



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

RESPUESTA DE TLD-100 COMO FUNCIÓN DE LA
LET DE ELECTRONES GENERADOS POR FOTONES
DE BAJAS ENERGÍAS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO BIOMÉDICO

P R E S E N T A :

ESTEBAN ARZAGA BARAJAS

TUTORA:

DRA. GUERDA MASSILLON



CIUDAD UNIVERSITARIA, Cd. Mx., 2020



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.

Hoja de datos del jurado

1. Datos del alumno

Arzaga
Barajas
Esteban
6145167786
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física Biomédica
416063563

2. Datos del tutor

Dra.
Guerda
Massillon

3. Datos del sinodal 1

Dra.
María Ester
Brandan
Siqués

4. Datos del sinodal 2

Dra.
María Isabel
Gamboa
de Buen

5. Datos del sinodal 3

M. en C.
Patricia Raquel
Avilés
Mandujano

6. Datos del sinodal 4

Dra.
Olga Leticia
Ávila
Aguirre

7. Datos del trabajo escrito

Respuesta de TLD-100 como función de la LET de electrones generados por
fotones de bajas energías
122 páginas
2020

*A mis padres, Francisco y Athenea,
por su apoyo, amor incondicional
y por los valores inculcados.*

*A mi hermano, Emiliano,
a pesar de la distancia eres
mi constante motivación.*

*A mis tías, Lidia y Rosa,
porque me dieron todo
sin pedir nada a cambio.*

*A mi fiel compañero, Junior[†],
espero –algún día– estar al nivel
de lo mucho que me estimas.*

Agradecimientos

A los miembros de mi comité sinodal: **Dra. Guerda Massillon, Dra. María Ester Brandan Siqués, Dra. Isabel Gamboa de Buen, M. en C. Patricia Raquel Avilés Mandujano y Dra. Olga Leticia Ávila Aguirre**, por el tiempo dedicado a la revisión de mi proyecto de tesis. Sin sus sugerencias y comentarios tan valiosos estaría lejos de sentirme satisfecho con este trabajo. *Muchísimas gracias.*

A la **Dra. Guerda Massillon**, por todas las enseñanzas que me dejó, tanto de tipo académicas como personales. Por la confianza depositada en mi persona y por su apoyo invaluable para la realización de este proyecto. Le deseo que nunca deje de cosechar éxitos, para poder seguir presumiéndola siempre.

A mis *primas*, Rosa y Ana Ingalls, por todos los consejos y las opiniones constructivas que me han ayudado a tomar decisiones asertivas y mejorar como persona. También a la Dra. Beatriz Velázquez, por apoyarme siempre que la necesité.

A mi abuelo, el Dr. Juan Francisco Barajas, por todas sus pláticas amenas y relevantes. Por todo su apoyo y por el aprecio que me tiene.

A mi tío, Gerardo Arzaga, así como a Deyanira Rey, por la confianza y el apoyo que me dieron a lo largo de mis estudios de licenciatura.

Quiero agradecer también a mis amigos, en orden alfabético según el apellido¹:

- A Steve Avendaño, por los buenos momentos y por estar bien *macizo* ante cualquier circunstancia.
- A Kevin *Dino*, por haber mantenido nuestra amistad a través de los años. Por estar en contra de la mediocridad y por siempre querer salir adelante. Por los *mixes* que me sirvieron para realizar este documento e innumerables tareas.
- A mi *Patrona*, Diana López, por haberte convertido en parte de mi alma. Los versos y las canciones no me bastan para expresar lo mucho que significas para mí. Nadie te quiere más que yo, siempre recuérdalo.
- A Carol Molina, tu persistencia e inteligencia hacen que seas un ejemplo a seguir para mi persona, muchas gracias por todo.
- A Mariana Muñoz, por todos los buenos momentos que pasé a tu lado. Te doy las gracias por las veces en que tú y tu familia me recibieron con los brazos abiertos.
- A Saret Ortega, por estar ahí en tiempos de *chisme*, así como en tiempos difíciles.
- A Gemma Osorio, por brindarme tu amistad y esclarecer todas mis dudas.
- A Vanessa Pacheco, por esos imborrables recuerdos que guardo en mi corazón.
- A Karla *Ruth*, por todas las risas y el apoyo que me diste. Sigo en deuda contigo.
- A Fer *shiquilla*, por tu amistad invaluable y por estar conmigo sin importar las circunstancias. Por soportar mis “chistes” absurdos y por siempre dejarte querer. Por apiadarte de mi mano mientras te comías ferozmente mi chapata.
- A Saúl Saldaña, *el maestro de los susurros*. Por cuidar de Diana y estar en sus momentos más difíciles cuando mi orgullo no me lo permitió.

¹Para que no anden reclamando porque puse a *x* persona antes que ellos, si bien que los conozco.

- A *Andhi* Sánchez, por llenar mi vida de alegría. Eres la persona más *suavecita* que conozco, muchas gracias por darme un lugar en tu corazón de *gomita*. Espero poder consentirte hasta el final de mis días.
- A *Paquito* Torres, por estar siempre a mi lado y por guiarme a través de muchos problemas. Por ser un gran amigo, aun sabiendo que quiero *musho* a *Diana gato*.

A las Dras. Isabel Gamboa de Buen y Xóchitl López Rendón, por compartirme su entusiasmo sobre la dosimetría y el radiodiagnóstico. Por todo lo que aprendí con ustedes y por las oportunidades recibidas. En especial quiero agradecerles por el enorme cariño que le tienen a Diana, así como por el apoyo que le dieron.

Al Dr. Rodrigo Alfonso Martín Salas, por todo el apoyo que me ha dado y la paciencia que me tuvo durante la licenciatura. Sabe que le estimo mucho, a pesar de que está convencido que me uní al lado oscuro.

Al Dr. Iván Rosado, por lo que me ha enseñado y por siempre dirigirse con la calidez que le caracteriza.

A los Dres. Jaime Vázquez y Sergio Solís, por enseñarme con mucho entusiasmo sobre sus disciplinas a lo largo de la licenciatura.

Al Instituto de Física, por siempre recibirme con las puertas abiertas durante el desarrollo de este proyecto.

A la Facultad de Ciencias y a la Universidad Nacional Autónoma de México, por darme el lujo de obtener una educación superior de calidad.

Este trabajo fue financiado parcialmente por la Royal Society-Newton Advance Fellowship NA150212 y por la DGAPA-PAPIIT IN115117. Agradezco a dichas instituciones por el apoyo recibido.

Resumen

Se analizó la respuesta termoluminiscente del dosímetro TLD-100 inducida por haces de fotones de bajas energías. La eficiencia relativa, ER , y el cociente de alta temperatura (HTR^2 , por sus siglas en inglés), fueron evaluados como función de la energía efectiva de los haces y de la transferencia lineal de energía (LET³) promediada en trayectoria, $L_{\Delta,T}$, y en dosis, $L_{\Delta,D}$, de los espectros de fluencia de electrones total y secundario producidos por la interacción de los fotones con la materia. Los dosímetros, situados en maniqués de diferentes materiales (aire, polimetil metacrilato, poliestireno, fluoruro de litio y agua sólida), fueron expuestos a haces de rayos X de referencia pertenecientes a la serie 4037N del ISO⁴ y a rayos gamma de ¹³⁷Cs y ⁶⁰Co. Las curvas de brillo fueron deconvolucionadas en 9 picos, empleando un algoritmo desarrollado en Matlab que se basa en la aproximación de Podgorsak del modelo cinético de primer orden. Se observó que la ER de los picos de la curva de brillo está influenciada por el medio material, siendo menor para irradiaciones hechas en aire en comparación con otros materiales como fluoruro de litio y polimetil metacrilato. Las curvas de la ER en términos de la energía efectiva presentan un mínimo y un máximo. Esta estructura es diferente para los picos de la región de baja temperatura en comparación con los de alta temperatura. Evaluando la ER como función de la LET, se observó que la $L_{\Delta,D}$ del espectro de fluencia total de electrones es la distribución más apropiada para evaluar y describir la respuesta de los picos de la curva de brillo de TLD-100 en términos de la densidad de ionización para las condiciones de irradiación empleadas en el presente trabajo.

²*High Temperature Ratio.*

³*Linear Energy Transfer.*

⁴*International Standard Organization.*

Abstract

The response of TLD-100 dosimeters induced by low photon energy beams has been studied. Relative efficiency, RE , and the high temperature ratio, HTR , were evaluated as a function of the effective energy of the beams and also in terms of both track-average, $L_{\Delta,T}$, and dose average, $L_{\Delta,D}$, linear energy transfer (LET) of the total and secondary electron spectra produced in the interaction between photons and matter. The dosimeters, situated in different phantom materials (air, polymethyl methacrylate, polystyrene, lithium fluoride and solid water), were exposed to ISO-4037N x-ray beams, ^{137}Cs and ^{60}Co gamma beams. Thermoluminescent glow curves were deconvoluted into 9 individual glow peaks by using an algorithm developed in Matlab based on the Podgorsak approximation using the first-order kinetics model. The influence of the phantom material on the dosimeter response is observed in every peak of the glow curve, where RE values are lower in air compared to other materials such as lithium fluoride or polymethyl methacrylate. For all the glow peaks, RE as a function of the effective energy shows a region with a minimum and a maximum. The shape of such structure depends on the glow curve region; that is the high and low temperature peaks. By evaluating RE in terms of LET, it is concluded that $L_{\Delta,D}$ of the total electron fluence spectra is the most appropriate distribution to evaluate and describe the response of TLD-100 in terms of ionization density of the electrons generated by the radiation fields explored in this work.

Índice general

Agradecimientos	III
Resumen	VI
Abstract	VII
1. Introducción	1
1.1. Objetivo general del trabajo	3
1.1.1. Objetivos particulares	3
2. Conceptos básicos	5
2.1. Interacción de los fotones con la materia	5
2.1.1. Efecto fotoeléctrico	7
2.1.2. Dispersión Compton	8
2.1.3. Producción de pares	10
2.1.4. Atenuación de los fotones en la materia	12
2.2. Interacción de los electrones con la materia	15
2.2.1. Poder de frenado	16
2.2.2. Poder másico de frenado restringido y transferencia lineal de energía	19
2.2.3. Alcance	20
2.3. Magnitudes dosimétricas	22
2.3.1. Kerma	22
2.3.2. Dosis absorbida	23

2.3.3. Equilibrio de partícula cargada	24
2.4. Producción de rayos X y espectro	24
2.4.1. Calidad de haz	28
2.5. Termoluminiscencia	29
2.5.1. Teoría cinética de primer orden	32
2.5.2. Sobre la teoría cinética de segundo orden y de orden general	36
2.5.3. Dosimetría termoluminiscente	39
2.5.4. Fluoruro de litio dopado con magnesio y titanio	40
2.5.5. Lector de TLD	42
3. Antecedentes	43
3.1. Condiciones de irradiación	43
3.2. LET promedio de espectros de fluencia de electrones	46
4. Materiales y método	50
4.1. Deconvolución de las curvas de brillo	50
4.2. Eficiencia relativa de los picos y cociente de alta temperatura	55
4.3. Análisis de incertidumbres	56
5. Resultados	59
5.1. Curvas de brillo y deconvoluciones	59
5.2. Respuesta en función de la energía efectiva de los haces de fotones	63
5.3. Respuesta en función de la LET del espectro de fluencia total de electrones	73
5.3.1. LET promediada en trayectoria	73
5.3.2. LET promediada en dosis	74
5.4. Respuesta en función de la LET del espectro de fluencia de electrones secundarios	80
5.4.1. LET promediada en trayectoria	80
5.4.2. LET promediada en dosis	81

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	x
6. Discusión de resultados	85
6.1. Respuesta en función de la energía efectiva de los haces de fotones y forma de la curva de brillo	85
6.2. Respuesta en función de la LET de los espectros de fluencia de electrones	88
7. Conclusiones	89
Bibliografía	91
Apéndices	98
Apéndice A	98
Código en Matlab para la sustracción de fondo y deconvolución de las curvas de brillo	98

Capítulo 1

Introducción

En el presente trabajo se entiende por *fotones de bajas energías* aquellos haces de fotones con energías menores que 300 keV, dentro del amplio intervalo de energías que se emplean en la física médica, teniendo como límite superior a los rayos X de megavoltaje que son empleados en radioterapia. Los fotones de bajas energías tienen aplicaciones directas en la clínica, su uso se ve reflejado en tratamientos de braquiterapia: cáncer de próstata y restenosis coronaria; así como en procedimientos de radiodiagnóstico: tomografía computarizada, mamografía, fluoroscopia, entre otros. El dosímetro LiF:Mg,Ti (conocido comercialmente como TLD-100) es considerado el estándar de oro para determinar las magnitudes dosimétricas de haces de fotones de bajas energías. La alta popularidad de este dosímetro se debe a su adecuada sensibilidad e intervalo de linealidad en dosis para los campos de radiación mencionados. Además, se caracteriza por ser un material tejido equivalente¹, presentando también una alta disponibilidad comercial y posibilidad de reutilización.

