relaciona la respuesta de los elementos sensibles (llamados blancos) de un detector, inducida por los electrones secundarios generados por rayos gamma, con la respuesta inducida por rayos delta generados por iones. La relación se obtiene a través de la distribución radial de dosis alrededor de la trayectoria del ion, con la idea de que estos blancos no podrán distinguir de dónde provienen los electrones que los atraviesan. Por ello, el conocimiento de la distribución radial de dosis y la geometría del volumen blanco son cruciales para establecer una conexión entre la respuesta de un detector a rayos gamma con su respuesta a iones.



En este trabajo, el cálculo de la distribución de dosis  $D(t)$  como función de la distancia radial  $t$  de la trayectoria de un ion de carga  $Z$  y velocidad  $\beta$  fue definida de acuerdo con Katz y colaboradores [105]:

$$D(t, \beta, Z) = \frac{Z^{*2}}{\beta^2} \frac{Ne^4}{mc^2} f_s(t) \frac{1}{t^2} f_L(t), \quad (6.1)$$

donde  $N$  es la densidad electrónica,  $Z^*$  es la carga efectiva del ion y está definida por:

$$Z^* = Z \left[ 1 - \exp\left(\frac{-125\beta}{Z^{2/3}}\right) \right]. \quad (6.2)$$

La función  $f_s$  modifica el comportamiento de la distribución radial de dosis a distancias cortas y se representa por:

$$f_s(t) = \left( \frac{10^{-7}}{t} + c_1 \right)^{-1}, \quad (6.3)$$

con  $c_1 = 0.6 + 1.7\beta$ .

La función  $f_L$  modifica el comportamiento a larga distancia de la trayectoria del ion y está dada por:

$$f_L(t) = \exp\left[-(t/0.37T_{max})^2\right]. \quad (6.4)$$

$T_{max} = r$  es el alcance máximo de los electrones secundarios generados por los iones y fue calculado mediante una expresión empírica basada en medidas experimentales de acuerdo con Cucinotta y colaboradores [104]:

$$r = a_1 \left[ \frac{1}{a_2} \log(1 + a_2 \tau) - a_3 \tau (1 - a_4 \tau^{a_5}) \right]$$

donde

$$\tau = w_{\max} / m, \quad w_{\max} = \frac{2mc^2 \beta^2}{1 - \beta^2}, \quad (6.5)$$

$$a_1 = b_1 A_T / Z_T^{b_2}, \quad a_2 = b_3 Z_T, \quad a_3 = b_4 - b_5 Z_T, \quad a_4 = b_6 - b_7 Z_T, \quad a_5 = b_8 / Z_T^{b_9}$$

con  $b_1 = 0.2335 \pm 0.0091$ ,  $b_2 = 1.290 \pm 0.015$ ,  $b_3 = (1.78 \pm 0.36) \times 10^{-4}$ ,  $b_4 = 0.9891 \pm 0.0010$ ,  $b_5 = (3.01 \pm 0.35) \times 10^{-4}$ ,  $b_6 = 1.468 \pm 0.090$ ,  $b_7 = (1.180 \pm 0.097) \times 10^{-2}$ ,  $b_8 = 1.232 \pm 0.067$  y  $b_9 = 0.109 \pm 0.017$ .  $m$  es la masa del electrón.

La ecuación 6.1 representa la dosis promedio depositada en un volumen sensible de radio  $a_0 \sim 0$ , a grandes distancias donde  $t$  es mayor que  $3a_0$ . El uso de esta ecuación para calcular la sección eficaz se llama "aproximación de blanco puntual" válida donde todos los elementos sensibles, a través de los cuales pasa el ion, son activados. Para distancias menores que  $3a_0$ , la dosis promedio,  $D(t, a_0, \beta, Z)$ , depositada por los rayos delta en un elemento sensible de radio  $a_0$  cuyo centro está a una distancia  $t$  de la trayectoria del ion se calcula por medio de la siguiente ecuación propuesta por Hansen [117]:

$$D(t, a_0, \beta, Z) = \frac{1}{\pi a_0^2} \int_{t_0 - a_0}^{t_0 + a_0} D(t, \beta, Z) 2\phi t dt$$

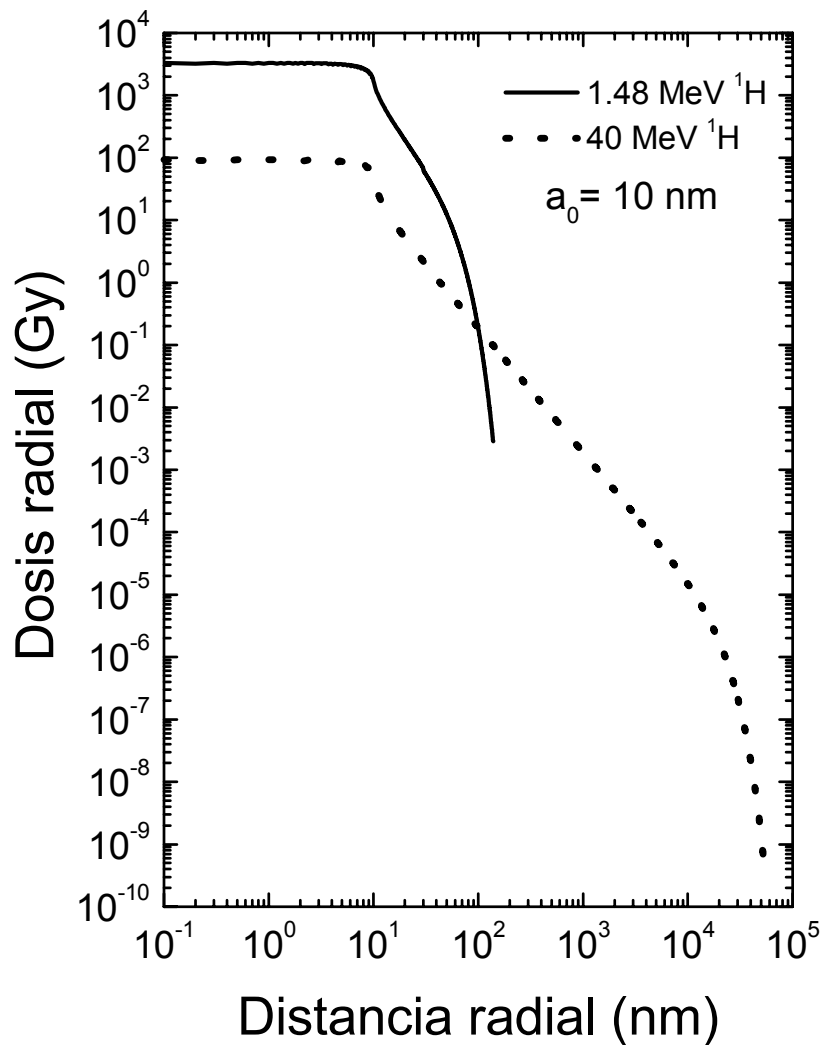
donde

(6.6)

$$\phi = 2 \arctan \sqrt{\frac{a_0^2 - (t_0 - t)^2}{(t_0 - t)^2 - a_0^2}} \quad \text{para } (t_0 + t) > a_0$$

$$\phi = \pi \quad \text{para } (t_0 + t) \leq a_0$$

$t_0$  se usa como la distancia variable de la trayectoria del ion al centro del elemento sensible, mientras que  $t$  se mantiene como la distancia variable dentro del volumen sensible.  $D(t, \beta, Z)$  está definida en la ecuación (6.1) y  $\phi$  es una función geométrica que determina la forma del volumen sensible, el cual corresponde a un cilindro. El uso de la ecuación 6.6 se llama “aproximación de blanco extendido”.



**Figura 6.1.** Distribución radial de dosis calculada para dos energías de protones en un blanco sensible con radio de 10 nm, de acuerdo a las predicciones de la TST.

La figura 6.1 muestra la distribución radial de dosis en LiF en un cilindro de radio  $a_0 = 10$  nm, para iones de hidrógeno de 40 MeV y de 1.48 MeV, calculada según la TST.

## 6.2 Sección eficaz de activación y la respuesta TL

Como se ha visto en la sección 4.1.3, hemos determinado los componentes asociados a cada uno de los picos presentes en LiF:Mg,Ti usando las curvas de dosis respuesta TL a rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ , encontrando que los picos están compuestos por una combinación de componentes de 1 y 2-golpes. Entonces, hay que calcular la respuesta TL para la componente de 1-golpe y para la de 2-golpes. El material que sigue proviene de las refs. [38-39].

Para un elemento sensible de 1-golpe, la señal TL inducida por un haz de iones está dada por la siguiente ecuación:

$$k_1 = 1 - e^{-\sigma_1 F} = 1 - e^{-\sigma_1 D_i / L}, \quad (6.7)$$

donde  $F$  es la fluencia de partículas,  $D_i$  es la dosis depositada por una partícula dada,  $L$  es la LET de la partícula y  $\sigma_1$  es la sección eficaz de activación por una partícula, calculada como una función de  $Z$ ,  $\beta$ ,  $a_0$  y  $E_{01}$  por la siguiente ecuación:

$$\sigma_1 = \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max} + a_0} 2 \pi t P\left(c = 1, \frac{D(t, a_0, \beta, Z)}{E_{01}}\right) dt \quad (6.8)$$

donde  $P(c=1, D(t, a_0, \beta, Z)/E_{01})$  tiene el mismo significado que la ecuación 4.1,  $t$  es la distancia radial a la trayectoria del ion,  $\tau_{max}$  es el alcance máximo de los rayos delta en el medio,  $D(t, a_0, \beta, Z)$  es la dosis promedio calculada con las ecuaciones 6.1 y 6.6 y  $E_0$  es la dosis característica cuyo valor se presenta en la tabla 4.2.

La sección eficaz de activación para la componente de 2-golpes está dada por:

$$\sigma_2 = \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max} + a_0} 2 \pi t P\left(c = 2, \frac{D(t, a_0, \beta, Z)}{E_{02}}\right) dt. \quad (6.9)$$

Los símbolos tienen los mismos significados que en la ecuación (6.8).

Para la respuesta de una componente de 2-golpes, hay que incluir los modos ion-kill y gamma-kill para que el elemento sensible no sea activado, como se mencionó en la sección (2.4.1).

La fracción de dosis depositada por el haz que contribuye al modo ion-kill (acción directa del ion) está dada por:

$$P_I = \sigma_2 / \sigma_0, \quad (6.10)$$

donde  $\sigma_0 = 1.18 \pi a_0^2$  es la sección eficaz de saturación, la cual corresponde a la sección eficaz geométrica multiplicada por un factor que toma en cuenta el efecto de los rayos delta alrededor de la trayectoria del ion.