Por estas razones, múltiples grupos de investigación se han dado a la tarea de estudiar la dependencia en energía de la respuesta de LiF:Mg,Ti expuesto a campos de fotones de bajas energías. En particular, esta respuesta se ha reportado en términos de la eficiencia relativa (ER), que es la señal termoluminiscente² por unidad de dosis absorbida (por el dosímetro) medida para un haz de radiación de interés normalizada

¹El número atómico del LiF ($Z_{ef} = 8.2$) es muy similar al del tejido biológico ($Z_{ef} = 7.4$).

²Área bajo la curva de brillo después de la sustracción de fondo.

con respecto a la misma cantidad medida para un haz de referencia (usualmente rayos gamma de ^{60}Co). En 2003, Davis y colaboradores [1] investigaron la respuesta de TLD-100 irradiado en polimetil metacrilato (PMMA) con haces muy filtrados de la serie NS (*Narrow Spectrum*) del ISO-4037N (energías efectivas de 23.5 a 1,250 keV) [2], observando la existencia de un máximo en ~ 23 keV con $ER = 1.10$. Con el paso del tiempo, se desarrollaron nuevos análisis en la respuesta de LiF:Mg,Ti para intervalos y/o valores de energías efectivas similares a los que emplearon Davis y colaboradores [3, 4, 5]. Las diferentes metodologías experimentales implicaron discrepancias entre los resultados reportados por los grupos de investigación.

En 2014, Massillon-JL y colaboradores [6] investigaron los parámetros causantes de las discrepancias mencionadas. Para ello, irradiaron dosímetros TLD-100 en aire, PMMA, poliestireno, LiF y agua sólida, con haces de fotones del ISO-4037N, rayos gamma de ^{137}Cs y ^{60}Co . Se observó que la ER decremента gradualmente con el aumento de la energía efectiva del haz de fotones hasta llegar a un mínimo en ~ 60 keV, incrementa a un máximo local en ~ 150 keV y vuelve a decremента gradualmente con la energía. La forma de la curva se preserva conforme el medio material pero sus magnitudes se ven afectadas, teniéndose una mayor respuesta en materiales de mayor densidad electrónica en comparación con el aire. Se observó también que la ER depende fuertemente de la evaluación de la dosis absorbida en el dosímetro. Concluyeron que las discrepancias se deben a efectos de supralinealidad en la respuesta del dosímetro, los materiales que conforman los maniqués, diferentes espectros de energía y condiciones de irradiación entre experimentos.

Cuando los fotones interactúan con la materia, estos ceden su energía a los electrones primarios, que a su vez producen a lo largo de su trayectoria electrones secundarios de menor energía cinética. Dadas sus características, los electrones secundarios son las partículas de mayor importancia en el proceso de depósito de energía por los fotones en el medio. Si bien la respuesta de LiF:Mg,Ti ha sido estudiada en función de la densidad de ionización de múltiples haces de partículas cargadas pesadas (PCP) e iones [7, 8, 9], este tipo de análisis no se ha realizado hasta el momento con la den-

sidad de ionización de los electrones generados por la interacción de los fotones³. Esto se debe a que el protocolo experimental de irradiación con fotones no proporciona la información suficiente para conocer los espectros de los electrones generados, sus características deben deducirse mediante simulaciones computacionales de transporte acoplado de electrones y fotones a través de la materia.

Por ello, Cabrera-Santiago y Massillon-JL [10] emplearon simulaciones computacionales utilizando las paqueterías FLURZnrc y DOSRZnrc del código Monte Carlo EGSnrc para investigar el espectro de fluencia de los electrones (total y secundario) producidos por los campos de radiación del ISO-4037N, teniendo como volumen sensible a dosímetros TLD-100 rodeados por diferentes materiales dispersores de interés clínico. De los espectros de fluencia de electrones, determinaron la transferencia lineal de energía (LET) promediada en trayectoria [10] y promediada en dosis [11] para las condiciones de irradiación expresadas en la simulación. Empleando el mismo método de irradiación en un experimento, se vuelve factible analizar la respuesta del dosímetro TLD-100, así como sus componentes, en términos de la densidad de ionización –caracterizada por la LET– de los electrones generados que inciden sobre su volumen sensible.

1.1. Objetivo general del trabajo

Realizar la deconvolución de las curvas de brillo de dosímetros TLD-100 que fueron irradiados previamente con rayos X de 20 a 300 kV, rayos gamma de ¹³⁷Cs y ⁶⁰Co y analizar la respuesta de cada pico como función de la LET.

1.1.1. Objetivos particulares

- Desarrollar un algoritmo computacional para realizar:

1. La sustracción rigurosa de la señal de fondo debido a la emisión térmica

³Es digno mencionar que se ha reportado de forma reciente la respuesta de dosímetros TLD-300 [12] y de películas de tinte radiocrómico [13] como función de la LET de electrones generados por fotones de bajas energías.

generada durante el proceso de lectura del dosímetro,

2. la deconvolución de las curvas de brillo de LiF:Mg,Ti a partir de un modelo de cinética de primer orden.
- Realizar el análisis de las curvas de brillo obtenidas mediante las diferentes condiciones de irradiación.
 - Interpretar los resultados obtenidos en términos de la energía de los haces de fotones a los que fueron expuestos los dosímetros, así como en función de la LET promedio de los espectros de fluencia de los electrones generados por los fotones.

Capítulo 2

Conceptos básicos

2.1. Interacción de los fotones con la materia

La presente sección pretende describir los procesos de interacción de los rayos X y gamma con la materia. Estos haces de fotones se encuentran en el extremo más energético del espectro electromagnético, debido a la corta longitud de onda (alta energía) que presentan. Se definen como campos de radiación indirectamente ionizante pues son partículas sin carga que pueden separar electrones de átomos o estructuras moleculares a través de interacciones cinéticas con el medio en el que viajan.

La forma en que se distinguen estos haces de fotones¹ se basa en los procesos por los cuales se originan. Los rayos X se producen por la acción de electrones libres –de suficiente energía cinética– con el medio absorbente y se dividen en dos categorías: *radiación de frenado* (*Bremsstrahlung*), en este caso los electrones en movimiento sufren una dispersión inelástica a causa de una interacción de campos coulombianos con la estructura nuclear del blanco, emitiendo un fotón cuya energía depende de la energía cinética perdida por el electrón incidente durante el evento. *Rayos X característicos*, los cuales son emitidos a causa de las transiciones electrónicas entre niveles atómicos a capas más internas debido a vacancias libres causadas por eventos de ionización en el átomo, haciendo que estos fotones sean emitidos con una energía definida, *característica* de la transición. En cambio, los rayos gamma son emisiones causadas por

¹En el énfasis de física médica y dosimetría.

transformaciones nucleares y eventos de aniquilación.

Los rayos X y gamma ceden su energía al medio que están atravesando a través de diferentes procesos de interacción, los cuales se dividen principalmente en [14]:

1. Efecto fotoeléctrico.
2. Dispersión Compton.
3. Producción de pares.

En el caso del efecto fotoeléctrico y la dispersión Compton, se tiene como consecuencia la transferencia de energía de los fotones a los electrones orbitales del medio, los cuales generan sus propias cascadas de ionización mediante interacciones coulombianas en sus trayectorias; mientras que, en la producción de pares, se genera un par electrón-positrón. La probabilidad con la que puede ocurrir uno de estos procesos depende de la energía del fotón, $h\nu$, y del número atómico del medio absorbente, Z . La figura 2.1 muestra las regiones en donde predomina cada tipo de proceso de interacción en función de los parámetros antes mencionados.

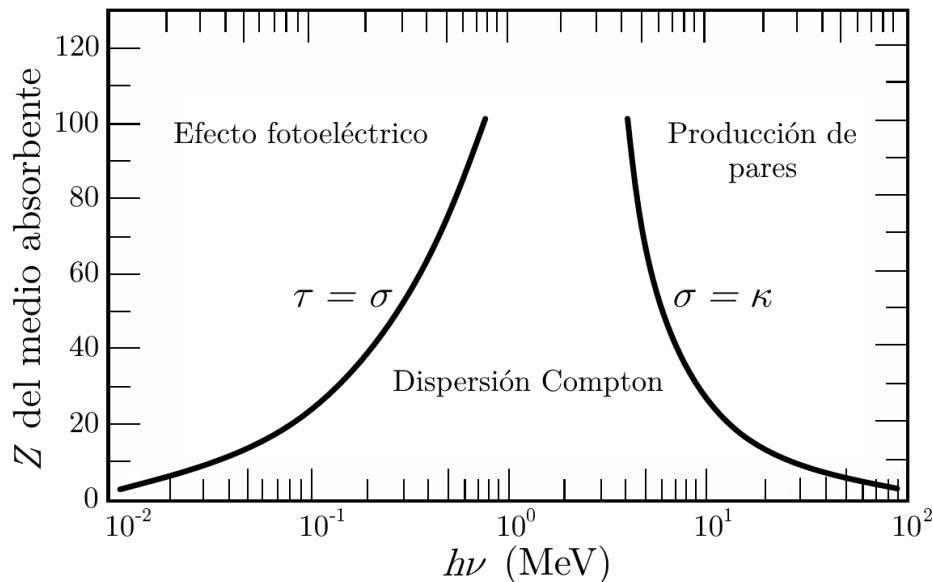


Figura 2.1: Importancia relativa de los tres principales procesos de interacción de los fotones con la materia. Las curvas (líneas sólidas) representan los valores de Z y $h\nu$ en donde dos tipos de procesos de interacción tienen la misma probabilidad de ocurrir (adaptado de [14]).

La curva a menores energías representa las condiciones (en términos de $h\nu$ y Z) en que la probabilidad del efecto fotoeléctrico, τ , es igual a la de la dispersión Compton, σ . En cambio, la curva a mayores energías muestra las condiciones donde la probabilidad de la dispersión Compton es la misma que la de la producción de pares, κ . Para un fotón de rayos X o gamma, cualquiera de estos procesos de interacción puede ocurrir, a excepción de la producción de pares, pues este proceso sólo es posible para fotones con energías mayores que 1.022 MeV. La razón de esta energía umbral se basa en la ley de conservación de la energía, que determina la energía mínima necesaria para generar un par electrón-positrón.

Se reconocen dos mecanismos adicionales de interacción, cuyas probabilidades de ocurrencia pueden ser considerables para energías o medios materiales que no corresponden a los que se emplean en el presente trabajo. En la *dispersión coherente*, los fotones son dispersados con ángulos pequeños por electrones orbitales sin ocurrir algún proceso de excitación o ionización. La dispersión coherente es importante para energías de pocos keV con la condición que el material tenga un alto valor de Z [15], por lo que este proceso no se considera significativo para los materiales tejido equivalentes que se analizan en este trabajo. Las *interacciones fotonucleares* ocurren con fotones de energías del orden de MeV, produciéndose neutrones o protones por interacciones del tipo (γ, n) y (γ, p) , respectivamente, con la activación del átomo con el que ocurrió la interacción.

2.1.1. Efecto fotoeléctrico

Este proceso se caracteriza por la absorción total de un fotón incidente por un electrón orbital fuertemente ligado al átomo (Fig. 2.2), con la consecuente emisión de un fotoelectrón [15]. La energía del fotón incidente está dada por $h\nu$, la cual debe ser mayor que la energía de ligadura del electrón, E_b , produciendo el desplazamiento del electrón. Considerando la energía cinética del átomo en retroceso, T_a , como cero, la energía cinética del fotoelectrón independientemente de su ángulo de dispersión es:

$$T = h\nu - E_b. \quad (2.1)$$

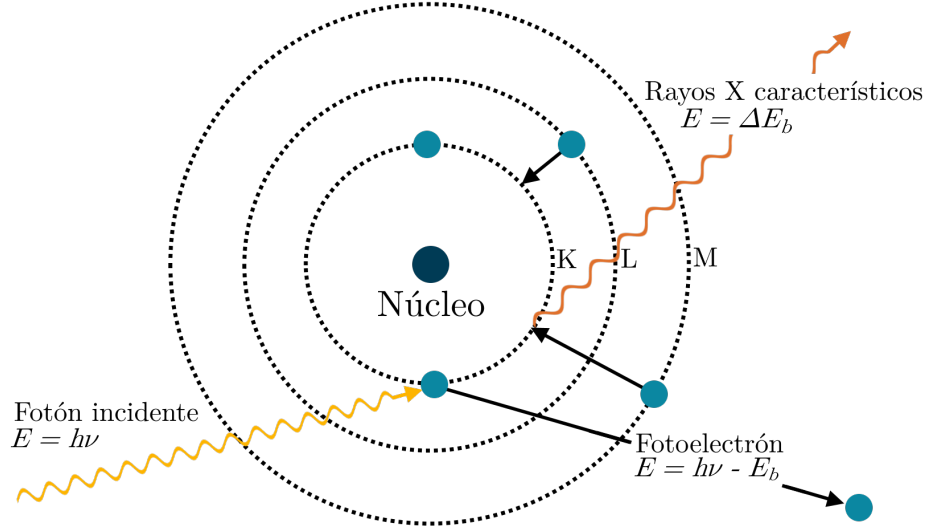


Figura 2.2: Esquema de eventos del efecto fotoeléctrico (adaptado de [15]). Puede ocurrir la emisión de rayos X característico por la transición de un electrón, proveniente de una capa más externa, a la capa donde se situaba el electrón eyectado.