La probabilidad de que un elemento sensible sobreviva en el modo ion-kill después de una fluencia F está definida como:

$$\Pi_i = e^{-\sigma_2 F}, \quad (6.11)$$

La fracción de dosis que contribuye para que el elemento sensible no sea activado en el modo gamma-kill es entonces  $(1-P_i)FL$  y la probabilidad de que un elemento sobreviva en este modo está dada de la distribución de Poisson acumulativa de 2-golpes como:

$$\Pi_{\gamma} = 1 - P\left(c = 2, \frac{(1 - P_I)FL}{E_{02}}\right), \quad (6.12)$$

Entonces, la fracción total de elementos sensibles que sobreviven después de una fluencia  $F$  es el producto de las probabilidades de sobrevivencia en los modos ion-kill y gamma-kill, respectivamente; es decir  $\Pi_i \Pi_{\gamma}$ , por lo que la probabilidad de que un elemento sensible sea activado es  $(1 - \Pi_i \Pi_{\gamma})$  y corresponde a la contribución del otro componente en la respuesta del detector:

$$k_2 = 1 - \Pi_i \Pi_{\gamma}, \quad (6.13)$$

En este trabajo hemos calculado dos valores de  $k_2$  para los picos de alta temperatura debido a que tienen 2 componentes de 2-golpes (esto, determinado en la sección 4.2.3, por la respuesta a los rayos gamma).

Finalmente, la respuesta TL total de un detector expuesto a un haz de partículas de fluencia  $F$  es obtenida como la suma de todos las componentes:

$$TL(D_i) = Rk_1 + (1 - R)k_2, \quad (6.14)$$

$R$  tiene el mismo significado que en el caso de la ecuación 4.3, es decir la contribución relativa de cada componente.

### 6.3 Evaluación de la eficiencia relativa

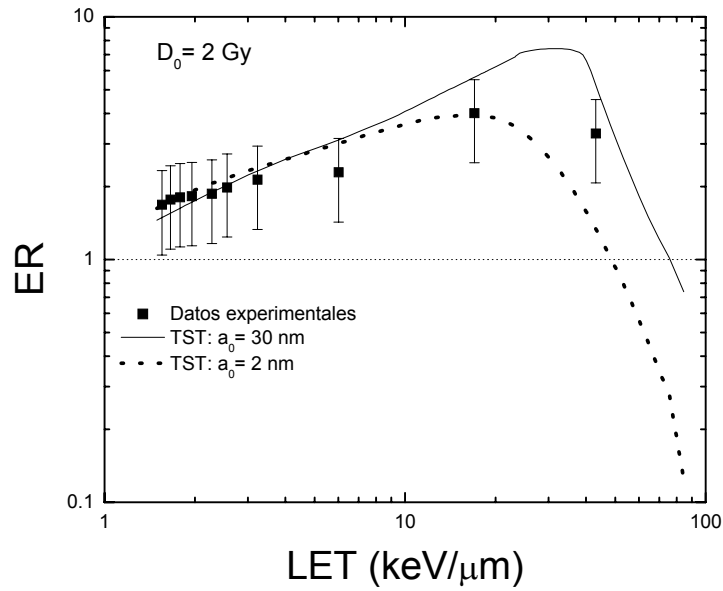
La eficiencia relativa (ER) se evalúa usando las ecuaciones 4.3 y 6.14, como el cociente entre la respuesta a iones y a rayos gamma para una dosis específica  $D_0$ :

$$ER = \frac{TL_{PCP}(D_0)}{TL_{\gamma}(D_0)}. \quad (6.15)$$

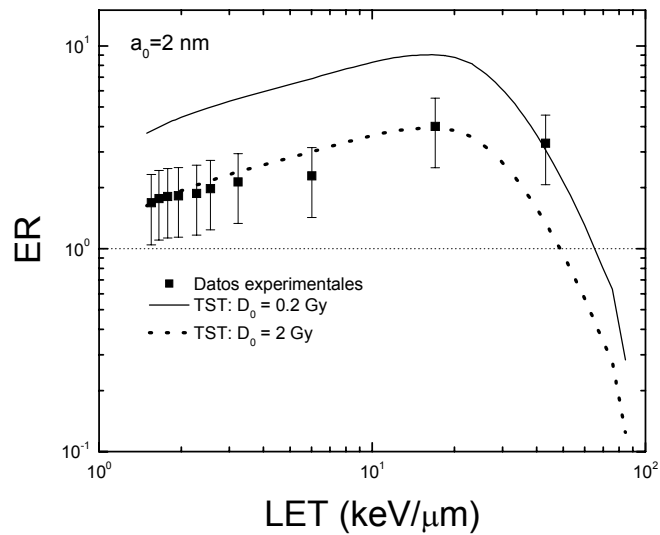
Se escribió un programa en lenguaje Fortran para calcular la distribución radial de dosis, las secciones eficaces de activación y las eficiencias. El apéndice C presenta este programa. Se hicieron los cálculos en pasos de 0.25  $\mu\text{m}$  a lo largo de la trayectoria del ion dentro del dosímetro.

Como se puede ver en las ecuaciones 6.8 y 6.9, la sección eficaz de activación depende del alcance de los rayos delta relativo al tamaño del blanco sensible. Los cálculos fueron realizados variando el tamaño del blanco sensible,  $a_0$ , y la dosis específica,  $D_0$ . La figura 6.2 presenta la ER del pico 7 de LiF:Mg,Ti para protones, calculada para  $a_0 = 30 \text{ nm}$  y  $a_0 = 2 \text{ nm}$  a una dosis  $D_0$  igual a 2 Gy. La figura 6.3 muestra la ER calculada para  $a_0 = 2 \text{ nm}$ , a dosis  $D_0$  iguales a 0.2 y 2 Gy. Se puede observar en la figura 6.2 que para valores de LET mayores que aproximadamente 40  $\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$ , la ER calculada para  $a_0$  igual a 30 nm decrece en una manera abrupta. Esto se debe a que a estas energías, el alcance de los rayos delta es menor que el tamaño del blanco sensible  $a_0$  y consecuentemente, el modelo falla. Antes que el modelo falle, se observa una débil dependencia de la ER con  $a_0$ . La disminución de la ER observada en la figura 6.3 cuando se aumenta la dosis específica,  $D_0$ , se debe a que, a esta dosis la respuesta a los rayos gamma es altamente supralineal (figura 4.7). Los cálculos son fuertemente dependientes del valor de  $D_0$  escogido.

Las curvas mostradas en la figura 6.4 son las predicciones de la TST calculadas para la ER inducida por los cinco iones estudiados en este trabajo tomando en cuenta los parámetros para irradiación con rayos gamma presentados en la tabla 4.2 y usando 200 mGy como la dosis específica  $D_0$ , requerida por el modelo. Este valor corresponde al límite observado de la respuesta lineal bajo irradiación con rayos gamma de  $^{60}\text{Co}$ .

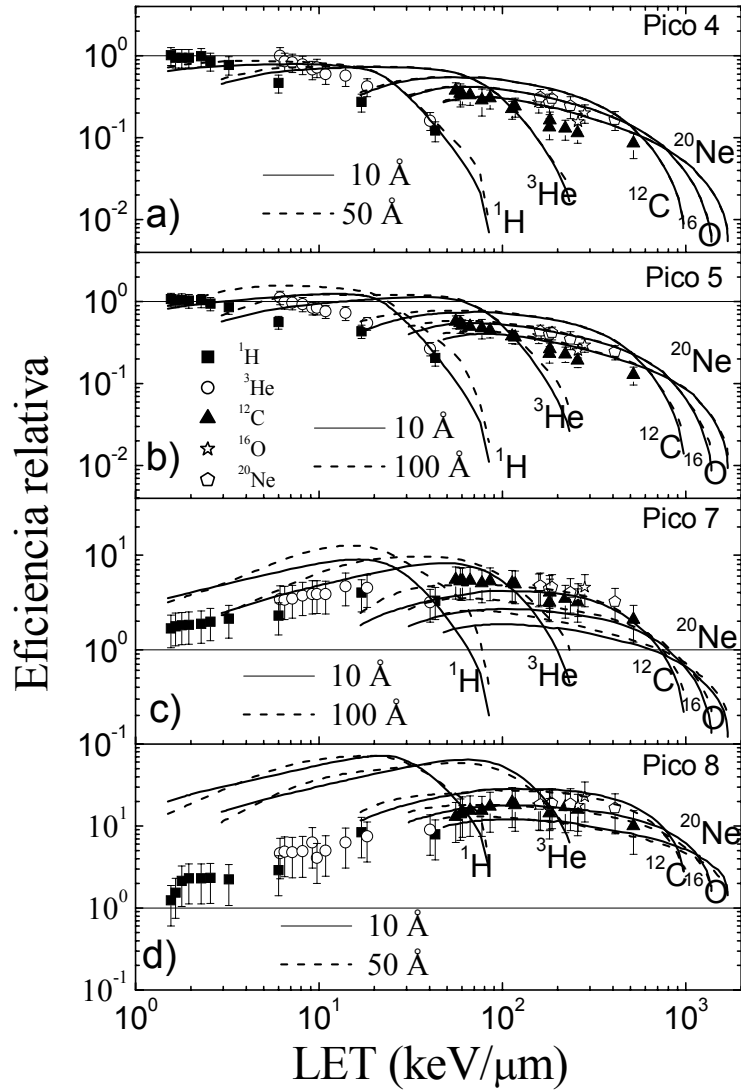


**Figura 6.2** Eficiencia relativa, ER, calculada de acuerdo con las predicciones de la TST para dos tamaños de blanco sensible  $a_0$  a una dosis  $D_0 = 2$  Gy, comparada con las medidas experimentales obtenidas en este trabajo.



**Figura 6.3.** Eficiencia relativa, ER, calculada de acuerdo con las predicciones de la TST para dos valores de dosis a un tamaño de blanco sensible  $a_0 = 2$  nm, comparada con las medidas experimentales obtenidas en este trabajo.





**Figura 6.4** ER medida para los picos 4, 5 7 y 8 como una función de la LET. Las curvas representan las predicciones de la TST como está explicado en el texto para dos valores de  $a_0$  para cada pico. El valor de  $D_0$  es de 0.20 Gy.

Como se puede observar, el modelo reproduce las características globales de los datos, y se describe correctamente el decrecimiento monótono de la eficiencia como una función de la LET para los picos de baja-temperatura, así como el incremento de la ER para los picos de alta-temperatura.

## 6.4 Discusión de los resultados de este capítulo

El modelo TST contiene como un parámetro el tamaño del blanco estructurado asociado a cada pico en la curva de brillo,  $a_0$ . Cálculos exploratorios han mostrado que  $a_0$  determina débilmente la magnitud de la ER y la posición del máximo. Como una ilustración, la figura 6.4 muestra cálculos para dos valores diferentes de  $a_0$  para cada pico. Los valores escogidos, 2 y 30 nm son una estimación razonable [38, 54] para el tamaño de los posibles sitios sensibles responsables de los picos TL en LiF:Mg,Ti.

Waligórski y Katz [38] esperaban que la ER para el pico 5 en LiF:Mg,Ti excediera 1, alcanzando hasta  $\approx 2$  para irradiación con protones de  $1\text{-}2 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ , proveyendo así una indicación clara del tamaño del blanco. Tal resultado no es observado experimentalmente. Además, la calidad de la concordancia entre la TST y los datos para los iones individuales no permite una determinación experimental de  $a_0$ .

La figura 6.4 muestra que el modelo sobrestima la ER medida de los picos de alta temperatura para los iones ligeros, limitación que ha sido reportada recientemente después de estudios realizados con un sistema biológico, tal como muestra la figura 2.7 [100].