La probabilidad en la que puede ocurrir un proceso de interacción se cuantifica con la *sección eficaz* [15]. La sección eficaz (por átomo) del efecto fotoeléctrico para la región de energía donde este efecto es el de mayor importancia ($h\nu \lesssim 0.1 \text{ MeV}$) está dada por la siguiente ecuación [14]:

$$a\tau \tilde{\propto} \frac{Z^4}{(h\nu)^3}, \quad [\text{cm}^2/\text{átomo}] \quad (2.2)$$

mientras que el coeficiente másico de atenuación está dado por:

$$\frac{\tau}{\rho} \tilde{\propto} \left(\frac{Z}{h\nu} \right)^3, \quad [\text{cm}^2/\text{g}] \quad (2.3)$$

2.1.2. Dispersión Compton

En la figura 2.3 se observa la interacción de un fotón de momento $p = h\nu/c$ con un electrón virtualmente libre (débilmente ligado con el átomo) que se encuentra en reposo. Después de la interacción, el electrón sale eyectado de su posición original con un momento $p = q$ y un ángulo ϕ con respecto a la dirección del fotón incidente, mientras que el nuevo fotón es emitido con un momento $p = h\nu'/c$ y un ángulo θ .

Partiendo de las leyes de conservación de la energía y del momento, se llega a

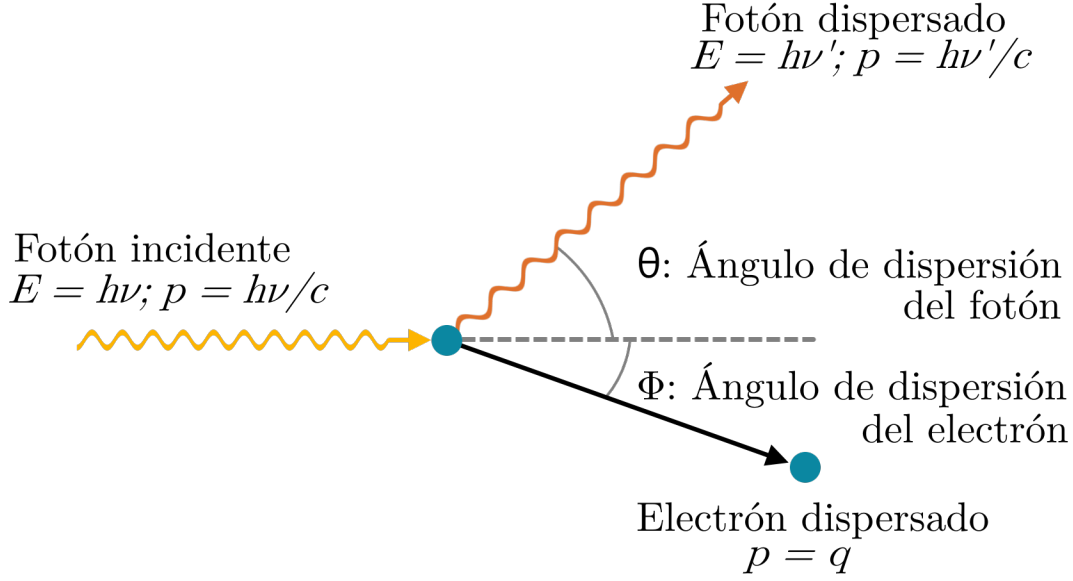


Figura 2.3: Esquema de eventos de la dispersión Compton (adaptado de [15]).

las ecuaciones que describen la cinemática de las partículas después de la interacción [14]:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)}, \quad (2.4)$$

$$E_e = h\nu - h\nu', \quad (2.5)$$

$$\cot\phi = \left(1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}\right) \tan\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (2.6)$$

donde m_0c^2 , $h\nu$ y $h\nu'$ son la energía del electrón en reposo, del fotón incidente y del fotón dispersado, respectivamente. Por conveniencia, sus unidades se expresan en MeV, siendo $m_0c^2 = 0.511$ MeV [14].

A diferencia del efecto fotoeléctrico, existen expresiones que definen la sección eficaz *por electrón*. Una de ellas es la fórmula propuesta por Klein-Nishina (K-N), en donde se toman en cuenta efectos relativistas y está dada por [14]:

$${}_{\epsilon}\sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\}, \quad (2.7)$$

donde $r_0 = e^2/m_0c^2 = 2.818 \times 10^{-13}$ cm es el radio clásico del electrón y $\alpha = h\nu/m_0c^2$. Es importante notar que en la ecuación 2.7 la sección eficaz por electrón es independiente de Z . Esto es consistente con la suposición de que la energía de ligadura del electrón es cero.

Un átomo eléctricamente neutro posee Z electrones, por lo que la sección eficaz Compton (o de K-N) *por átomo* se expresa como [14]:

$${}_a\sigma = Z \cdot {}_e\sigma, \quad [\text{cm}^2/\text{átomo}] \quad (2.8)$$

se indica que la probabilidad de que ocurra la dispersión Compton es proporcional a Z , siendo no tan considerable como en el efecto fotoeléctrico, donde se tiene una proporcionalidad Z^4 .

El coeficiente másico de atenuación Compton se define por:

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{N_A Z}{A} {}_e\sigma, \quad [\text{cm}^2/\text{g}] \quad (2.9)$$

donde $N_A Z/A$ son el número de electrones por gramo de material.

2.1.3. Producción de pares

En este proceso, el fotón pasa cerca del núcleo atómico, interacciona con el campo coulombiano nuclear y cede toda su energía, $h\nu$, para generar un par electrón-positrón (véase la Fig. 2.4). El estado del núcleo dispersado antes y después del evento es el mismo, a excepción de algún cambio en su energía cinética y momento, los cuales son despreciables.

El electrón generado posee una masa m_e al igual que el positrón. La equivalencia entre masa y energía establece que $E = mc^2$, por lo que, la energía mínima necesaria para producir el par de partículas es:

$$E = 2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}. \quad (2.10)$$

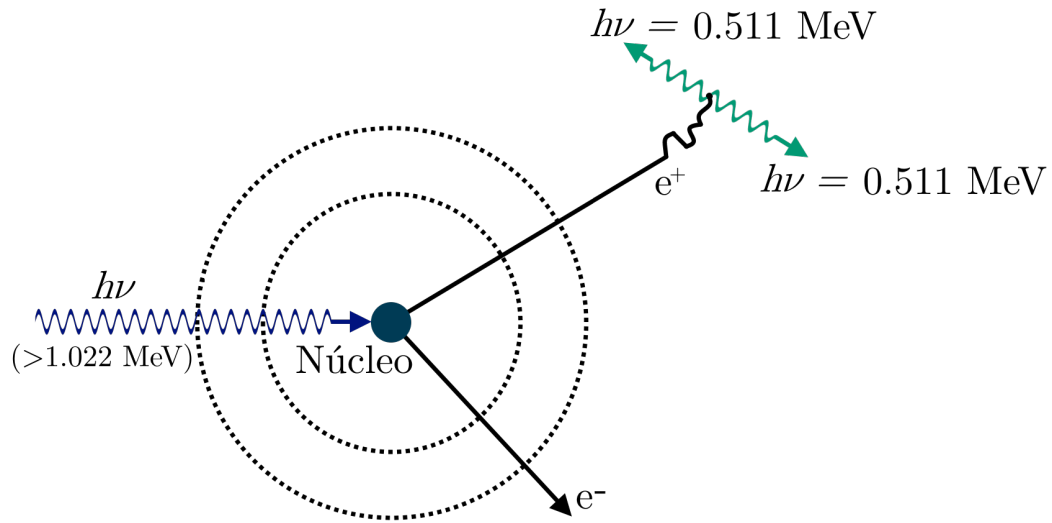


Figura 2.4: Esquema de eventos de la producción de pares (adaptado de [15]). Posteriormente, el positrón viaja y se aniquila con un electrón del medio, generando así fotones de aniquilación.

Por conservación de energía, se tiene que:

$$h\nu = 1.022 \text{ MeV} + T^- + T^+, \quad (2.11)$$

donde T^- y T^+ son la energía cinética del electrón y del positrón, respectivamente. En promedio, la energía cinética de cada una de las partículas al momento de su creación es [14]:

$$\bar{T} = \frac{h\nu - 1.022 \text{ MeV}}{2}, \quad (2.12)$$

mientras que el ángulo promedio formado entre la dirección de salida de las partículas y el fotón incidente es [14]:

$$\bar{\theta} \approx \frac{m_0 c^2}{\bar{T}}. \quad [\text{rad}] \quad (2.13)$$

La sección eficaz (por átomo) de la producción de pares se describe mediante la

siguiente ecuación [14]:

$${}_a\kappa = \sigma_0 Z^2 \bar{P}, \quad [\text{cm}^2/\text{átomo}] \quad (2.14)$$

donde $\sigma_0 = 5.80 \times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{electrón}$ es el producto entre el radio clásico del electrón, r_0^2 , y la constante de estructura fina, α , mientras que \bar{P} es una función que depende de $h\nu$ y Z [16].

El coeficiente másico de atenuación para producción de pares es:

$$\frac{\kappa}{\rho} = {}_a\kappa \frac{N_A}{A}. \quad [\text{cm}^2/\text{g}] \quad (2.15)$$

2.1.4. Atenuación de los fotones en la materia

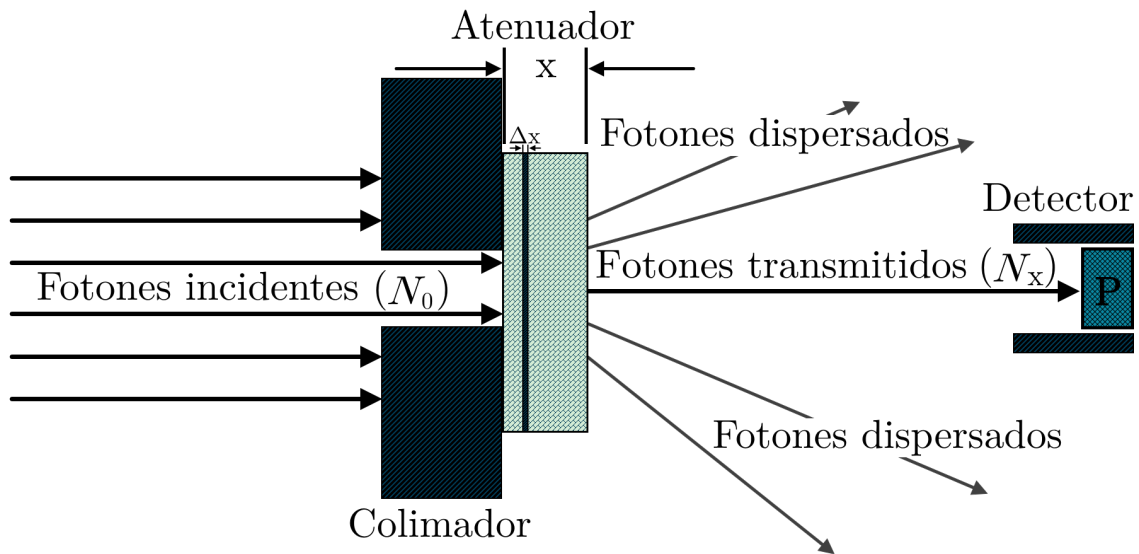


Figura 2.5: Geometría de haz angosto (adaptado de [14]). El haz es colimado de manera que coincida con el área del detector, minimizando así el número de fotones dispersados generados en el atenuador. El detector es colocado a una distancia del material atenuador lo suficientemente grande tal que los fotones dispersados no incidan sobre el detector [14].

Un material homogéneo de grosor transversal x se coloca perpendicularmente a la trayectoria de un haz de monoenergético de fotones que cumple con la geometría de haz angosto (Fig. 2.5), teniendo N_0 fotones incidentes al momento de la medición. El

número de fotones del haz incidente (denominado haz primario) decrementa debido a los procesos de interacción que conlleva con el material cuando lo atraviesa, quedando sólo un número N_x de fotones del haz incidente que no interactuaron con el material atenuador, denominándose fotones transmitidos, los cuales son contados por el detector P.

Este proceso, que implica la disminución de fotones del haz primario, se denomina *atenuación*. La ecuación que describe el cambio en el número de fotones, ΔN , cuando el haz atraviesa una sección transversal del material, Δx , es [14]:

$$\Delta N = -\mu N \Delta x, \quad (2.16)$$

donde el signo negativo muestra al cambio del número de fotones como un decremento; μ es una constante de proporcionalidad llamada *coeficiente lineal de atenuación*, es la probabilidad de interacción de un fotón con una sección transversal de grosor unitario por unidad de longitud, sus dimensiones son cm^{-1} y depende de las propiedades físicas del medio atenuador, así como de la energía del fotón incidente.