# CAPÍTULO VII

## 7 CONCLUSIONES

### 7.1 Respuesta de LiF:Mg,Ti a rayos gamma

#### 7.1.1 Linealidad

Este estudio fue realizado para determinar el inicio y la magnitud de la respuesta supralineal de los picos 4 a 9 en LiF:Mg,Ti (TLD-100) después de haber sido expuesto a irradiación gamma de  $^{60}\text{Co}$ . Los picos de alta-temperatura (después del pico 5) son mucho más supralineales que los picos 4 y 5. Los máximos valores observados de  $f(D)_{max}$  son del orden de 2 - 4 para los picos 4 y 5, y  $\approx 200$  para el pico 8. Hemos encontrado que los picos 4 y 5 son lineales hasta  $\approx 1000 - 5000$  mGy, mientras que los picos individuales de alta-temperatura son lineales solamente hasta  $\approx 50 - 200$  mGy. Las dosis en donde se pierde estrictamente la respuesta lineal son más bajas que las establecidas previamente [59] pero, dado que estudios independientes han identificado la influencia que las condiciones experimentales pueden tener en los puntos específicos del abandono de la linealidad, una aplicación precisa de estos resultados a medidas de dosis requiere su propia calibración.

#### 7.1.2 Forma de la curva de brillo

Hemos investigado la evolución de la estructura de alta-temperatura con respecto al pico 5 como una función de la dosis. Como una consecuencia de la dependencia lineal con la dosis de todos los picos hasta aproximadamente 100 mGy, la intensidad relativa de los picos es una constante para valores de dosis más bajos que 100 mGy. Después, los diferentes comportamientos supralineales se reflejan en la forma de la curva de brillo. Hemos probado dos métodos alternativos para cuantificar la evolución de la forma de la curva de brillo, uno basado en el cociente entre las alturas

de los picos y uno basado en el cociente de áreas. Este último método da resultados más precisos, al precio de requerir un protocolo de deconvolución muy estricto. Ambos métodos indican un cambio abrupto de la forma de la curva de brillo a los valores de dosis donde los picos 6b y 7 dejan de ser lineales. En vista de estos resultados, cualquier comparación entre los cocientes de los picos requiere una evaluación previa de la constancia de la forma de la curva de brillo bajo condiciones idénticas de horneado, lectura de la señal TL y lote de dosímetros.

## **7.2 Respuesta de LiF:Mg,Ti a irradiación con iones**

### **7.2.1 Linealidad**

Hemos realizado un estudio sistemático de la respuesta TL inducida por bajas fluencias de iones de  $^1\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  y  $^{20}\text{Ne}$  con energías desde 1 hasta 40 MeV/A en un intervalo amplio de LET desde 1.55 hasta 517 keV/ $\mu\text{m}$ . Los resultados indican que la intensidad de la luz emitida es una función lineal de la energía depositada, excepto para el pico 8. También hemos encontrado que la respuesta TL es una función de la densidad de ionización y de la partícula, lo cual sugiere que se podría determinar simultáneamente más de una variable del campo de radiación a partir de la medida de la curva de brillo.

Por otro lado, la supralinealidad observada en la respuesta del pico 8 revela que, para esta estructura particular, el fenómeno supralineal no es una función de la partícula en el intervalo de fluencia explorado en este trabajo. Tal resultado no había sido reportado antes.

### **7.2.2 Forma de la curva de brillo**

La evaluación de los picos individuales en la curva de brillo como una función de la LET ha proporcionado información importante sobre la estructura microscópica de los defectos en LiF:Mg,Ti, revelando dos patrones totalmente diferentes: Para los picos

llamados de baja temperatura (menor que 225 °C) su presencia relativa disminuye con la LET y para los picos llamados de alta temperatura (arriba de 225 °C) cuya presencia relativa en la curva de brillo se incrementa cuando la LET aumenta. Los resultados indican que algunos picos (trampas) se originarían en estructuras comunes.

Por otro lado, los resultados indican que la forma de la curva de brillo inducida por iones es una función de la dosis absorbida para dosis mayores que 100 mGy y es una función de la LET y de la identidad de la partícula incidente, lo cual concuerda con la sistemática reportada previamente a bajas energías [19, 66]. Esto indica que la LET no es el único parámetro para describir la respuesta TL inducida por iones, como se ha reportado previamente. Por ello, además de la identidad de la partícula, es necesario un conocimiento independiente de la dosis para extraer la LET promedio usando el método HTR.

La contribución relativa de los picos de alta temperatura indica que la forma de la curva de brillo puede parametrizarse como una función de la Z del ion incidente. Aprovechando este resultado y la dependencia de la curva de brillo con la LET, estamos analizando un método para evaluar la LET promedio y la dosis absorbida e identificar las partículas en un campo de radiación desconocido.

### **7.2.3 Eficiencia relativa**

El incremento observado de la ER como una función de la LET para los picos de alta temperatura sugiere que la respuesta TL de LiF:Mg,Ti podría imitar la respuesta de sistemas biológicos expuestos a irradiación de iones, permitiendo el uso de este material para determinar, no solamente la dosis absorbida, sino también el equivalente de dosis [118], al precio de una deconvolución cuidadosa y un análisis minucioso de la curva de brillo. Además, las grandes diferencias entre los picos de baja y de alta temperatura indican que, en principio, el LiF:Mg,Ti puede ser considerado como un sistema compuesto de varios detectores independientes que permiten medir la LET promedio e identificar las partículas en campos de radiación desconocidos.

### 7.3 Conclusiones generales

Como se había planteado al inicio de este trabajo, hemos realizado un estudio amplio de la respuesta TL de LiF:Mg,Ti (TLD-100) expuesto a 5 iones con 41 valores de LET, cuidando todos los detalles que podrían influir en el resultado final. Esto ha permitido obtener información que no había sido reportada antes.

El resultado más importante de este trabajo ha sido descubrir en los picos de alta temperatura de LiF:Mg,Ti una eficiencia TL a partículas altamente ionizantes (iones) mucho mayor que la de rayos gamma. Creemos que es la primera vez que se observa tal comportamiento sistemático para un sistema físico. Siendo el LiF:Mg,Ti un material dosimétrico, este descubrimiento puede tener consecuencias prácticas de interés pues asemeja al comportamiento de los sistemas biológicos.

La forma de la curva de brillo inducida por iones revela información relacionada con la estructura microscópica de los defectos en el cristal, teniendo dos patrones diferentes dependiendo del intervalo de temperatura de estimulación térmica. Además la forma de la curva de brillo puede usarse para determinar la LET promedio e identificar las partículas simultáneamente en un campo de radiación mixto, debido a su dependencia con la LET y la partícula. Estos nuevos resultados son consistentes con lo observado a bajas energías en el Peletrón.

En lo que se refiere a la dosimetría espacial, hemos analizado el método HTR encontrando que, al menos bajo las condiciones experimentales de nuestro trabajo, este método está limitado a dosis de rayos gamma menor o igual que 100 mGy. Propondremos, en el futuro, un método alternativo de contribución relativa, basado en la forma de la curva de brillo inducida por iones, donde la respuesta es lineal en un intervalo de dosis más amplio.

Creemos que esta tesis entrega resultados experimentales que aumentan nuestro conocimiento sobre la generación del proceso TL en LiF:Mg,Ti por partículas

débil y altamente ionizantes. Al mismo tiempo, se plantean nuevas preguntas tales como el reflejo de estos procesos microscópicos dependientes de la LET en la respuesta TL a radiación electromagnética de baja energía, en que los electrones secundarios se pueden considerar altamente ionizantes en buena parte de su trayectoria. Este estudio podría tener consecuencia directa en la dosimetría clínica asociada al uso de fuentes de rayos X y gamma en tratamientos de braquiterapia.

Finalmente, los dos patrones observados en la respuesta de los picos de la curva de brillo del LiF:Mg,Ti expuesto a iones ofrecen evidencias de que los centros de trampa responsables de los picos de baja temperatura tienen propiedades diferentes de los de alta temperatura, es decir, habría dos tipos de estructuras de defectos formados durante la irradiación que incluyen a los dopantes (Mg y Ti) en el cristal. Además, el máximo observado en la eficiencia relativa podría ser el reflejo de la estructura de las trampas responsables de los picos de alta temperatura dentro de los complejos de defectos (dímeros, trímeros o tetrámeros etc). Este resultado puede jugar un papel importante en la investigación de los mecanismos de recombinación electrón-agujero en la materia condensada, es decir, en el estudio de las estructuras espaciales y electrónicas de los defectos en sólidos. Para confirmar esta hipótesis se requiere un análisis fenomenológico que tome en cuenta la estructura de los defectos a nivel atómico.

## 8 REFERENCIAS

- [1] Daniels F., Boyd C. A., and Sanders D.F. 1953 Thermoluminescence as a research tool, *Science* 117 343-349
- [2] Suntharalingam N. and Cameron J. R. 1969 Thermoluminescent of Lithium Fluoride to radiations with different LET *Phys. Med. Biol.* **14** 397-410
- [3] Attix F. H. 1975 Further consideration of the track-interaction model for thermoluminescence in LiF (TLD-100) *J. Appl. Phys.* **46** 81-88
- [4] 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 Bach composition *Phys. Med. Biol.* **24** 1268-1275
- [5] Horowitz Y. S, Kalef-Ezra J, Moscovitch M. and Pinto H. 1980 Further studies on the non-universality of the TL-LET response in thermoluminescent LiF and Li<sub>2</sub>B<sub>4</sub>O<sub>7</sub>: The effect of high temperature TL *Nucl. Instr. Meth.* **172** 479-485
- [6] Montret-Brugerolle M. 1980 *Distribution spatiale de l'énergie déposée par des ions énergétiques dans les milieux condensés étudiés par thermoluminescence*, Tesis de doctorado, (Université Clermont-Ferrand II, France)
- [7] Mckeever S. W. S. 1985 *Thermoluminescence of solids* (Cambridge CUP)
- [8] 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** 27-30
- [9] Gamboa-deBuen I. 1996 *Medida de la respuesta termoluminiscente (Eficiencia y Supralinealidad) de LiF: Mg,Ti expuesto a radiación altamente ionizante*, Tesis de doctorado (UNAM, México)
- [10] Gamboa-deBuen I., Rodríguez-Villafuerte M., Ruiz C.G., Brandan M.E. and Rogers R.C. 1998 Thermoluminiscent Properties of LiF:Mg,Ti Exposed to 120 MeV <sup>12</sup>C ions, Progress in Research, Cyclotron Institute, TAMU IV-14
- [11] Gamboa-deBuen I., Ruiz C., Oliver A., López K., and Brandan M.E. 1998 Measurement of Thermoluminiscent Response (Supralinearity and Efficiency) of LiF:Mg, Ti Exposed to 0.7 MeV protons *Nucl. Instr. Meth. B* **134** 136-148



- [12] Horowitz Y. S. and Kalef-Ezra J. 1981 Relative thermoluminescent response of LiF-TLD to  $^{252}\text{Cf}$  fission fragments *Nucl. Instr. Meth.* **187** 519-525
- [13] Geiß O. B., Krämer M. and Kraft G. 1998 Efficiency of thermoluminescent detectors to heavy charged particles *Nucl. Instr. Meth. B* **142** 592-598
- [14] Ávila O., Gamboa-deBuen I. and Brandan M. E. 1999 Study of the energy deposition in LiF by heavy charged particle irradiation and its relation to the thermoluminescent efficiency of the material *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** 1175-1181
- [15] Rodríguez-Villafuerte M 1999 A Monte Carlo Approach to the Track Interaction Model to Explain Supralinearity in the Thermoluminescence Response *Nucl. Instr. Meth. B* **152** 105–114
- [16] Rodríguez-Villafuerte M. and Brandan M.E. 1999 Influence of the radiation field and track shape on the supralinear response of TLD-100 to heavy charged particles *Radiat. Prot. Dosim.* **84** 73-76
- [17] Rodríguez-Villafuerte M., Buenfil A. E., Gamboa-deBuen I., Ruiz-Trejo C., Brandan M.E., Yossian D., Satinger D., Horowitz Y.S. 2000 Study of the TL response of LiF:Mg,Ti to 3 and 7.5 MeV helium ions: Measurement and interpretation in terms of the track interaction model *Nucl. Instr. Meth. B* **160** 377-386
- [18] Gamboa-deBuen I, Avilés P, Rodríguez-Villafuerte M, Buenfil A E, Ruiz C G and Brandan M E 2001 Supralinear response and efficiency of LiF:Mg,Ti to 0.7, 1.5 and 3 MeV protons *Nucl. Instr. Meth. B* **183** 487-496
- [19] Brandan M.E., Gamboa-deBuen I., and Rodríguez-Villafuerte M. 2002 Thermoluminescence induced by heavy charged-particles *Radiat. Prot. Dosim.* **100** 39-44
- [20] Horowitz Y. S. 1981 The theoretical and microdosimetric basis of thermoluminescence and applications to dosimetry *Phys. Med. Biol.* **26** 765-824
- [21] Horowitz Y. S., Moscovitch M. and Dubi A. 1982 Response curve for the thermoluminescence induced by alpha particles: interpretation using track structure theory *Phys. Med Biol.* **27** 1325-1338

- [22] Kalef-Ezra J. and Horowitz Y. S. 1982 Heavy charged particle thermoluminescence dosimetry: track structure theory and experiments *Int J. Appl. Radiat. Isot.* **33** 1085-1100
- [23] Kalef-Ezra J. and Horowitz Y. S. 1982 Heavy charged particle thermoluminescence dosimetry: track structure theory and experiments *Int J. Appl. Radiat. Isot.* **33** 1085-1100
- [24] Horowitz Y. S. 1990 Mathematical modelling of TL supralinearity for heavy charged particles *Radiat. Prot. Dosim.* **33** 75-81
- [25] Horowitz Y. S. and Rosenkrantz M. 1990 Track interaction theory for heavy charged particle TL supralinearity *Radiat. Prot. Dosim.* **31** 71-76
- [26] 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** 205-217
- [27] Horowitz Y S, Satinger D, Oster L, Issa N, Brandan M E, Ávila O, Rodríguez-Villafuerte M, Gamboa-deBuen I, Buenfil A E. and Ruiz-Trejo C 2001 The Extended Track Interaction Model. Supralinearity and Saturation. He-ion Fluence Response in Sensitised TLD-100 *Radiat. Meas.* **33** 459–473
- [28] Horowitz Y. S., Ávila O., Rodríguez-Villafuerte M. 2001 Theory of Heavy Charged Particle Response (Efficiency and Supralinearity) in TL Materials, *Nucl. Instr. Meth. B* **184** 85-112
- [29] Avilés P. 1998 *Respuesta termoluminiscente de LiF:Mg,Ti irradiado con protones de 1.5 y 3 MeV* Tesis de Maestría (UNAM, México)
- [30] Avilés P, Gamboa-deBuen I, Rodríguez-Villafuerte M, Buenfil A E, Ruiz-Trejo C, López K and Brandan M E 1999 Thermoluminescent response of TLD-100 to low energy protons *Radiat. Prot. Dosim.* **84** 83–6
- [31] Gamboa-deBuen I. and Brandan M. E 1996 Influence of Annealing on TLD-100 Response to 5.3 MeV  $\alpha$ -particles *Appl. Radiat. Isot.* **47** 111-114
- [32] Buenfil A. E. and Brandan M. E. 1997 Influence of Repeat Use and Annealing Atmosphere on LiF TLD-100 Response to  $\alpha$ -particles *Appl. Radiat. Isot.* **48** 1193-1196

- [33] Gamboa-deBuen I, Buenfil A E, Rodríguez-Villafuerte M, Ruiz C. G., Zárata-Morales A. and Brandan M E 1996 Supralinearity in the response of TLD-100 to 5.3 MeV alpha particles *Radiat. Prot. Dosim.* **65** 13–16
- [34] Massillon-JL G., Gamboa-deBuen I. and Brandan M. E. 2003 Thermoluminescent response of LiF:Mg,Ti exposed to low-fluences of light ions, *Proc. First ICFA Instrumentation School on Instrumentation in elementary particle physics (Morelia Mexico) (AIP Conf. Proc.674)* ed L. Villaseñor and V. Villanueva (New York: AIP) pp 355-358
- [35] Brandan M. E. Angeles O. and Mercado-Urbe H. 2006 Phenomenological study of the ionization density-dependence of TLD-100 peak 5a *Radiat. Prot. Dosim.* at press
- [36] Rodríguez-Villafuerte M., Ávila O., Buenfil A. E., Gamboa-deBuen I., Ruiz C. G. and Brandan M. E. 2006 Response of LiF:Mg,Ti to low energy carbon and oxygen ions *Radiat. Prot. Dosim.* at press
- [37] Katz R., Sharma S. C. and Homayoonfar M. 1972 Detection of energetic heavy ions *Nucl. Instr. Meth.* **100** 13-32
- [38] Waligórski M. P. R. and Katz R. 1980 Supralinearity of peak 5 and peak 6 in TLD-700 *Nucl. Instr. Meth.* **172** 463-470
- [39] Waligórski M. P. R. and Katz R. 1980 Supralinearity of peak 5 and peak 6 in TLD-700 *Nucl. Instr. Meth.* **175** 48-52
- [40] Mukherjee B., Ronningen R. M. And Cross P. 2002 Relative thermoluminescence efficiency of TLD-600 and TLD-700 dosimeters irradiated with 59.8 MeV per nucleon krypton-86 ions *Radiat. Prot. Dosim.* **100** 537-539
- [41] Olko P. 2004 Microdosimetric modelling of the relative efficiency of thermoluminescent materials *Radiat. Meas.* **38** 781-786
- [42] Benton E. R., Frank A. L. and Benton E. V. 2000 TLD efficiency of  $^7\text{LiF}$  for doses deposited by high-LET particles *Radiat. Meas.* **32** 211-214
- [43] Yasuda H. and Fujitaka 2000 Non-linearity of the high temperature peak area ratio of  $^6\text{LiF:Mg,Ti}$  (TLD-600) *Radiat. Meas.* **32** 355-360
- [44] Yasuda H 2001 Conservative evaluation of space radiation dose equivalent using the glow curve of  $^7\text{LiF:Mg,Ti}$  (TLD-700) *Health Phys.* **80** 576–582

- [45] Bilski P., Budzanowski M., Olko P. and Mandowska E. 2004 LiF:Mg,Ti (MTT) TL detectors optimised for high-LET radiation dosimetry *Radiat. Meas.* **38** 427-430
- [46] Horowitz Y. and Olko P. 2004 The effects of ionization density on the thermoluminescence response (efficiency) of LiF:Mg,Ti and LiF:Mg,Cu,P *Radiat. Prot. Dosim.* **109** 331-348
- [47] Jain V. K. 1981 High temperature peaks in LiF TLD: dependence on LET *Nucl. Instr. Meth.* **180** 195-200
- [48] Olko P., Bilski P., Budzanowski M. and Molokanov A. 2004 Dosimetry of heavy charged particles with thermoluminescence detectors-models and applications *Radiat. Prot. Dosim.* **110** 315-318
- [49] Olko P., Bilski P. Budzanowski M., Waligórski M. P. R. and Reitz G. 2002 Modelling the response of thermoluminescence detectors exposed to low-and high-LET radiation fields *J. Radiat. Res.* **43** suppl. S59-S62
- [50] Massillon-JL G, Gamboa-deBuen I and Brandan M E 2006 LET and dose dependence of TLD-100 glow curve after exposure to intermediate-energy ions *Radiat. Prot. Dosim. Advance Access Published* doi:10.1093/rpd/nci534
- [51] Massillon-JL G., Gamboa-deBuen I. and Brandan M. E. 2006 Observation of enhanced efficiency in the excitation of ion-induced LiF:Mg,Ti thermoluminescent peaks, *enviado*
- [52] Horowitz Y. S. 1984 *TL dose response thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry*, **Vol. II**. (Boca Raton, FL: CRC)
- [53] <sup>53</sup> McKeever S W S, Moscovitch M and Townsend P D 1995 Thermoluminescence Dosimetry Materials. Properties and Uses (Ashford, UK: Nuclear Technology Publishing)
- [54] Horowitz Y. S., Oster L., Biderman S. and Einav Y. 2003 Localized transitions in the thermoluminescence of LiF:Mg,Ti: potential for nanoscale dosimetry *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 446-459
- [55] 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** 87-96

- [56] Mische E F and McKeever S W S 1989 Mechanisms of supralinearity in lithium fluoride thermoluminescence dosimeters *Radiat. Prot. Dosim.* **29** 159-175
- [57] McKeever S W S 1990 Modelling supralinearity in gamma irradiated TL dosimeters *Radiat. Prot. Dosim.* **33** 83-89
- [58] Nariyama N, Tanaka S, Yoshizawa M, Hirayama H, Ban S, Nakashima H, Namito Y and Nakane Y 1993 Response of LiF TLDs to 10-40 keV monoenergetic photons from synchrotron Radiation *Radiat. Prot. Dosim.* **49** 451-457
- [59] 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 *Radiat. Prot. Dosim.* **65** 7-12
- [60] Mahajna S and Horowitz Y S 1997 The unified track interaction model applied to the gamma induced supralinearity and sensitization of Peak 5 in LiF:Mg,Ti (TLD-100) *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** 2603–2619
- [61] Gamboa-deBuen I, Buenfil A E, Ruiz C G, Rodríguez-Villafuerte M, Flores A and Brandan M E 1998 Thermoluminescent response and relative efficiency of TLD-100 exposed to low-energy x-rays *Phys. Med. Biol.* **43** 2073-2083
- [62] Horowitz Y S 2001 Theory of thermoluminescence gamma dose response: The unified interaction model *Nucl. Instr. Meth. B* **84** 68-84
- [63] Olko P., Bilski P. and Kim J.L. 2002, Microdosimetric interpretation of the photon energy response of LiF:Mg,Ti detectors *Radiat. Prot. Dosim.* **100** 119-122
- [64] Massillon-JL G., Gamboa-deBuen I. and Brandan M. E. 2006 Onset of supralinear response in TLD-100 exposed to <sup>60</sup>Co gamma-rays *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 262–268
- [65] Horowitz Y. S. 1984 (ed), *Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry* **Vol. I.** (Boca Raton: CRC Press)
- [66] Mercado-Uribe H. and Brandan M.E 2004 Thermoluminescent response of TLD-100 irradiated with 20 keV electrons and the use of radiochromic dye films for the fluence determination *Nucl. Instr. Meth. B* **222**, 201-212
- [67] Benton E. R., Benton E.V., Frank A. L., Leonov A. And Gaskin J. 2002 Dosimetric results from the MIR orbital station *Radiat. Prot. Dosim.* **100** 489-494