Tratando a la ecuación 2.16 como una ecuación diferencial, el cambio fraccional en el número de fotones, dN , dada una sección transversal de grosor infinitesimal, dx , es:

$$\frac{dN}{N} = -\mu dx, \quad (2.17)$$

integrando sobre el grosor de 0 a x , así como sobre el número de fotones de N_0 a N_x , se llega a la *ley de atenuación exponencial*:

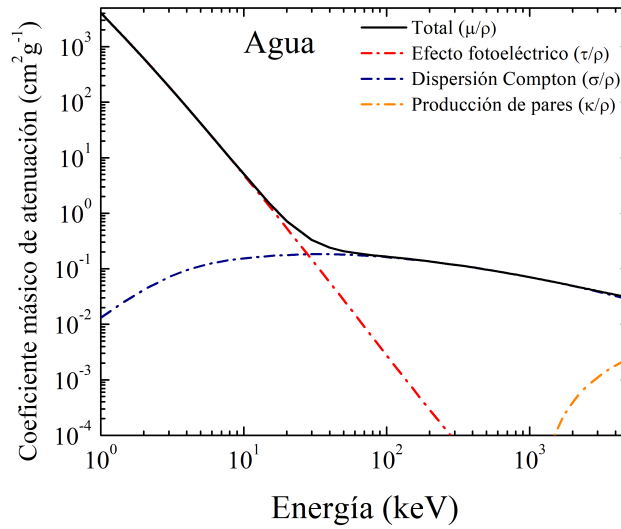
$$N_x = N_0 e^{-\mu x}, \quad (2.18)$$

nuevamente N_0 es la fluencia de fotones incidente y N_x es la fluencia restante después de atravesar un material de grosor x . Para fines prácticos, el coeficiente de atenuación se describe en términos de la densidad, la cual se relaciona con la densidad atómica y electrónica del medio, llamándose así coeficiente másico de atenuación, μ/ρ . El coeficiente másico de atenuación total se describe como la suma de los coeficientes

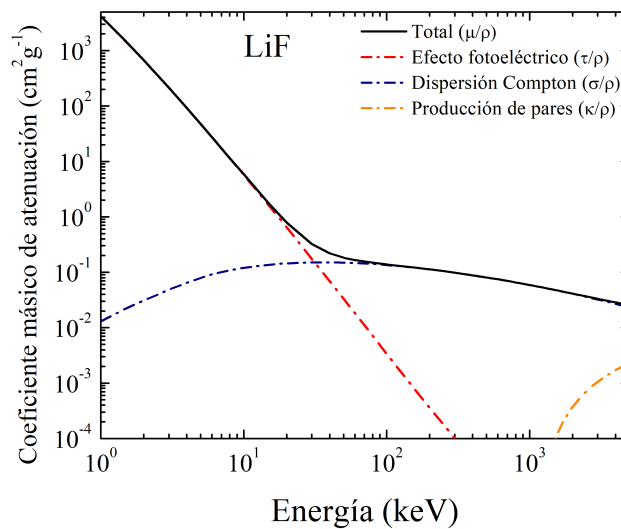
másicos de atenuación individuales [14]:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho}, \quad [\text{cm}^2/\text{g}] \quad (2.19)$$

donde τ/ρ , σ/ρ y κ/ρ son los coeficientes másicos de atenuación debido al efecto fotoeléctrico, a la dispersión Compton y a la producción de pares, respectivamente. En la figura 2.6 se muestran los coeficientes másicos de atenuación, y sus componentes, para dos materiales de interés dosimétrico.



(a)



(b)

Figura 2.6: Coeficientes másicos de atenuación en (a) agua y (b) LiF como función de la energía del fotón incidente [17].

2.2. Interacción de los electrones con la materia

Los electrones son partículas cargadas ligeras que se consideran como los responsables del proceso de depósito de energía en la materia por fotones, debido al mayor número de interacciones que estos tienen con el medio. Este tipo de partículas pierden energía cinética gradualmente por medio de interacciones coulombianas con los electrones orbitales y los núcleos atómicos del medio que atraviesan. Estas interacciones, denominadas *colisiones* (Fig. 2.7), se catalogan en términos del parámetro de impacto, b , de la trayectoria del electrón en comparación con el radio atómico clásico, a , del átomo con el que la partícula cargada interacciona [16]:

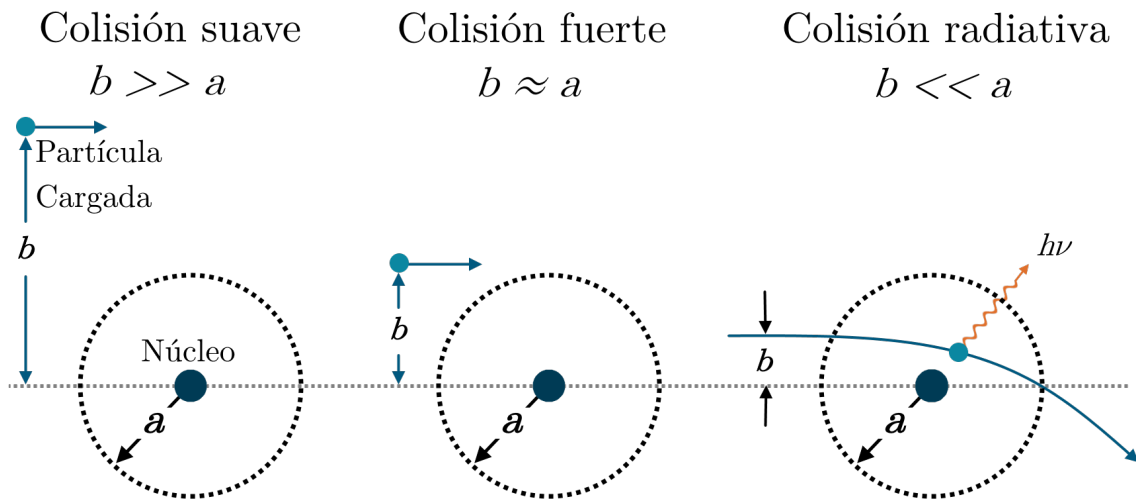


Figura 2.7: Tipos de colisiones de un electrón con un átomo del medio (adaptado de [16]).

- Colisiones suaves (distantes, $b \gg a$): el electrón pasa cerca del átomo a una distancia considerable, interactuando –débilmente– con todas las componentes del átomo que posean carga eléctrica. Se tiene como resultado poca transferencia de energía al átomo del medio absorbente, puede ocurrir ionización por la remoción de un electrón de la banda de valencia.
- Colisiones fuertes (cercanas, $b \approx a$): el electrón puede tener un impacto coulombiano directo con un electrón orbital del átomo del medio absorbente, cediendo una cantidad considerable de energía cinética en el proceso. El electrón orbital

que sale del átomo se denomina *rayo delta* y posee energía suficiente como para generar sus propias cascadas de ionización. Puede ocurrir la emisión de rayos X característicos por la transición de un electrón a la capa donde se encontraba el electrón eyectado.

- Colisiones radiativas, también conocidas como interacciones de fuerza coulombiana con el campo nuclear externo ($b \ll a$): el electrón interactúa principalmente con el núcleo y conlleva una dispersión elástica o inelástica. En la mayoría de los casos suceden dispersiones elásticas, en donde el electrón pierde una cantidad pequeña de energía cinética durante el proceso. Cuando ocurre una dispersión inelástica, el electrón se desvía de su trayectoria y puede perder una cantidad considerable de energía cinética, se acompaña de la emisión de rayos X de frenado (*Bremsstrahlung*).

2.2.1. Poder de frenado

Una partícula cargada que viaja en un medio pierde energía cinética en función de las características de la propia partícula y del medio absorbente. La manera en que se expresa esta *pérdida de energía por distancia recorrida* es mediante el poder de frenado, dT/dx , con unidades MeV cm^{-1} . El cociente entre el poder de frenado y la densidad ρ del medio se denomina poder másico de frenado, $dT/\rho dx$, y posee unidades de $\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$.

Se conocen dos tipos de poder de frenado con base en el tipo de interacción que puede tener la partícula cargada con los átomos del medio: poder de frenado de colisión (suaves y fuertes) y poder de frenado radiativo. El poder másico de frenado total es la suma de los componentes antes descritos, es decir [14]:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right) = \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c + \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_r. \quad (2.20)$$

A su vez, el poder másico de frenado de colisión se separa en sus componentes:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c = \left(\frac{dT_s}{\rho dx}\right)_c + \left(\frac{dT_h}{\rho dx}\right)_c, \quad (2.21)$$

donde los subíndices s y h significan colisiones suaves (*soft*) y fuertes (*hard*), respectivamente. El término de colisiones suaves de la ecuación 2.21 se describe mediante la ecuación de Bethe (1932), la cual es [14]:

$$\left(\frac{dT_s}{\rho dx}\right)_c = k \left[\ln \left(\frac{2m_0c^2\beta^2 H}{I^2(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right], \quad (2.22)$$

donde I es el potencial de excitación promedio del átomo y H es un límite de energía arbitrario entre las colisiones suaves y duras, en términos de la energía transferida al átomo o electrón orbital en la colisión; k es un parámetro definido de la siguiente manera:

$$k \equiv \frac{2Cm_0c^2z^2}{\beta^2} = 0.1535 \frac{Zz^2}{A\beta^2}, \quad [\text{MeVcm}^2/\text{g}] \quad (2.23)$$

siendo $C \equiv \pi(N_A Z/A)r_0^2 = 0.15Z/A \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, con $N_A Z/A$ el número de electrones por gramo y $r_0 = e^2/m_0c^2 = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$ el radio clásico del electrón, $m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ la masa del electrón en reposo y $\beta = v/c$ la velocidad relativa a la de la luz.

El término de colisiones fuertes, visto en la ecuación 2.21, se calcula mediante la siguiente integral [18]:

$$\left(\frac{dT_h}{\rho dx}\right)_c = \frac{N_A Z}{A} \int_H^{T'_{max}} T' \frac{d\sigma}{dT'} dT', \quad (2.24)$$

donde T' es la energía transferida a un electrón libre y T'_{max} es la máxima energía que puede ser transferida en una colisión directa a dicho electrón, $d\sigma/dT'$ es la sección eficaz diferencial para la transferencia de energía T' . El desarrollo de la ecuación 2.24 depende del tipo de partícula incidente, ya sea un positrón, un electrón o una partícula cargada pesada. Para el caso de electrones, la sección eficaz $d\sigma$, determinada

por Christian Møller (1932), es de la siguiente forma [18]:

$$d\sigma = \frac{2\pi r_0^2 m c^2}{\beta^2} \frac{dT'}{T'^2} \left[1 + \frac{T'^2}{(T - T')^2} + \frac{\tau^2}{(\tau + 1)^2} \left(\frac{T'}{T} \right)^2 - \frac{(2\tau + 1)}{(\tau + 1)^2} \frac{T'}{(T - T')} \right], \quad (2.25)$$

donde $\tau = T/m_0c^2$ es el cociente de la energía cinética del electrón incidente con respecto a su energía en reposo. Teniendo que $T'_{max} = T/2$ en el caso de electrones y utilizando las ecuaciones 2.21, 2.22, 2.24 y 2.25, se obtiene la siguiente ecuación que describe el poder másico de frenado de colisiones para electrones [14]:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c = k \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau + 2)}{2(I/m_0c^2)^2} \right) + F^-(\tau) - \delta - \frac{2C}{Z} \right], \quad (2.26)$$

donde δ es el término de corrección por polarización o efectos de densidad en medios condensados, C/Z es la corrección por capas electrónicas y $F^-(\tau)$ es una función exclusiva para electrones, expresada de la siguiente manera:

$$F^-(\tau) \equiv 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2}. \quad (2.27)$$

La tasa de producción de radiación de frenado se expresa por el poder de frenado másico radiativo, el cual se describe como [14]:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_r = \sigma_0 \frac{N_A Z^2}{A} (T + m_0c^2) \bar{B}_r, \quad (2.28)$$

donde $\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0c^2} \right)^2$ (véase la Ec. 2.14), T es la energía cinética del electrón (en MeV) y \bar{B}_r es una función que depende de Z y T . De todas las partículas cargadas, los electrones y positrones son las partículas óptimas para generar radiación de frenado, esto debido a que la ecuación 2.28 es inversamente proporcional a la equivalencia masa-energía de la partícula.

2.2.2. Poder másico de frenado restringido y transferencia lineal de energía

El objetivo de la dosimetría radica en determinar la energía depositada por un campo de radiación en una región de interés de un material dado. Usar el poder másico de frenado de colisiones, $(dT/\rho dx)_c$, puede causar una sobrestimación en la dosis absorbida (esta cantidad se aborda a detalle en la sección 2.3.2), ya que $(dT/\rho dx)_c$ incorpora todo tipo de colisiones suaves y fuertes. Los rayos delta (véase el apartado de colisiones fuertes de la sección 2.2) se caracterizan por tener una trayectoria separada de la partícula incidente; si además tienen una energía cinética lo suficientemente grande, entonces pueden escapar de la región de interés en la cual se determina la dosis absorbida.