- [68] Blake J. B. and Imamoto S. S., 1992 A measurement of the radiation dose to LDEF by passive dosimetry Second Post-Retrieval Symposium, NASA Conference Publication **3194** Part I, 147-155
- [69] Bourrieau J., 1992 LDEF: Dosimetrics measurements results (AO 138-7 Experiment) Second Post-Retrieval Symposium, NASA Conference Publication **3194** Part I, 157-162
- [70] Frank A. L., Benton E. V., Armstrong T. W. and Colborn B. L. 1992 Absorbed dose measurements and predictions on LDEF, Second Post-Retrieval Symposium, NASA Conference Publication **3194** Part I, 163-170
- [71] Benton E. R. and Benton E.V. 2001 Space Radiation Dosimetry in Low-Earth Orbit and Beyond, *Nucl. Instr. and Meth. B* **184** 255-294
- [72] Vana N, Schöner W, Fugger M and Akatov Y 1996 Absorbed dose measurement and LET determination with TLDs in Space *Radiat. Prot. Dosim.* **66** 145-152
- [73] Schöner W, Vana N, Fugger M and Pohn E 1997 The peak-height ratio (HTR)—method for LET determination with TLDs and an attempt for a microdosimetric interpretation. In: *Microdosimetry: An Interdisciplinary Approach*. Goodhead, D. T., O'Neill, P. and Menzel, H. G., Eds. (Cambridge, England: The Royal Society of Chemistry) 411–414
- [74] Schöner W, Vana N, and Fugger M 1999 The LET dependence of LiF:Mg,Ti dosimeters and its application for LET measurements in mixed radiation fields *Radiat. Prot. Dosim.* **85** 263-266
- [75] Schoener W. and Vana N. 1999 Measurement of the Average LET and the determination of the quality factor in mixed radiation fields using the HTR-method with LiF-TLDs – a critical discussion Proc. IRPA Regional Congress on Radiation Protection in Central Europe, Budapest
- [76] Hajek M., Berger T., Schoener W., Summerer L. and Vana N. 2002 Dose assessment of aircrew using passive detectors, *Radiat. Prot. Dosim.* **100**, 511-514
- [77] Hajek M., Berger T. and Vana N. 2004 A TLD-based personal dosimeter system for aircrew monitoring, *Radiat. Prot. Dosim.* **110** 337-341

- [78] Butts J. J. and Katz R. 1967 Theory of RBE for heavy ion bombardment of dry enzymes and viruses *Radiat. Res.* **30** 855-871
- [79] Kobetich E. J. and Katz R. 1968 Energy deposition by electron beams and  $\delta$  rays *Phys. Rev.* **170** 391-396
- [80] Kobetich E. J. and Katz R. 1968 Width of heavy-ion tracks in emulsion *Phys. Rev.* **170** 405-411
- [81] Berger T, Hajek M., Summerer L., Vana N., Akatov Y., Shurshakov V. and Arkhangelsky V. 2004 Austrian dose measurements onboard space station MIR and the International Space Station-overview and comparison, *Adv. Space Res.* **34**, 1414-1419
- [82] Badhwar G.D., Atwell W., Badavi F. F., Yang T.C. and Cleghorn T. F. 2002 Space radiation absorbed dose distribution in a human phantom *Radiat. Res.* **157** 76-91
- [83] Horowitz Y. S., Satinger D., Fuks E., Oster L., and Podpalov L. 2003 On the use of LiF:Mg,Ti in space- A critical review *Radiat. Prot. Dosim.* **106** 7-25
- [84] Attix, F. H., 1986, *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry* (John Wiley and Sons)
- [85] Nastasi M. Mayer J. W. and Hirvonen J. K. 1996 *Ion-Solid interaction: Fundamentals and Application* (Cambridge University press)
- [86] International Commission on Radiation Units, Report No. 30, 1979 (International Commission on Radiation Units and Measurements, USA)
- [87] Leo W. R. 1994 *Techniques for nuclear and particle physics experiments* 2<sup>nd</sup> Ed. (Berlin Heidelberg Germany: Springer-Verlag)
- [88] International Atomic Energy Agency (IAEA) (Marzo 2006) disponible a: <http://www-ns.iaea.org/downloads/standards/glossary/r.pdf>
- [89] ICRP 92 2003 Relative Biological Effectiveness (RBE), Quality Factor (Q) and Radiation Weighting Factor ( $w_R$ ) (International Commission on Radiological Protection: Pergamon)
- [90] Horowitz S. Y. 1990 The annealing characteristics of LiF: Mg,Ti *Radiat. Prot. Dosim.* **30** 219-230

- [91] 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 computerized glow curve deconvolution, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** 694-703
- [92] Bos A. J. J. 2001 High sensitivity thermoluminescence dosimetry *Nucl. Instr. and Meth. B* **184** 3-28
- [93] McKeever S. W. S. And Horowitz Y. S. 1990 Charge trapping mechanisms and microdosimetric processes in Lithium Fluoride *Radiat. Phys. Chem.* **36** 35-46
- [94] Horowitz Y. S. 1999 The average distance between Mg-based trapping structures in LiF:Mg,Ti and LiF:Mg,Cu,P and the relevance to microdosimetry *Radiat. Prot. Dosim.* **82** 51-54
- [95] McKeever S. W. S. 1983 Defect complexes and thermoluminescence in Lithium Fluoride *Radiat. Prot. Dosim.* **6** 49-51
- [96] Barendsen G. W. 1990 LET dependence of linear and quadratic terms in dose-response relationships for cellular damage: correlations with the dimensions and structures of biological targets *Radiat. Prot. Dosim.* **31** 235-239
- [97] Barendsen G. W. 1994 RBE-LET relationships for DNA lesions and different types of cellular damage *Radiat. Prot. Dosim.* **52** 359-362
- [98] Hall E. J. and Hei T. K. 2003 Genomic instability and bystander effects induced by high-LET radiation *Nature (London) Oncogene* **22** 7034-7042
- [99] Tsuruoka C., Suzuki M., Kanai T and Fujitaka K. 2005 LET and ion species dependence for cell killing in normal human skin fibroblasts *Radiat. Res.* **163** 494-500
- [100] Waligórski M. P. R., Hollmark M., Gudowska I. and Lesiak J. 2004 Cellular parameters and RBE-LET dependences for modelling heavy-ion radiotherapy *Radiothe Oncol.* **73** S173-S175
- [101] Hansen J. W and Olsen K. J. 1984 Experimental and calculated response of a radiochromic dye film dosimeter to high LET radiations *Radiat. Res.* **97** 1-15
- [102] Katz R. and Kobetich E. J. 1968 Response of NaI(Tl) to Energetic Heavy Ions *Phys. Rev.* **170** 397-400



- [103] Michaelian K. and Menchaca-Rocha A. 1994 Model of ion-induced luminescence based on energy deposition by secondary electrons *Phys. Rev. B* **49** 15550–15562
- [104] Cucinotta F. A., Katz R., Wilson J. W. and Dubey R. R. 1995 Heavy ion track-structure calculation for radial dose in arbitrary materials NASA Technical Memorandum 3497
- [105] Katz R., Cucinotta F. A. and Zhang C.X. 1996 The calculation of radial dose from heavy ions: predictions of biological action cross sections *Nucl. Instr. Meth. B* **107**, 287-291
- [106] Bourrieau J. 1993 *Les radiations dans l'espace, en L'homme dans l'espace* Ed. A. Esterle, PUF, Paris, F.
- [107] Cucinotta F., Badhwar G. Saganti P., Schimmerling W., Wilson J., Peterson L. and Dicello J. 2002 *Space Radiation Cancer Risk Projections for Exploration Missions: Uncertainty Reduction and Mitigation*, NASA/TP/2002–210777 (2002)
- [108] C. Elachi and L. D. Friedman, *Future Mars Exploration; Building Toward Mars: A Vision for the Future* (Marzo de 2006) disponible en: [http://calspace.ucsd.edu/marsnow/library/exploration\\_strategy2.html](http://calspace.ucsd.edu/marsnow/library/exploration_strategy2.html)
- [109] Human Mission to Mars (Marzo de 2006) disponible en: <http://vesuvius.jsc.nasa.gov/er/seh/gotomars.html>
- [110] Bourrieau J. 1991 *Space Environment: Flux, Dose, Shielding and Effects of Heavy Ions* RADECS 91 Conf.-Short Course (9 au 12 Septembre 1991) –Pub. Université de MONT-PELLIER
- [111] ICRP 60 1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection *The International Commission on Radiological Protection* (Oxford: Pergamon)
- [112] Aguirre J F, Tailor R C, Ibbott G, Stovall M and Hanson W F 2003 Thermoluminescence dosimetry as a tool for the remote verification of output for Radiotherapy beams: 25 years of experience. In *Standards and Codes of Practice in Medical Radiation Dosimetry: Proceedings of an international symposium held in Vienna, Austria, 25-28 november 2002, vol. 2*, (Vienna, Austria: International Atomic Energy Agency) p 191–199

- [113] Buenfil A. E. y Ruiz-Trejo C. G. 1994 Medición de la tasa de dosis de Fuentes de  $^{60}\text{Co}$  y  $^{90}\text{Sr}$  a través de intercalibración con LiF *Reporte Interno FE020 IFUNAM* (editado en 1995)
- [114] Massillon-JL G. 2001 *Control de calidad en radiocirugía estereotáxica*, Tesis de Maestría, (UNAM, Mexico)
- [115] Moscovitch M, Horowitz Y S and Oduko J 1983 LiF thermoluminescence dosimetry via computerised first order kinetics glow curve analysis *Radiat. Prot. Dosim.* **6** 157-159
- [116] Ziegler J. F., and Biersack J. P., SRIM-2003, version 2003.26 (Marzo 2006) disponible en: [www.srim.org](http://www.srim.org)
- [117] 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 (Dinamarca: Riso National Laboratory)
- [118] International Commission on Radiation Units, Report No. 51, 1993 (International Commission on Radiation Units and Measurements, USA)

## 9 APÉNDICE A

### 9.1 Programa para obtener los picos después de la deconvolución

c\*\*\*\*\* Guerda Massillon Abril de 2006

Program Curva de brillo

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

c\*\*\*\*\* T=temperatura de la curva

c\*\*\*\*\* T0= la temperatura del máximo del pico

c\*\*\*\*\* A= altura máximo del pico

c\*\*\*\*\* E= energía de activación del pico

c\*\*\*\*\* w= ancho de la curva de brillo a la mitad de la altura

c\*\*\*\*\* B= constante de Boltzmann

c\*\*\*\*\* X= variable independiente

c\*\*\*\*\* x0= posición del pico

IMPLICIT NONE

real\*4 A(20),Tm(20),w(20),E(20),suma(400),D(20,400)

real\*4 B,P(20,400),alfa1(20),alfa2(20),T2(400),q(400)

real\*4 FWHM(20),Signal(400)

integer\*2 i,n,var1,var2,var3

Character\*25 entrada

Character\*50 salida

Character\*60 curva

write(\*,\*)'¿qué curva quiere?'