El poder másico de frenado restringido, $(dT/\rho dx)_\Delta$, con unidades $\text{MeVcm}^2 \text{g}^{-1}$, es la componente del poder másico de frenado de colisiones que incluye las colisiones suaves y las colisiones fuertes que tienen como resultado rayos delta con energías menores que una energía de corte Δ [14]. El valor que se le asigna a Δ depende de las dimensiones de la región de interés, así como las propiedades del medio absorbente y las características del campo de radiación [16]. El poder másico de frenado restringido para electrones está dado por la siguiente ecuación [14]:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_\Delta = k \left[\ln \left(\frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2 (I/m_0 c^2)^2} \right) + G^-(\tau, \eta) - \delta - \frac{2C}{Z} \right], \quad (2.29)$$

donde $\eta = \Delta/T$. Nótese la similitud con la ecuación 2.26, aquí $F^-(\tau)$ se reemplaza por $G^-(\tau, \eta)$, y esta función se define como:

$$G^-(\tau, \eta) \equiv -1 - \beta^2 + \ln [4(1 - \eta)\eta] + \frac{1}{1 - \eta} + (1 - \beta^2) \left[\frac{\tau^2 \eta^2}{2} + (2\tau + 1) \ln(1 - \eta) \right]. \quad (2.30)$$

Se observa que si $\Delta = T/2$, entonces $G^-(\tau, 1/2) = F^-(\tau)$, haciendo que las ecuaciones 2.26 y 2.29 sean idénticas. Es decir, si la energía de corte es igual a la energía máxima que puede transferir un electrón incidente a un electrón orbital ($T'_{max} = T/2$),

entonces el poder másico de frenado restringido es igual al poder másico de frenado de colisiones.

La densidad de ionización producida por un campo de radiación ionizante en un medio se describe mediante la transferencia lineal de energía (LET², por sus siglas en inglés). La LET o el poder de frenado lineal restringido, L_{Δ} , de un material y partículas cargadas de un tipo y energía, es la energía promedio perdida por las partículas cargadas, E_{Δ} , debido a las interacciones electrónicas al atravesar una distancia x , exceptuando el promedio de las energías cinéticas mayores que Δ de todos los electrones liberados por las partículas cargadas [19]:

$$L_{\Delta} = \frac{dE_{\Delta}}{dx}, \quad [\text{keV}/\mu\text{m}] \quad (2.31)$$

se relaciona con el poder másico de frenado restringido de la siguiente manera [14]:

$$L_{\Delta} = \frac{\rho}{10} \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{\Delta}. \quad [\text{keV}/\mu\text{m}] \quad (2.32)$$

Estando estrechamente relacionados, el poder de frenado y la LET presentan diferencias clave: el poder de frenado se enfoca en la pérdida de energía de una partícula cargada que atraviesa un medio, mientras que la LET observa la tasa de impartición de dicha energía al medio absorbente [16]. Esto hace que la LET sea de especial utilidad para el entendimiento de la acción biológica de la radiación, pues se relaciona al patrón de depósito de energía en la materia y, por lo tanto, se considera de gran importancia en protección radiológica, radiobiología y microdosimetría.

2.2.3. Alcance

El Alcance, R , de una partícula cargada es el valor esperado de la distancia que esta partícula recorre desde que entra a un medio dado hasta que detiene por completo en este. Depende de la energía de la partícula, de su masa y de su carga, así como de las propiedades del medio absorbente [16].

En cambio, el *alcance proyectado*, t , es el valor esperado de la máxima profundidad

²Linear Energy Transfer.

de penetración de la partícula en el medio [14]. En el caso de las partículas cargadas pesadas, el alcance coincide con el alcance proyectado (Fig. 2.8), pues presentan un comportamiento prácticamente rectilíneo debido a que sufren pequeños ángulos de dispersión durante las colisiones elásticas y tienen pocas pérdidas radiativas [16]. Para las partículas cargadas ligeras (electrones y positrones), los ángulos de dispersión son mucho más pronunciados, además que presentan grandes pérdidas radiativas, teniendo así una trayectoria tortuosa cuyo alcance es mayor que el alcance proyectado.

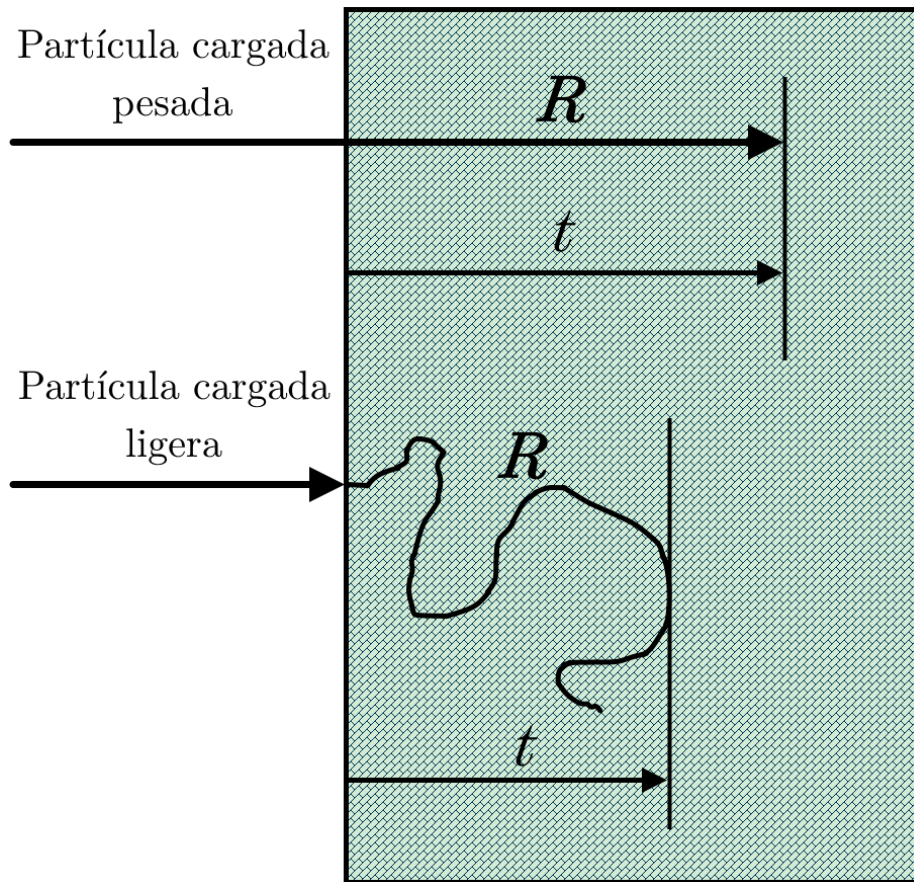


Figura 2.8: Penetración de partículas cargadas en un medio absorbente. Parte superior: partículas cargadas pesadas (protones, partículas α , iones pesados); parte inferior: partículas cargadas ligeras (electrones y positrones; adaptado de [16]).

El alcance es una magnitud que puede ser medida bajo condiciones muy especiales, tales que permitan medir la longitud de trayectoria de las partículas de un mismo tipo y energía inicial que entran al medio [14]. Una magnitud similar y práctica es el *alcance en la aproximación de frenado continuo*, R_{CSDA} , el cual representa el alcance

de una partícula cargada que pierde su energía cinética de manera gradual y continua cuando viaja en un medio absorbente. En términos del poder másico de frenado, R_{CSDA} se define de la siguiente manera [14]:

$$R_{CSDA} \equiv \int_0^{T_0} \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)^{-1} dT, \quad [\text{g/cm}^2] \quad (2.33)$$

donde T_0 es la energía cinética inicial de la partícula. Para fines prácticos $R = R_{CSDA}$, aunque en realidad se tienen pérdidas discretas y discontinuas de energía, por lo que el alcance CSDA subestima al alcance real, teniendo una mayor subestimación en el caso de partículas cargadas ligeras.

2.3. Magnitudes dosimétricas

El *kerma*³ y la *dosis* son magnitudes dosimétricas que se usan para cuantificar el depósito de la energía en la materia a causa de los procesos de interacción de la radiación ionizante con el medio. Su determinación es de suma importancia para conocer el efecto de la radiación en volúmenes de interés, especialmente en tejidos.

2.3.1. Kerma

El kerma, K , es la energía transferida promedio a partículas cargadas, \bar{E}_{tr} , por unidad de masa, m , liberadas por partículas indirectamente ionizantes en el volumen de un medio dado [19]:

$$K = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm}, \quad [\text{Gy}] \quad (2.34)$$

la unidad establecida del kerma es el gray ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1}$). El kerma total se divide en dos componentes según el tipo de colisiones que conllevan los electrones liberados

³Acrónimo en inglés de energía cinética liberada por unidad de masa (*K*inetic *e*nergy *r*elased *p*er *m*ass) [19].

por los fotones incidentes [20]:

$$K = K_{\text{col}} + K_{\text{rad}}, \quad (2.35)$$

donde:

- El kerma de colisiones, K_{col} , es la componente del kerma que da a lugar a la producción de electrones que disipan su energía cinética en colisiones suaves y fuertes (véase la sección 2.2). Es decir, K_{col} es el valor esperado de la transferencia neta de energía a partículas cargadas por unidad de masa en el volumen de interés, excluyendo pérdidas radiativas y la transferencia de energía de una partícula cargada a otra [20].
- El kerma radiativo, K_{rad} , es la componente del kerma que produce electrones que conllevan producción de fotones, como es el caso de colisiones radiativas y aniquilación en vuelo [20].

2.3.2. Dosis absorbida

La dosis absorbida, D , es la energía impartida promedio por la radiación ionizante a la materia, $\bar{\epsilon}$, por unidad de masa, m , en el volumen de un medio dado [19]:

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}, \quad [\text{Gy}] \quad (2.36)$$

la energía impartida promedio es igual a la energía radiante⁴ promedio de todas las partículas cargadas y no cargadas que entran en el volumen, R_{in} , menos la energía radiante de todas las que salen, R_{out} , más la suma promedio de todos los cambios de la energía en reposo del núcleo y de las partículas elementales dentro del volumen, $\sum Q$, es decir [19]:

$$\bar{\epsilon} = R_{\text{in}} - R_{\text{out}} + \sum Q. \quad (2.37)$$

⁴En términos generales, la energía radiante, R , es la energía (excluyendo la energía en reposo) de las partículas que son emitidas, transferidas o recibidas en un volumen de interés [19].

2.3.3. Equilibrio de partícula cargada

El equilibrio de partícula cargada (EPC) existe en un punto p , centrado en un volumen, V , si cada partícula cargada que sale de V es reemplazada por otra partícula cargada entrante de mismo tipo y misma energía. Si existe EPC en ese punto, entonces [14]:

$$D \stackrel{\text{EPC}}{=} K_{\text{col}}, \quad (2.38)$$

asumiendo que la producción de radiación de frenado es despreciable.

2.4. Producción de rayos X y espectro

La manera en que se generan los haces de rayos X para fines de diagnóstico médico es mediante la conversión de la energía cinética de electrones (acelerados bajo una diferencia de potencial) en radiación electromagnética, como resultado de las colisiones radiativas descritas en la sección 2.2. Se tienen dos instrumentos que son esenciales para la producción de rayos X de manera controlada: el generador, el cual provee el voltaje eléctrico así como los controles de usuario, y el tubo de rayos X, que provee las condiciones ideales para producir el haz de fotones [21].

Como se observa en la figura 2.9, el tubo de rayos X se compone de dos electrodos, un cátodo y un ánodo, distanciados entre sí 1–2 cm, encapsulados al vacío dentro de un cristal o metal. Los cables de alto voltaje negativo y positivo, que parten del generador, se conectan al cátodo y al ánodo, respectivamente. Un circuito separado conecta el filamento del cátodo con una fuente de bajo voltaje.

El primer paso en la producción de rayos X consiste en la generación de electrones libres. La activación del circuito separado causa el calentamiento del filamento debido a la resistencia eléctrica que este componente presenta, liberándose electrones mediante un proceso conocido como *emisión termoiónica*. Estos electrones se acumulan en la superficie del filamento, generando lo que se conoce como una nube de electrones. Entre más corriente se le aplica al filamento, más calor produce y por lo

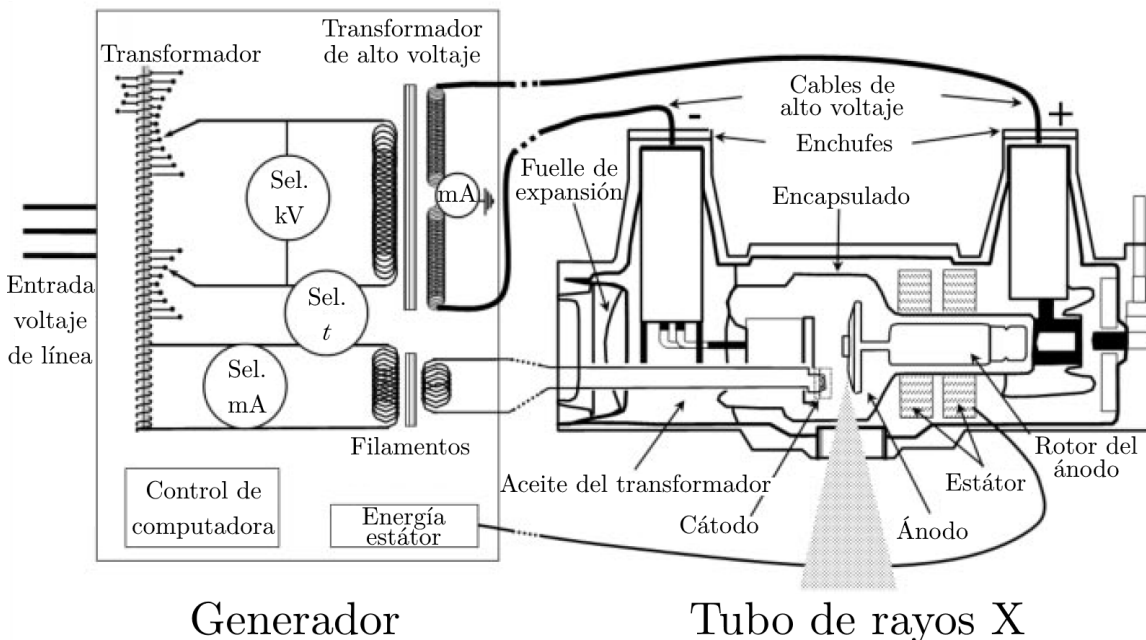


Figura 2.9: Componentes del generador y tubo de rayos X [21].

tanto se libera un mayor número de electrones, que a su vez generan un mayor número de fotones, I [21].

El segundo paso consiste en la aplicación de una diferencia de potencial, típicamente de 20 a 300 kV (dependiendo de la tarea clínica), la cual es suministrada por el generador que alimenta a los electrodos. Los electrones son acelerados súbitamente hacia el ánodo siguiendo una trayectoria determinada por el filamento y la geometría de la copa de enfoque. Cada electrón posee una energía cinética (en keV) igual al voltaje de operación del tubo. Dicho voltaje (kV), la corriente del filamento (mA) y la duración de la exposición (s) son parámetros que pueden ser seleccionados por el usuario para la producción de rayos X.

En el tercer –y último– paso, los electrones colisionan con los átomos que conforman el ánodo, ocurriendo las colisiones mencionadas en la sección 2.2. En el 0.5% de los eventos, un electrón llega a una distancia cercana con un núcleo atómico del blanco y experimenta fuerzas atractivas debido a la carga positiva de los protones en el núcleo. Posteriormente, el electrón sufre una colisión inelástica, desacelerándose y modificándose su dirección. La pérdida de energía cinética durante este proceso se convierte en radiación de frenado. Interacciones más cercanas con el núcleo causan

una mayor desaceleración y producen rayos X de mayor energía, teniendo en cuenta que la probabilidad de interacción disminuye cuando la distancia de interacción disminuye. En casos muy poco probables, el electrón incidente cede toda su energía cinética cuando colisiona con el núcleo, produciendo el fotón de mayor energía posible [21].

Se obtiene un espectro continuo de rayos X con diferentes energías (en keV), en donde el máximo de la energía está definido por el voltaje de operación del tubo de rayos X (Fig. 2.10). Idealmente, un espectro de rayos X se produce con un número máximo de fotones para la energía mínima y disminuye linealmente como función de la energía hasta tener un número mínimo de fotones para la energía máxima (espectro de radiación de frenado sin filtrar). Sin embargo, los rayos X de menor energía son atenuados (filtrados) por el propio ánodo y la ventana del tubo de rayos X. Esto hace que el espectro medido se componga de un mínimo en bajas energías, seguido de un máximo a energías intermedias.

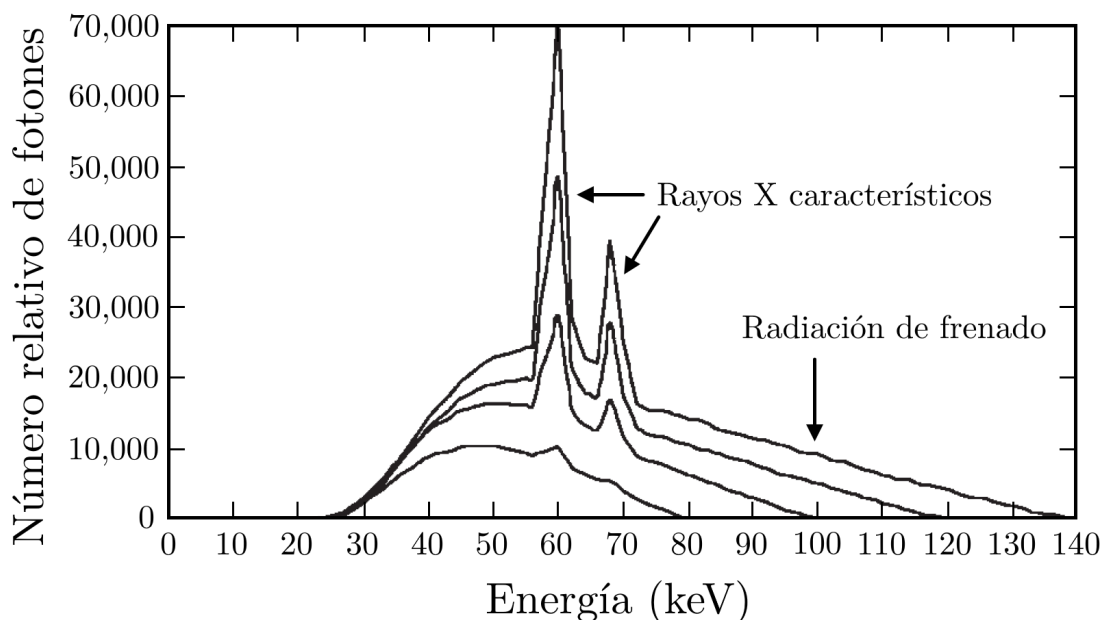


Figura 2.10: Espectro de rayos X compuesto por radiación de frenado y rayos X característicos por un blanco de tungsteno para voltajes de operación de 80, 100, 120 y 140 kV a la misma corriente de operación (adaptado de [21]).

Otra componente muy importante del espectro de rayos X son los rayos X característicos, los cuales se ven como picos en el histograma (Fig. 2.10). Estos fotones son

el producto de colisiones fuertes, en donde un electrón incidente eyecta a un electrón de una capa electrónica. La capa más interna del átomo se denomina capa K, la cual posee la mayor energía de ligadura para mantener la estabilidad de los dos electrones que la ocupan. Capas de electrones más externas (L, M, N...) tienen sucesivamente menores energías de ligadura y un mayor número de electrones. El electrón incidente debe tener una energía cinética mayor que la energía de ligadura del electrón orbital con el que colisiona para poder producir una ionización. Se vuelve a llenar la capa electrónica con la transición de un electrón de una capa adyacente o no adyacente, resultando en un fotón con energía discreta igual a la diferencia de las energías de ligadura de la capa de destino y la capa de salida. Los rayos X característicos, como su nombre lo indica, son únicos para cada átomo. En el caso de tungsteno, las energías de ligadura de las capas K, L₂ y M₂ son 69.5, 11.5 y 2.5 keV, respectivamente. Por ejemplo, la transición de un electrón de la capa L₂ a la capa K produce un fotón con energía $69.5 \text{ keV} - 11.5 \text{ keV} = 58 \text{ keV}$.

Después de *colimarse*⁵, el haz de rayos X es empleado para la generación de imágenes anatómicas del cuerpo humano con el fin de diagnosticar patologías. Esto se hace exponiendo al paciente con el haz de fotones, los cuales posteriormente inciden sobre un sistema de detección para obtener una proyección bidimensional de los componentes anatómicos atravesados por los fotones. Los fotones de menor energía son absorbidos en su totalidad por el paciente, por lo que no contribuyen en la generación de la imagen al mismo tiempo que aumentan la dosis absorbida. En el caso de mamografía, solamente se requiere la región intermedia del espectro para tener un mejor contraste de las regiones anatómicas de interés en el estudio. Además de la filtración inherente, dada por el ánodo y la ventana del tubo, se agrega filtrado adicional con el uso de láminas de metal (como aluminio, cobre o molibdeno) para remover componentes no deseadas del espectro [22]. El *endurecimiento* de un haz de rayos X es un concepto muy utilizado en radiodiagnóstico y se refiere a la atenuación de los fotones de menor energía (más suaves) a causa de la filtración del haz.

⁵La colimación se refiere al moldeado del tamaño y forma del campo de rayos X que emerge del tubo. Por ejemplo, dos pares de obturadores de plomo definen un campo de rayos X rectangular [22]

2.4.1. Calidad de haz

Hasta ahora se ha visto que la forma de un espectro de rayos X es multifactorial, pues depende del voltaje de operación del tubo de rayos X ($I \propto \text{kV}^2$), la corriente del filamento ($I \propto \text{mA}$), el tipo de blanco ($I \propto Z$), el subsecuente filtrado y el tiempo de exposición ($I \propto t$) [23]. El término *calidad de haz* consiste en la descripción de un haz de fotones en términos de su capacidad de penetración. La mejor manera de caracterizar la calidad de un haz es mediante su distribución espectral. Sin embargo, el medir la distribución espectral de un haz de radiación es un procedimiento complicado que requiere instrumental especializado.

Para los haces de fotones de bajas energías, la calidad de haz se especifica convenientemente en términos de la *primera y segunda capas hemirreductoras* (CHR_1 y CHR_2 , Fig. 2.11), las cuales se definen de la siguiente manera [14]:

- CHR_1 : espesor de material atenuador requerido para reducir la intensidad inicial de un haz de fotones a la mitad, bajo condiciones de geometría de haz angosto (véase sección 2.1.4).
- CHR_2 : espesor requerido para reducir la intensidad del haz de fotones de la mitad a la cuarta parte de su intensidad inicial dadas las mismas condiciones.

El cociente entre CHR_1 y CHR_2 se denomina como el *coeficiente de homogeneidad*, h . Si $h = 1$, entonces el haz de fotones es monoenergético, mientras que si $h \neq 1$ el haz de fotones se compone de una distribución espectral.

Otra magnitud utilizada para especificar la calidad de haz es la *energía efectiva*, $h\nu_{ef}$, que se define como la energía equivalente a un haz monoenergético que tiene la misma CHR_1 del haz que se está caracterizando. La magnitud de $h\nu_{ef}$ se determina mediante el coeficiente másico de atenuación, $(\mu/\rho)_{ef}$, el cual está dado por:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{ef} = \frac{\ln 2}{\rho CHR_1}. \quad [\text{cm}^2/\text{g}] \quad (2.39)$$

Teniendo el valor de $(\mu/\rho)_{ef}$ se consigue la $h\nu_{ef}$ por interpolación en tablas de coeficientes másicos de atenuación para un material determinado, proporcionadas

por bases de datos como el NIST XCOM [17].

En el caso que se conozca la distribución espectral del haz de rayos X, su calidad puede expresarse en términos de la energía promedio:

$$h\nu_{prom} = \frac{\int_{h\nu_{min}}^{h\nu_{max}} \Phi(h\nu) h\nu dh\nu}{\int_{h\nu_{min}}^{h\nu_{max}} \Phi(h\nu) dh\nu}, \quad [\text{keV}] \quad (2.40)$$

donde Φ es la fluencia de fotones de una energía $h\nu$.

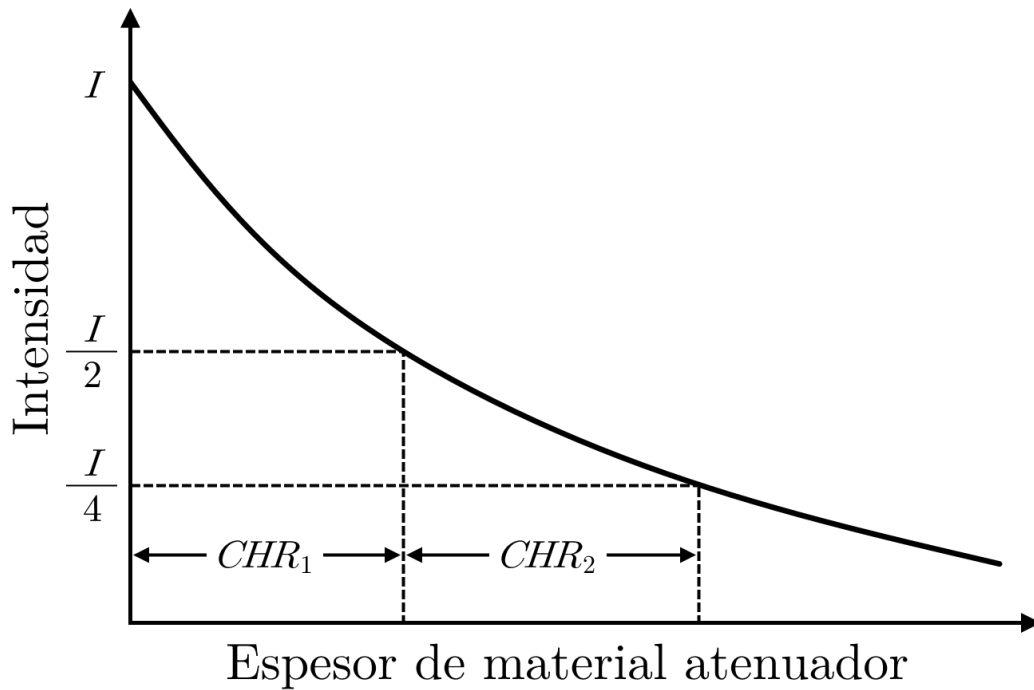


Figura 2.11: Curva exponencial de atenuación de fotones.