READ(\*,19) curva

19 format(A60)

write(\*,\*)'¿cual es el archivo de entrada?'

READ(\*,18) entrada

18 format(A25)

write(\*,\*)'¿cual es el archivo de salida?'

READ(\*,35) salida

35 format(A50)

open(unit=15,name=curva,status='old')

open(unit=10,name=entrada,status='old')

```

open(16,file=salida)

var3=0
do i=1,400
read (15,*,end=300) T2(i),Signal(i)
var3=var3+1
q(i)=Signal(i)/16000
end do
300 continue
var1=0
do n=1,20
read(10,*,end=200) A(n),FWHM(n),Tm(n)
var1=var1+1
end do
200 continue
var2=var1

do n=1,var2
w(n)=2.44/FWHM(n)

do i=1,var3
D(n,i)=w(n)*(T2(i)-Tm(n)+6)
P(n,i)=A(n)*exp(1+D(n,i)-exp(D(n,i)))
suma(i)=P(n,i)+suma(i)

end do
end do
do n=1,var2
do i=1,var3
write(16,80) T2(i),P(n,i),suma(i),q(i)
80 format(12f14.7)
end do
end do
close(15)
close(10)
close(16)
end program

```

## 10 APÉNDICE B

### 10.1 Programa para calcular el depósito de energía en LiF

#### 10.1.1 Irradiación en Texas

c\*\*\*\*\* Guerda Massillon Abril de 2006

Program LET promedio

!2 Este programa calcula la dosis absorbida y la LET(keV/micra) promedio, equivalente en agua, de una partícula mientras penetra en un dosímetro de espesor t1

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

c\*\*\*\*\* AA=tipo de partícula

c\*\*\*\*\* ene(0)= energía inicial del ion en MeV

c\*\*\*\*\* t1=espesor del dosímetro en g/cm2

c\*\*\*\*\* t2= espesor del mylar

c\*\*\*\*\* dx=diferencial de espesor

c\*\*\*\*\* rd=densidad del dosímetro en g/cm3

c\*\*\*\*\* letMY=LET en mylar

c\*\*\*\*\* Un archivo de datos con el poder de frenado en LiF(MeV/g/cm\*2) y en agua(keV/micra) y el alcance (g/cm\*2) de las

c\*\*\*\*\* partículas en el dosímetro

C\*\*\*\*\* Un archivo de datos con el poder de frenado en mylar(MeV/g/cm\*2) de las partículas utilizadas

C\*\*\*\*\* Un archivo de Fluencias de partículas en cm-2

!14

IMPLICIT NONE

real\*4 ene(33000),slif(33000),letmy,t2,t1,Smy(133),E5(133)

real\*4 saga(33000),alcalif(33000),ee(133),S1(133),dx,ene0,prom3

real\*4 S2(133),R(133),pend,prom1,prom2,suma1,suma2,suma3,b1(8001)

real\*4 a1(8001),a2(16000),a3(24000),b3(24000),a,b,c,b2(16001)

real\*4 E1,E2,a4(32000),b5,d,prom4,suma4,E4

real\*4 E3,pend1,b4(32000),F(15),D1(15),D2(15),D3(15),D4(15)

integer\*2 j,m,i,n,k,var1,var2,var3

Character\*25 entrada  
Character\*50 salida  
Character\*38 promedio  
Character\*55 mylar  
Character\*65 fluencia  
Character\*68 dosis

```
30  write(*,*)'¿Cual es la energia inicial?'  
    READ(*,*) ene0  
    write(*,*)'¿Cual es el archivo de LET en mylar?'  
    READ(*,22) mylar  
22  format(A55)  
    write(*,*)'¿Cual es el espesor del mylar en g/cm*2?'  
    READ(*,*) t2  
    write(*,*)'¿cual es el archivo de LET en liF?'  
    READ(*,18) entrada  
18  format(A25)  
    write(*,*)'¿Cual es el archivo de fluencia?'  
    READ(*,27) fluencia  
27  format(A65)  
    write(*,*)'¿cual es el archivo de LET que sale?'  
    READ(*,35) salida  
35  format(A50)  
    write(*,*)'¿donde se guardan los valores de LET promedio?'  
    READ(*,40) promedio  
40  format(A38)  
    write(*,*)'¿donde se guardan los valores de dosis?'  
    READ(*,39) dosis  
39  format(A68)  
    write(*,*)'¿cual es el espesor del dosimetro en g/cm*2?'  
    READ(*,*) t1  
    open(unit=10,name=entrada,status='old')  
    open(unit=15,name=mylar,status='old')  
    open(unit=19,name=fluencia,status='old')  
    open(16,file=salida)  
    open(17,file=promedio)  
    open(18,file=dosis)
```

```

var1=0
do n=1,131
read(15,*,end=200) E5(n),Smy(n)
var1=var1+1
end do
200 continue
do n=2,var1
if((ene0.lt.E5(n)).and.(ene0.ge.E5(n-1))) then
pend1=(Smy(n-1)-Smy(n))/(E5(n-1)-E5(n))
b5=Smy(n)-pend1*E5(n)
letmy=pend1*ene0+b5

ene(1)=ene0-(letmy*t2)
endif
end do

dx=t1/6000

var2=0
do j=1,131
read(10,*,end=300) ee(j),S1(j),S2(j),R(j)
var2=var2+1
end do
300 continue
Do m=1,24000
do j=2,var2
if((ene(m).lt.ee(j)).and.(ene(m).ge.ee(j-1))) then
pend=(S1(j-1)-S1(j))/(ee(j-1)-ee(j))
b=S1(j)-pend*ee(j)
slif(m)=pend*ene(m)+b

pend=(S2(j-1)-S2(j))/(ee(j-1)-ee(j))
b=S2(j)-pend*ee(j)
sagua(m)=pend*ene(m)+b

pend=(R(j-1)-R(j))/(ee(j-1)-ee(j))
b=R(j)-pend*ee(j)

```

```

                                alcalif(m)=pend*ene(m)+b

                                ene(m+1)=ene(m)-(slif(m)*dx)
                                endif
                                end do
                                end do
                                do m=1,24000
                                if(ene(m).gt.0) write(16,20) ene(m),slif(m),sagua(m),alcalif(m)
                                end do
20      format(4f14.4)

                                var3=0
                                do k=1,15
                                read(19,*,end=400) F(k)
                                var3=var3+1
                                end do
400   continue
                                a=0
                                b=0
                                c=0
                                d=0
                                suma1=0
                                suma2=0
                                suma3=0
                                suma4=0

                                do i=1,24000
                                if(i.le.6000) then
                                a1(i)=slif(i)*dx
                                b1(i)=sagua(i)*dx
                                suma1=a1(i)+suma1
                                a=b1(i)+a
                                prom1=a/t1
                                E1=ene(1)-suma1

                                if(E1.le.0.01.and.i.eq.6000)then
                                prom1=a/alcalif(1)
                                if(i.le.6000) write(*,*) 'no pase el dosimetro uno'

```



```

write(17,70) ene(1),prom1

endif
endif

if(i.gt.6000.and.i.le.12000) then
a2(i)=slif(i)*dx
b2(i)=sagua(i)*dx
suma2=a2(i)+suma2
b=b2(i)+b
prom2=b/t1
E2=E1-suma2

if(E2.le.0.01.and.i.eq.12000)then
prom2=b/alcalif(6001)
if(i.gt.6000.and.i.le.12000) write(*,*) 'no pase el dosimetro dos'
write(17,70)suma1,E1,prom1,prom2
endif
endif

if(i.gt.12000.and.i.le.18000)then
a3(i)=slif(i)*dx
b3(i)=sagua(i)*dx
suma3=a3(i)+suma3
c=b3(i)+c
prom3=c/t1
E3=E2-suma3
if(E3.le.0.01.and.i.eq.18000)then
prom3=c/alcalif(12001)
if(i.gt.12000.and.i.le.18000) write(*,*) 'no pase el dosimetro tres'
write(17,70)suma1,suma2,E2,prom1,prom2,prom3

endif
endif

if(i.gt.18000.and.i.le.24000)then
a4(i)=slif(i)*dx
b4(i)=sagua(i)*dx

```

```

        suma4=a4(i)+suma4
        d=b4(i)+d
        prom4=d/t1
        E4=E3-suma4
        if(E4.le.0.01.and.i.eq.24000)then
            prom4=d/alcalif(18001)
        if(i.gt.18000.and.i.le.24000)write(*,*)'no pase el dosimetro 4'
            write(17,70)suma1,suma2,suma3,E3,prom1,prom2,prom3,prom4

```

```

        endif
    endif
50 Do k=1,var3

```

```

        D1(k)=(1.6022E-7*F(k)*suma1)/t1

```

```

        if(E1.le.0.01.and.k.le.var3.and.i.eq.6000)then
        D1(k)=(1.6022E-7*F(k)*ene(1))/alcalif(1)
            write(18,80)F(k),D1(k)
        if(E1.le.0.01.and.k.ge.var3.and.i.ge.6000)stop
        endif

```

```

        D2(k)=(1.6022E-7*F(k)*suma2)/t1
        if(E2.le.0.01.and.k.le.var3.and.i.eq.12000)then
        D2(k)=(1.6022E-7*F(k)*E1)/alcalif(6001)
        write(18,80)F(k),D1(k),D2(k)
        if(E2.le.0.01.and.k.ge.var3.and.i.ge.12000)stop
        endif

```

```

        D3(k)=(1.6022E-7*F(k)*suma3)/t1
        if(E3.le.0.01.and.k.le.var3.and.i.eq.18000)then
        D3(k)=(1.6022E-7*F(k)*E2)/alcalif(12001)
            write(18,80)F(k),D1(k),D2(k),D3(k)
        if(E3.le.0.01.and.k.ge.var3.and.i.ge.18000)stop
        endif

```

```

        D4(k)=(1.6022E-7*F(k)*suma4)/t1
        if(E4.le.0.01.and.k.le.var3.and.i.eq.24000)then
        D4(k)=(1.6022E-7*F(k)*E3)/alcalif(18001)

```

```

write(18,80)F(k),D1(k),D2(k),D3(k),D4(k)
if(E4.le.0.01.and.k.ge.var3.and.i.ge.24000)stop
endif
end do
end do
do k=1,var3
write(18,80) F(k),D1(k),D2(k),D3(k),D4(k)
end do
write(17,70)suma1,suma2,suma3,suma4,prom1,prom2,prom3,prom4
80 format(8f14.3)
70 format(4f14.5)

close(10)
close(15)
close(16)
close(16)
close(18)
close(19)
end program

```

### 10.1.2 Irradiación en el Peletrón

c\*\*\*\*\* Guerda Massillon Abril de 2006

Program Rutherford y LET

!2 Este programa calcula la dosis absorbida y la LET(keV/micra) promedio, equivalente en agua, de una partícula mientras penetra en un dosímetro de espesor t1 usando dispersión de Rutherford

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

c\*\*\*\*\* AA=tipo de partícula

c\*\*\*\*\* ene(0)= energía inicial del ion en MeV

c\*\*\*\*\* t1=espesor del dosímetro en g/cm2

c\*\*\*\*\* t2=espesor del mylar en g/cm2

c\*\*\*\*\* t3=espesor del blanco de oro g/cm2

c\*\*\*\*\* thet=angulo del blanco

c\*\*\*\*\* rlif=distancia blanco-LiF en cm

c\*\*\*\*\* rdet=distancia blanco-detector en cm

c\*\*\*\*\* rcol=radio del colimador en cm

c\*\*\*\*\* theta=angulo del detector

c\*\*\*\*\* cuent=cuentas en el detector  
 c\*\*\*\*\* mp=masa del proyectil en uma  
 c\*\*\*\*\* mb=masa del blanco en uma  
 c\*\*\*\*\* dx=diferencial de espesor  
 c\*\*\*\*\* rd=densidad del dosímetro en g/cm<sup>3</sup>  
 c\*\*\*\*\* letMY=LET en mylar  
 c\*\*\*\*\* Un archivo de datos con el poder de frenado en Oro, en mylar y en LiF(MeV/g/cm<sup>2</sup>) y en agua(keV/micra) y el alcance en LiF (g/cm<sup>2</sup>) de las  
 c\*\*\*\*\* partículas en el dosímetro  
 c\*\*\*\*\* Un archivo de datos con los angulos  
 c\*\*\*\*\* Un archivo de datos con las cuentas en el detector,distancia blanco-LiF, distancia blanco-detector, radio del colimador,  
 c\*\*\*\*\* angulo del detector, masa del proyectil, masa del blanco, el espesor del blanco, el espesor del mylar y el espesor del dosimetro

!14

IMPLICIT NONE

real\*4 ene(13000,10),slif(13000,10),letmy(15),t2,t1,Smy(133)  
 real\*4 E4(15),t3,ene0,letau  
 real\*4 sagua(13000,10),alcalif(13000),ee(133),S1(133),dx  
 real\*4 S2(133),R(133),pend,suma1,b4(13000,10),prom(15),b,b1,b2,b3  
 real\*4 a1(13000,10),a(10),E1,cuent,rlif,rdet,rcol,theta,thet,mp,mb  
 real\*4 pend2  
 real\*4 E3(15),pend1,F(15),D(15),E2(15),pend3,t4(15),letau1(15)  
 real\*4 sen(15),cose(15),fack(15),fack1(15),senlif(15),angulo(15)  
 real\*4 ang,Sau(133),PI,ang1,sendbs,cte,cose1

integer\*2 j,m,i,n,k,l,max,var

Character\*25 entrada

Character\*50 salida

Character\*38 promedio

Character\*55 angle

Character\*65 datos

Character\*68 dosis

30 write(\*,\*)'¿Cual es la energia inicial?'

```

READ(*,*) ene0
write(*,*)'¿Cual es el archivo de los angulos?'
READ(*,36) angle
36  format(A55)
write(*,*)'¿cual es el archivo de LET en Oro,mylar y liF?'
READ(*,18) entrada
18  format(A25)
write(*,*)'¿Cual es el archivo de datos de entrada?'
READ(*,27) datos
27  format(A65)
write(*,*)'¿cual es el archivo de LET que sale?'
READ(*,35) salida
35  format(A50)
write(*,*)'¿donde se guardan los LET promedio y las dosis?'
READ(*,39) dosis
39  format(A68)

open(unit=10,name=entrada,status='old')
open(unit=19,name=datos,status='old')
open(unit=12,name=angle,status='old')
open(16,file=salida)
open(18,file=dosis)

read(19,*) cuent,rlif,rdet,rcol,theta,thet,mp,mb,t3,t2,t1

PI=4.0*ATAN(1.0)
ang1=pi*thet/180
cose1=cos(ang1)
cte=(cuent*rdet*rdet)/(pi*rcol*rcol*rlif*rlif)
sendbs=sin(pi*theta/360)**4
dx=t1/12000

var=0
do n=1,200
read(10,*,end=400) ee(n),Sau(n),Smy(n),S1(n),R(n),S2(n)
var = var +1
end do
400 continue

```

```

do n=2,var
  if((ene0.lt. ee(n)).and.(ene0.ge. ee(n-1))) then
    pend1=(Sau(n-1)-Sau(n))/(ee(n-1)-ee(n))
    b1=Sau(n)-pend1*ee(n)
    letau=pend1*ene0+b1

    E1=ene0-((letau*t3)/2*cose1)
  endif
end do

max = 0
do k=1,100
read(12,*,end=500) angulo(k)
  max = max + 1
end do
500  continue

do k=1,max
  ang=pi*angulo(k)/180
  sen(k)=sin(ang)
  cose(k)=cos(ang1-ang)
  senlif(k)=sin(ang/2)**4
  F(k)=sendbs*cte/senlif(k)
  fack1(k)=((mb*mb-mp*mp*sen(k)*sen(k))**0.5+mp*cose(k))/(mp+mb)
fack(k)=fack1(k)*fack1(k)
  E2(k)=E1*fack(k)
t4(k)=t3/(2*cose(k))
do n=2,var
  if((E2(k).lt. ee(n)).and.(E2(k).ge. ee(n-1))) then
    pend2=(Sau(n-1)-Sau(n))/(ee(n-1)-ee(n))
    b2=Sau(n)-pend2*ee(n)
    letau1(k)=pend2*E2(k)+b2
    E3(k)=E2(k)-(letau1(k)*t4(k))
    goto 100
  endif
end do
100  do i=2,var
  if((E3(k).lt. ee(i)).and.(E3(k).ge. ee(i-1))) then

```

```

                pend3=(Smy(i-1)-Smy(i))/(ee(i-1)-ee(i))
                b3=Smy(i)-pend3*ee(i)
                letmy(k)=pend3*E3(k)+b3
E4(k)=E3(k)-(letmy(k)*t2)
                goto 150
            endif
        end do
150        do j=2,var
            if((E4(k).lt. ee(j)).and.(E4(k).ge. ee(j-1))) then
                pend3=(R(j-1)-R(j))/(ee(j-1)-ee(j))
                b3=R(j)-pend3*ee(j)
                alcalif(k)=pend3*E4(k)+b3
                D(k)=(1.6022E-7*F(k)*E4(k))/alcalif(k)
                goto 200
            endif
        end do

200        ene(1,k)=E4(k)

        a(k)=0
        do m=1,12000
            do l=2,var
                if((ene(m,k).lt. ee(l)).and.(ene(m,k).ge. ee(l-1))) then
                    pend=(S1(l-1)-S1(l))/(ee(l-1)-ee(l))
                    b=S1(l)-pend*ee(l)
                    slif(m,k)=pend*ene(m,k)+b

                    pend=(S2(l-1)-S2(l))/(ee(l-1)-ee(l))
                    b=S2(l)-pend*ee(l)
                    sagua(m,k)=pend*ene(m,k)+b
                    b4(m,k)=sagua(m,k)*dx

                    ene(m+1,k)=ene(m,k)-(slif(m,k)*dx)
                endif
            end do

            a(k)=b4(m,k)+a(k)
            prom(k)=a(k)/alcalif(k)

```

```
        end do

    end do

    do k=1,max
write(18,80)E4(k),alcalif(k),F(k),D(k),prom(k)
        do m=1,12000
            if(ene(m,k).gt.0)write(16,70) ene(m,k),slif(m,k),sagua(m,k)
        end do
    end do
80    format(5f16.5)
70    format(4f14.5)

    close(10)
    close(12)
    close(16)
    close(18)
    close(19)
end program
```



# 11 APÉNDICE C

## 11.1 Programa para calcular la eficiencia relativa usando TST

c\*\*\*\*\* Guerda Massillon Abril de 2006

Program Dosis radial

!2 Este programa calcula la dosis (Gy) radial a lo largo de las trazas de una ion que penetra en un dosímetro de espesor t1, la sección eficaz de activación y la eficiencia relativa

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

c\*\*\*\*\* A=masa atomica de la partícula en uma

c\*\*\*\*\* Z3=número atómico de la particula

c\*\*\*\*\* Z=número atómico del blanco

c\*\*\*\*\* e9=densidad electronica del medio (e/kg)

c\*\*\*\*\* e10=carga del electron a la cuarta (Jnm)\*\*2

c\*\*\*\*\* e11=masa del electron (J)

c\*\*\*\*\* e1=una constante (Gynm\*\*2)

c\*\*\*\*\* Un archivo de datos con la energía incidente (MeV) poder de frenado en LiF(MeV/g/cm\*2), en agua(keV/micra)

!12

IMPLICIT NONE

real\*4 ene(15),LET(15),w(15),Z1(15),c1(15),fac02(15)

real\*4 beta(15),r(15),b1(15),b2(15),b3(15),b4(15),fac3(15)

real\*4 dt1,t1(33000,15),c2(33000,15),alfa(33000,15),fac2(15)

real\*4 f2(33000,15),f4(33000,15),D01(33000,15),D02(33000,15),a2,a3

real\*4 e2,e3(33000,15),e4(33000,15),e5(33000,15),sigma0,Z3,e1

real\*4 f1(33000,15),b6(15),D2(0:350,500),D0(350,500)

real\*4 Z2(33000,15),dt2,D5(33000,15),lmax,lmin,P10(15)

real\*4 e9,e10,e11,D3(33000,15),D10(33000,15),P1(15),TL1(15)

real\*4 d,a4,a5,Z4,b7(15),c6,den,pend1,pend2,R1(5),E01(5),fac1(15)

real\*4 f5(33000,15),D8(33000,15),D9(33000,15),D4(33000,15)

real\*4 D6(33000,15),D7(33000,15),D13(33000,15),P2(15),TL(15)

real\*4 D11(33000,15),D12(33000,15),phi(350,500),P9(15),P8(15)

real\*4 f7(350,500),b5(15),A,Z,a1,a01,a02,area(350,500)

real\*4 sigma3(0:33000,15),sigma2(0:33000,15),P3(15),fac0(15)