2.5. Termoluminiscencia

Existen cristales que tienen como propiedad característica la luminiscencia termoestimulada [24], que consiste en la emisión de luz como consecuencia de una estimulación térmica, posterior a la absorción de energía por una excitación en el material (en este caso debida a radiación ionizante). Estos materiales poseen defectos o impurezas en su red cristalina que –viendo el fenómeno con base en la teoría de bandas– producen niveles adicionales de energía dentro de la banda prohibida, la cual se define

como la distancia (en energía) entre el máximo de la banda de valencia y el mínimo de la banda de conducción. Estos estados metaestables se denominan *centros* y se dividen en dos grupos dependiendo de la función que desempeñan en el proceso termoluminiscente [14]:

- Centros de trampas: mantienen a los portadores de carga (electrones y huecos) en un pozo de potencial por largos periodos de tiempo.
- Centros luminiscentes: en ellos ocurre la recombinación de los portadores de carga y la consecuente emisión de luz.

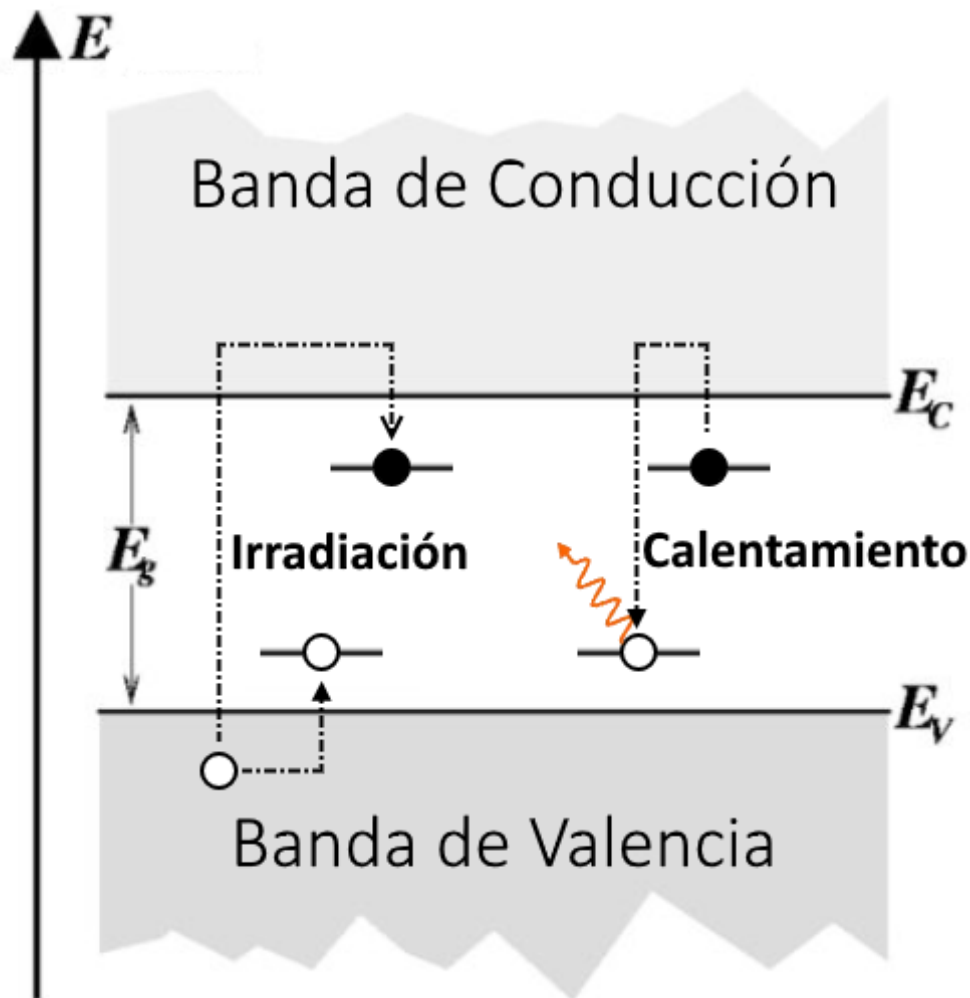


Figura 2.12: Diagrama de niveles de energía donde se muestra el proceso de luminiscencia termoestimulada. Círculo blanco: hueco, círculo negro: electrón

Durante la irradiación de un cristal termoluminiscente (Fig. 2.12), los electrones liberados en eventos de ionización migran de la banda de valencia a la banda de conducción, siendo atrapados en el proceso por una trampa de electrones, mientras que los huecos generados migran a sus respectivas trampas.

Los centros de trampas suelen ser lo suficientemente profundos —en términos de energía potencial— como para que no se escapen los portadores de carga durante largos periodos de tiempo en condiciones de temperatura ambiente. En cambio, las trampas de poca profundidad se caracterizan por estar constantemente liberando y reatrapando portadores bajo las mismas condiciones de temperatura.

Cuando se calienta el cristal, los electrones atrapados se liberan y migran a través de la banda de conducción hacia una trampa de huecos que se puede desempeñar como un centro luminiscente. Si este es el caso, se produce la emisión de luz a consecuencia de la recombinación del par electrón-hueco. La luz que emite el cristal, denominada como intensidad termoluminiscente (TL), incrementa conforme el aumento de la temperatura hasta llegar a un máximo, y luego disminuye —ocurre un aumento gradual en el número de electrones liberados conforme la temperatura aumenta, al mismo tiempo que se tiene un número finito de estos. Se le conoce como *curva de brillo* a la gráfica que representa la intensidad TL en función de la temperatura de calentamiento del cristal (Fig. 2.13). Esta curva se compone de varios picos de brillo, los cuales corresponden a los electrones liberados de trampas con profundidad y densidad específicas.

Existen varios modelos matemáticos que describen el proceso termoluminiscente, los cuales comúnmente consisten en series complejas de múltiples ecuaciones diferenciales acopladas. A continuación, se explicará el modelo cinético de primer orden, el cual se emplea para describir de forma rigurosa los picos de las curvas de brillo sujetas al análisis en el presente trabajo. También se indagará sobre los demás modelos de orden superior y se discutirán sus diferencias —y desventajas— con respecto al primero.

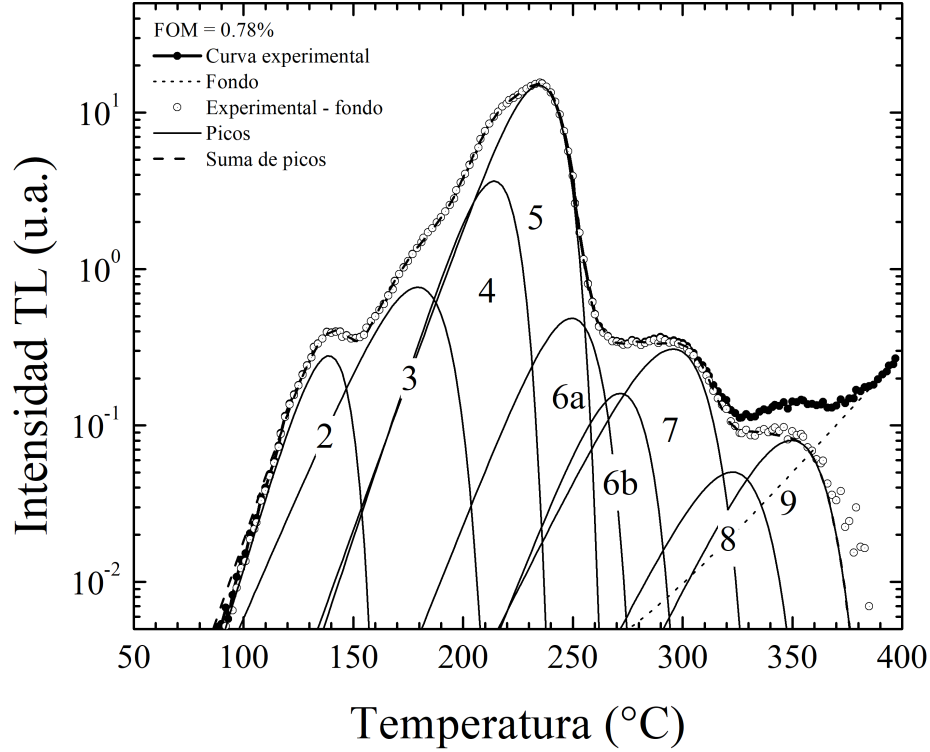


Figura 2.13: Curva de brillo en escala semilogarítmica de un dosímetro de LiF:Mg,Ti (TLD-100) irradiado con fotones de bajas energías. Esta curva se analizó en el presente trabajo, se señalan 9 picos cuyos parámetros se determinaron mediante un proceso llamado deconvolución computarizada.

2.5.1. Teoría cinética de primer orden

Considérese un material que contenga defectos tales que sólo se genere un tipo de trampas de electrones, caracterizadas por tener una profundidad específica o energía de activación, E . En conjunto, estas trampas contienen n electrones en un tiempo t a una temperatura T . La probabilidad, p , en que un electrón atrapado puede liberarse en un periodo de tiempo sigue una distribución estadística de Boltzmann y se describe mediante la ecuación de Arrhenius [25]:

$$p = s \exp\left(\frac{-E}{kT}\right), \quad (2.41)$$

donde k es la constante de Boltzmann y s es el factor de frecuencia que representa la periodicidad de las colisiones entre los electrones y los fonones de la red cristalina.

La primera derivación teórica de la intensidad TL, $I(t)$, se denomina *teoría cinética de primer orden*, propuesta por Randall y Wilkins (1945). Se supone que sólo hay un tipo de centro tanto de trampas como de luminiscencia; todos los electrones liberados se recombinan y emiten luz, es decir, no ocurre reatrapamiento. Esto implica que la intensidad TL sea proporcional a la tasa de liberación de electrones, n , y está dada por:

$$I(t) = - \left(\frac{dn}{dt} \right) = ns \exp \left(\frac{-E}{kT} \right). \quad (2.42)$$

Empleando una tasa de calentamiento lineal, $\beta = dT/dt$, la ecuación 2.42 resulta en la siguiente forma:

$$\left(\frac{dn}{dt} \right) = - \left(\frac{1}{\beta} \right) ns \exp \left(\frac{-E}{kT} \right), \quad (2.43)$$

integrando se llega a lo siguiente:

$$\ln \left(\frac{n}{n_0} \right) = - \int \left(\frac{1}{\beta} \right) s \exp \left(\frac{-E}{kT'} \right) dT', \quad (2.44)$$

donde n_0 es el número de electrones presentes en la trampa en el tiempo t_0 y temperatura T_0 . Sustituyendo n en la ecuación 2.42 se llega a la expresión de la intensidad TL en función de la temperatura de calentamiento:

$$I(T) = n_0 s \exp \left\{ \frac{-E}{kT} \right\} \exp \left\{ \frac{-s}{\beta} \int_{T_0}^T \exp \left(\frac{-E}{kT'} \right) dT' \right\}. \quad (2.45)$$

Se determina la condición de máxima intensidad al derivar 2.45 con respecto a la temperatura e igualando a cero, lo que da:

$$I_m = \frac{\beta E}{kT_m^2} = s \exp \left(\frac{-E}{kT_m} \right), \quad (2.46)$$

donde T_m es la temperatura asociada al máximo de intensidad. La ecuación 2.45 se

puede escribir en función de tres parámetros (I_m , T_m y E) de la siguiente forma [26]:

$$I(T) = I_m \exp \left\{ \left(\frac{E}{kT_m} - \frac{E}{kT} \right) - \frac{E}{kT_m^2} \int_{T_m}^T \exp \left(\frac{E}{kT_m} - \frac{E}{kT'} \right) dT' \right\}. \quad (2.47)$$

La integral de la ecuación 2.47 no puede resolverse de manera analítica, existen varias aproximaciones que se han propuesto a lo largo del tiempo para poder determinar $I(T)$. En el presente caso, se hace el uso de la aproximación de Podgorsak [27], en donde se desarrolla lo siguiente:

$$\frac{E}{kT_m} - \frac{E}{kT} \simeq \left(\frac{E}{kT_m^2} \right) \left(1 - \frac{1}{T_m} \right); \quad (2.48)$$

$$\begin{aligned} \int_{T_m}^T \exp \left(-\frac{E}{kT'} \right) dT' &= T_m \int_1^{1+\Delta T/T_m} \exp \left(-\frac{E}{kT_m x} \right) dx \\ &\simeq \exp \left(-\frac{E}{kT_m} \right) \left[\frac{E}{kT_m^2} \right]^{-1} \left[\exp \left(\frac{E\Delta T}{kT_m^2} \right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (2.49)$$

siendo $\Delta T = T - T_m$. Insertando las aproximaciones antes descritas en la ecuación 2.47 y reemplazando $I(T)$ por $P(T)$, meramente por cuestiones de notación, se llega a la siguiente ecuación:

$$P(T) = I_m \exp \{ 1 + W(T - T_m) - \exp(W(T - T_m)) \}, \quad (2.50)$$

donde $W = E/kT_m^2$. Lo que destaca a la ecuación 2.50 de las demás desarrolladas con diferentes aproximaciones es la relación directa con el ancho a la semialtura del pico (Fig. 2.14), la cual está dada por:

$$\omega = \frac{2.44}{W}. \quad (2.51)$$

Este es un hecho importante, pues todos los parámetros (I_m , T_m y ω) que definen al pico, $P(T)$, se visualizan explícitamente, haciendo que la ecuación 2.50 sea especialmente útil en el ajuste de picos en una curva de brillo.