real\*4 P4(15),slif(15),dos,pico(5),TLp,sigma1(0:33000,15)

```
real*4 x1(350,500),x2(350,500),x3(350,500),x4(350,500)
real*4 x5(350,500),e15(350,500),fac5(15),dx1,f9(350,500)
real*4 fac4(15),cotainf,x8(33000,15),x0(350,500),P5(15),P6(15)
real*4 f8(350,500),fac6(15),pic1(5),pic2(5),fac01(15),P7(15)
```

```
integer*2 i,j,m,n,l,var1,var2,var3,var6
```

```
Character*25 entrada
```

```
Character*50 salida,seccion
```

```
Character*38 respuesta
```

```
Character*58 medio
```

```
write(*,*)'¿Cual es el masa atomica (uma) de la partícula?'
```

```
READ(*,*) A
```

```
write(*,*)'¿cual es el numero atomico de la partícula?'
```

```
READ(*,*) Z3
```

```
write(*,*)'¿cual es el archivo de datos del medio?'
```

```
READ(*,45) medio
```

```
45 format(A58)
```

```
write(*,*)'¿cual es el archivo de energia de las partículas?'
```

```
READ(*,18) entrada
```

```
18 format(A25)
```

```
write(*,*)'¿cual es el archivo de respuesta?'
```

```
READ(*,40) respuesta
```

```
40 format(A38)
```

```
write(*,*)'¿cual es el archivo de eficiencia que sale?'
```

```
READ(*,35) salida
```

```
35 format(A50)
```

```
write(*,*)'¿cuales son los radios volumen sensible (nm) a01,a02?'
```

```
READ(*,*) a01,a02
```

```
write(*,*)'¿cual es la dosis (Gy)?'
```

```
READ(*,*) dos
```

```
write(*,*)'¿donde quieres guardar la sección eficaz?'
```

```
READ(*,42) seccion
```

```
42 format(A50)
```

```
open(unit=19,name=medio,status='old')
```

```
open(unit=10,name=entrada,status='old')
```

```

open(unit=17,name=respuesta,status='old')
open(16,file=salida)
open(18,file=seccion)

read(19,*) Z,Z4,d,den
  a1=((0.2426)*Z4)/(Z**(1.3050))
    a2=(2.14e-4)*Z
    a3=(0.9901)-((3.36e-4)*Z)
    a4=(1.558)-((1.28e-2)*Z)
    a5=(1.299)/(Z**(0.1260))
    c6=a1/a2
    e9=d*1e26
    e10=(-4.80e-10)**4
    e11=0.511*1.6022e-13
    e1=(e9*e10)/e11
    e2=A*1.6605e-27
  pend1=3*a01
  pend2=3*a02
  sigma0=1.18*3.14159*(a02**2)

  var2=0
  do l=1,5
    read(17,*,end=250) R1(l),E01(l)
    var2=var2+1
  end do
250  continue

  pic1(1)=dos/E01(1)
  pic1(2)=dos/E01(2)
  if(E01(3).gt.0.0)then
  pic1(3)=dos/E01(3)
  else
  pic1(3)=0.0
  end if
  pic2(1)=exp(-pic1(1))
  pic2(2)=(1+pic1(2))*exp(-pic1(2))
  pic2(3)=(1+pic1(3))*exp(-pic1(3))
  pico(1)=1-pic2(1)

```

```

pico(2)=1-pic2(2)
pico(3)=1-pic2(3)
TLp=R1(1)*pico(1)+R1(2)*pico(2)+R1(3)*pico(3)

var1=0
do n=1,15
read(10,*,end=200)ene(n),slif(n),LET(n)
var1=var1+1
end do
200 continue
do n=1,var1
b5(n)=2*ene(n)*1.6022e-13
b6(n)=(b5(n)/e2)**(0.5)
beta(n)=b6(n)/3e8
b1(n)=1.7*beta(n)
b2(n)=beta(n)*beta(n)
c1(n)=0.6+b1(n)
w(n)=(2*b2(n)*0.511003)/(1-b2(n))
b3(n)=w(n)/0.511
b4(n)=log((a2*b3(n))+1)
b7(n)=b3(n)**a5
r(n)=((c6*b4(n))-(a1*a3*b3(n))+(a1*a3*a4*b3(n)*b7(n)))*1e7/den
Z1(n)=Z3*(1-exp(-(125*beta(n))/(Z3**2/3)))

t1(1,n)=r(n)
c2(1,n)=c1(n)
Z2(1,n)=Z1(n)
alfa(1,n)=beta(n)
e5(1,n)=0.37*t1(1,n)
x8(1,n)=(Z2(1,n)/alfa(1,n))**2
dt1=0.1
dt2=2.5
if(t1(1,n).gt.500)then
var3=5000+int2((t1(1,n)-500)/dt2)
else
var3=int2(t1(1,n)/dt1)
end if

```

```

do m=1,var3
    if(m.ge.1.and.m.le.5000)then
        dt1=0.1
        e3(m,n)=(m)*dt1
    else
        dt1=2.5
        e3(m,n)=500+((m)-5000)*dt1
    end if
    if(e3(m,n).lt.pend1)then
        dx1=0.1
        e15(1,m)=e3(m,n)
        lmax=e15(1,m)+a01
        lmin=e15(1,m)-a01
        cotainf=max(0.1,lmin)
        var6=int2(2*a01/dx1)
        do j=1,var6

            area(j,m)=3.14159*(a01**2)
            x0(j,m) =lmin +(j-1)*dx1
            if(x0(j,m).lt.cotainf) then
D0(j,m)=0.0

                goto 275
            else
                x1(j,m)=x0(j,m)
                x2(j,m)=1/x1(j,m)
                x3(j,m)=1/(x2(j,m)+c2(1,n))
                x4(j,m)=(x1(j,m)/e5(1,n))**2
                x5(j,m)=exp(-x4(j,m))
                if((x1(j,m)+e15(1,m)).le.a01)then
                    phi(j,m)=3.14159
                else
                    f7(j,m)=(a01**2)-((e15(1,m)-x1(j,m))**2)
                    f8(j,m)=((e15(1,m)+x1(j,m))**2)-(a01**2)
                    f9(j,m)=(f7(j,m)/f8(j,m))**(0.5)
                    phi(j,m)=2*atan(f9(j,m))
                end if
                D0(j,m)=(phi(j,m)*x3(j,m)*x5(j,m)*x2(j,m)*dx1)/area(j,m)
            end if
        end do
    end if
end do

```

```

end if
275     end do
           D2(0,m)=0.0
           do l=1,var6
               D2(l,m)=D0(l,m)+D2(l-1,m)
           end do

D01(m,n)=2*e1*x8(1,n)*D2(var6,m)

           else

e4(m,n)=1/e3(m,n)
f4(m,n)=(e3(m,n))**2
           f1(m,n)=1/(e4(m,n)+c2(1,n))
           f5(m,n)=(e3(m,n)/e5(1,n))**2
f2(m,n)=exp(-f5(m,n))
           D01(m,n)=(e1*f1(m,n)*f2(m,n)*x8(1,n))/f4(m,n)
           end if

           if(e3(m,n).lt.pend2)then
               dx1=0.1
               e15(1,m)=e3(m,n)
               lmax=e15(1,m)+a02
               lmin=e15(1,m)-a02
               cotainf=max(0.1,lmin)
               var6=int2(2*a02/dx1)
               do j=1,var6

                   area(j,m)=3.14159*(a02**2)
                   x0(j,m) =lmin +(j-1)*dx1
                   if(x0(j,m).lt.cotainf) then
D0(j,m)=0.0

                       goto 285
                   else
                           x1(j,m)=x0(j,m)
                           x2(j,m)=1/x1(j,m)
                           x3(j,m)=1/(x2(j,m)+c2(1,n))

```

```

x4(j,m)=(x1(j,m)/e5(1,n))**2
x5(j,m)=exp(-x4(j,m))
if((x1(j,m)+e15(1,m)).le.a02)then
  phi(j,m)=3.14159
else
  f7(j,m)=(a02**2)-((e15(1,m)-x1(j,m))**2)
f8(j,m)=((e15(1,m)+x1(j,m))**2)-(a02**2)
f9(j,m)=(f7(j,m)/f8(j,m))**(0.5)
phi(j,m)=2*atan(f9(j,m))
end if
D0(j,m)=(phi(j,m)*x3(j,m)*x5(j,m)*x2(j,m)*dx1)/area(j,m)
end if
285   end do
      D2(0,m)=0.0
      do l=1,var6
        D2(l,m)=D0(l,m)+D2(l-1,m)
      end do

D02(m,n)=2*e1*x8(1,n)*D2(var6,m)
else

e4(m,n)=1/e3(m,n)
f4(m,n)=(e3(m,n))**2
f1(m,n)=1/(e4(m,n)+c2(1,n))
f5(m,n)=(e3(m,n)/e5(1,n))**2
f2(m,n)=exp(-f5(m,n))
D02(m,n)=(e1*f1(m,n)*f2(m,n)*x8(1,n))/f4(m,n)

end if

D3(m,n)=D01(m,n)/E01(1)
D4(m,n)=D02(m,n)/E01(2)
if(E01(3).gt.0.0)then
D5(m,n)=D02(m,n)/E01(3)
else
D5(m,n)=0.0
end if

```

```

D6(m,n)=exp(-D3(m,n))
D7(m,n)=exp(-D4(m,n))
D8(m,n)=exp(-D5(m,n))

D9(m,n)=(1+D4(m,n))*D7(m,n)
D10(m,n)=(1+D5(m,n))*D8(m,n)
D11(m,n)=2*3.14159*(1-D6(m,n))*e3(m,n)*dt1
D12(m,n)=2*3.14159*(1-D9(m,n))*e3(m,n)*dt1
D13(m,n)=2*3.14159*(1-D10(m,n))*e3(m,n)*dt1

end do

sigma1(0,n)=0.0
sigma2(0,n)=0.0
sigma3(0,n)=0.0

do m=1,var3
sigma1(m,n)=D11(m,n)+sigma1(m-1,n)
sigma2(m,n)=D12(m,n)+sigma2(m-1,n)
sigma3(m,n)=D13(m,n)+sigma3(m-1,n)
end do

fac0(n)=sigma1(var3,n)*1e-14*dos/(1.6022e-10*slif(n))
fac01(n)=sigma2(var3,n)*1e-14*dos/(1.6022e-10*slif(n))
fac02(n)=sigma3(var3,n)*1e-14*dos/(1.6022e-10*slif(n))
fac1(n)=exp(-fac0(n))
fac2(n)=exp(-fac01(n))
fac3(n)=exp(-fac02(n))

P1(n)=sigma2(var3,n)/sigma0
if(P1(n).lt.1)then
P3(n)=(1-P1(n))*pic1(2)
else
P3(n)=0.0
end if
P2(n)=sigma3(var3,n)/sigma0
if(P2(n).lt.1)then
P4(n)=(1-P2(n))*pic1(3)

```



```

        else
        P4(n)=0.0
        end if
P5(n)=1-((1+P3(n))*exp(-P3(n)))
P6(n)=1-((1+P4(n))*exp(-P4(n)))
    P7(n)=1-P5(n)
P8(n)=1-P6(n)
P9(n)=fac2(n)*P7(n)
P10(n)=fac3(n)*P8(n)
fac4(n)=1-fac1(n)
    fac5(n)=1-P9(n)
fac6(n)=1-P10(n)
    TL1(n)=(R1(1)*fac4(n)+(R1(2)*fac5(n)+(R1(3)*fac6(n))
TL(n)=TL1(n)/TLp

write(16,70)LET(n),TL(n),TL1(n),sigma1(var3,n),sigma2(var3,n),sigma3(var3,n)
    end do
        do i=1,var3
            write(18,90)(e3(i,n),D01(i,n),D02(i,n),n=1,1)
        end do
c80          format(3E14.4)
70          format(6E14.4)
90          format(4E14.4)
            write(*,*)'Sali del programa'
            close(unit=10)
            close(15)
            close(16)
            close(17)
        close(18)
            close(19)
            end program

```