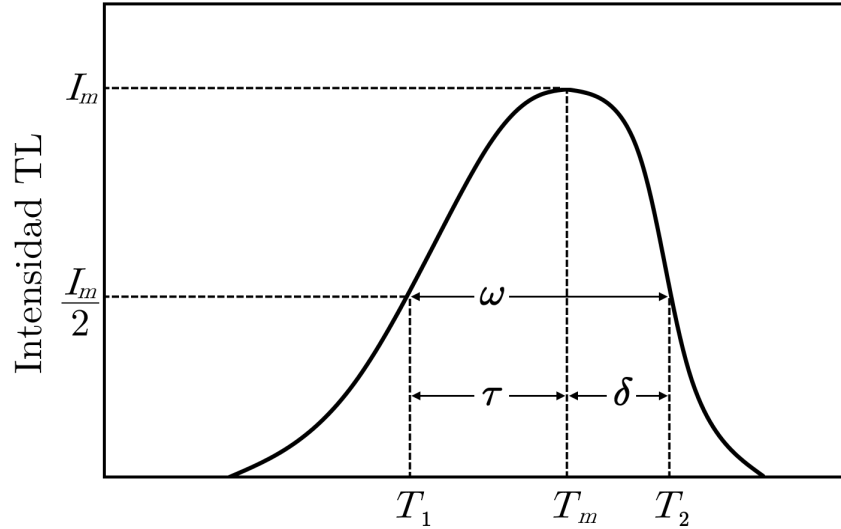


Figura 2.14: Forma de la curva de brillo compuesta por un solo pico descrito por la aproximación de Podgorsak de la teoría cinética de primer orden (Ec. 2.50). Los parámetros que componen a ω son $\tau = 1.46/W$ y $\delta = 0.98/W$; se tiene una curva asimétrica de mayor anchura en el intervalo de baja temperatura (adaptado de [28]).

Todos los mecanismos teóricos que se describen en el presente documento suponen que únicamente existe un tipo de trampa y de centro luminiscente en cuanto al nivel de energía se refiere. Los materiales termoluminiscentes reales poseen varios centros con niveles de energía distintos, por lo que una curva de brillo se compone de múltiples picos con diferentes parámetros definidos. Así mismo, una curva de brillo experimental es la suma de todos los picos que la componen más señales no provenientes del material dosimétrico, denominadas generalmente como fondo, haciendo que una curva experimental se describa mediante la siguiente expresión:

$$I(x) = \sum_i^n P_i(x) + C + a \exp\left(\frac{x}{b}\right), \quad (2.52)$$

donde x puede ser la temperatura o el canal, C es un fondo constante determinado por el propio sistema de adquisición de datos (fugas de luz, ruido electrónico, etc.) y $a \exp(x/b)$ es la señal de fondo producida por la emisión infrarroja tanto del cristal como de la plancheta durante el calentamiento.

El protocolo por el cual se ajustan los parámetros que definen a los picos, $P_i(x)$, con el fin de representar una curva de brillo se conoce como *deconvolución* y será

explicado a detalle en la sección 4.1. La manera en que se determina cuantitativamente la calidad del ajuste es con la *figura de mérito* (FOM ⁶, por sus siglas en inglés), la cual en este caso se define de la siguiente manera:

$$FOM = \frac{\sum_i |y_i - y(x_i)|}{\sum_i y(x_i)} \times 100\%, \quad (2.53)$$

donde y_i es el valor de la curva a la cual se le está haciendo el ajuste en el canal i , $y(x_i)$ es el valor de la suma de picos y $\sum_i y(x_i)$ es el área bajo la curva de la suma de los picos [28]. Entre menor sea el FOM se tendrá –idealmente– un mejor ajuste.

2.5.2. Sobre la teoría cinética de segundo orden y de orden general

Con el paso del tiempo, se han propuesto nuevas teorías que incorporan más características del efecto termoluminiscente. La teoría cinética de segundo orden, realizada por Garlick y Gibson (1948), propone el mismo concepto de un tipo de centro de trampa y un centro de recombinación con la inclusión del reatrapamiento de los portadores de carga liberados, suponiendo que hay una probabilidad igual de que ocurra tanto liberación (sin emisión de luz) como recombinación [25]. Esto implica que la tasa de la reacción sea proporcional al cuadrado del número de electrones atrapados ($I \propto n^2$), teniéndose una reacción de segundo orden (tabla 2.1). Si bien se tiene una descripción más elaborada del fenómeno, la suposición mencionada implica una restricción en los niveles de energía de los centros. El modelo deja de ser totalmente consistente si se piensa que existe el mismo número de trampas y centros luminiscentes cuando el electrón liberado puede o no conllevar una recombinación [29]. Por ejemplo, en el caso de que exista una fuerte competencia entre los centros, o si existieran más centros luminiscentes (como en el caso de materiales reales que además poseen varios tipos de trampas, implicando múltiples picos TL), existirán en su mayoría recombinaciones, teniendo resultados que tienden a ser los definidos por la teoría cinética de primer orden [30].

⁶*Figure of Merit.*

Modelo cinético	Expresiones
Primer orden	$I(t) = ns \exp\left(\frac{-E}{kT}\right)$ $I(T) = n_0 s \exp\left\{\frac{-E}{kT}\right\} \exp\left\{\frac{-s}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(\frac{-E}{kT'}\right) dT'\right\}$ $I_m = s \exp\left(\frac{-E}{kT_m}\right)$
Segundo orden	$I(t) = \frac{n^2}{N} s \exp\left(\frac{-E}{kT}\right)$ $I(T) = n_0^2 \frac{s}{N} \exp\left\{\frac{-E}{kT}\right\} \exp\left\{1 + \frac{n_0 s}{\beta N} \int_{T_0}^T \exp\left(\frac{-E}{kT'}\right) dT'\right\}^{-2}$ $I_m = s \exp\left(\frac{-E}{kT_m}\right) \left\{1 + \left(\frac{2kT_m}{E}\right)\right\}$
Orden general	$I(t) = n^b s' \exp\left(\frac{-E}{kT}\right)$ $I(T) = s'' n_0 \exp\left\{\frac{-E}{kT}\right\} \exp\left\{1 + \frac{s''(b-1)}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(\frac{-E}{kT'}\right) dT'\right\}^{-\frac{b}{b-1}}$ $I_m = s \exp\left(\frac{-E}{kT_m}\right) (b-1) \left\{1 + \left(\frac{2kT_m}{E}\right)\right\}$

Tabla 2.1: Ecuaciones de los modelos termoluminiscentes [31]. N es la concentración total de las trampas, mientras que b , s' y s'' son el orden cinético, el factor pre-exponencial y el factor pre-exponencial efectivo del modelo de orden general.

La forma del pico en el caso de segundo orden es casi simétrica, siendo el intervalo de mayor temperatura ligeramente más ancho que el de menor temperatura. La forma del pico también cambia con respecto al decremento de la ocupación inicial de trampas relativo a la saturación, n_0/N , haciendo que su forma se desplace a mayores temperaturas y que su ancho sea progresivamente mayor, conforme al aumento de T_m [29].

La teoría cinética de orden general, definida por May y Partridge (1964) [32], establece que la probabilidad de que ocurra reatrapamiento o recombinación no necesariamente sea la misma. En este caso $I \propto n^b$ (tabla 2.1), donde b es el orden cinético, el cual se supone que tiene valores entre 1 y 2. La expresión de $I(t)$ que se propone es meramente empírica y se reduce al caso de segundo orden cuando $b = 2$ y al caso de primer orden cuando $b = 1$. $I(t)$ está relacionada con el factor pre-exponencial, s' , cuyas magnitudes están definidas como $\text{cm}^{3(b-1)} \text{s}^{-1}$, esto hace que el factor pre-exponencial pueda adquirir unidades sin sentido físico para valores de b que no sean enteros [33]. Las condiciones de la forma de la curva de brillo son similares al caso de segundo orden, el comportamiento de la curva con respecto a n_0/N se ve influenciado

por el valor de b [29].

Se ha comentado hasta ahora que los modelos cinéticos diferentes al de primer orden sufren de restricciones en su esquema de niveles de energía y en los valores permitidos de sus parámetros. Otro aspecto a considerar es qué tan efectivos son los modelos de orden superior al momento de realizar ajustes (deconvoluciones) sobre curvas de brillo. Se han desarrollado ajustes del modelo cinético de orden general a curvas de brillo sintéticas [29], en donde se concluyó que los valores del orden cinético b diferentes a 1 y 2 muestran mayores valores de FOM (Ec. 2.53), indicando malas calidades de ajuste y haciendo que los valores del parámetro deducido E estén sujetos a error. La figura 2.15 muestra que la calidad del ajuste generalmente empeora con respecto al aumento del parámetro b , siendo mejor la calidad del ajuste cuando $b = 1$ (caso de primer orden) y, de igual manera, el error en E aumenta con respecto al parámetro b .

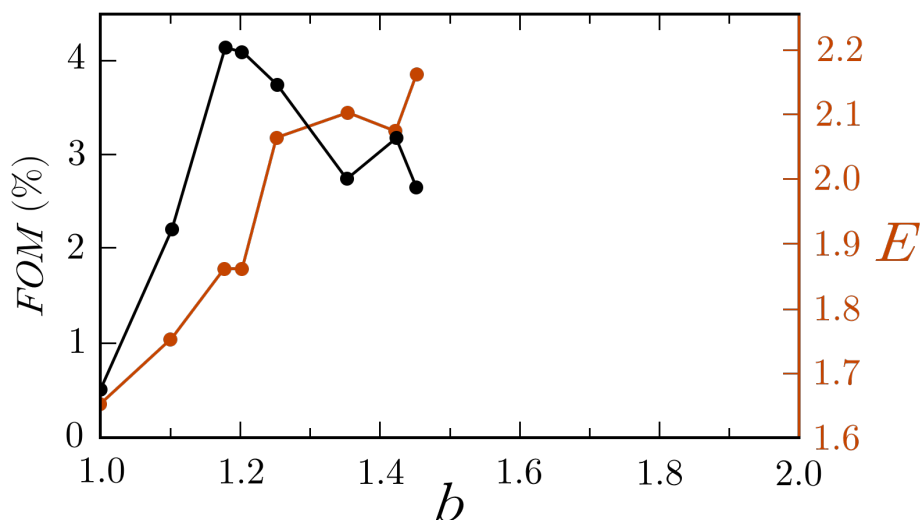


Figura 2.15: Valores de FOM (línea negra) y E (línea naranja) en función del parámetro b de la teoría cinética de orden general para curvas de brillo de TLD-100 (adaptado de [29, 34])

Además del significado físico de los modelos y sus restricciones, deben considerarse el número de parámetros que definen a $P(T)$; el modelo de segundo orden tiene cuatro parámetros (se agrega la ocupación inicial de las trampas relativa a la saturación n_0/N), mientras que el modelo de orden general posee cinco (se agrega el

parámetro de orden cinético b). Esto implica una ecuación no lineal con más parámetros que, en conjunto, hacen más difícil y laborioso encontrar el mejor ajuste —más aún si se considera que dichos parámetros pueden tener un significado físico difícil de interpretar.

Por último, el superponer picos para describir una curva de brillo (Ec. 2.52) sólo es válido para el modelo de primer orden [35]. Por ejemplo, en el caso de orden general, el orden cinético de un pico varía con respecto a n_0/N de los demás picos que pretenden representar la curva de brillo (pues, a su vez, el parámetro b depende de los electrones atrapados, es decir, la dosis absorbida del dosímetro). Resulta inapropiado describir la curva de brillo usando expresiones que consideran picos independientes (Ec. 2.52) ya que el modelo no lo permite [30].

2.5.3. Dosimetría termoluminiscente

Para que un material se considere un dosímetro, este debe poseer un volumen sensible que pueda proporcionar una respuesta medible que se relacione con magnitudes dosimétricas del campo de radiación ionizante al que fue expuesto. En la sección pasada, se detalló que la emisión de luz de los cristales TL es proporcional al número de electrones atrapados, por ende, depende de la energía depositada en estos dosímetros. El área debajo de un intervalo de la curva de brillo (o de todo el intervalo de medición, si se hace una apropiada sustracción de fondo) se denomina como *señal termoluminiscente* [20]. Los materiales TL son dosímetros relativos, por lo que requieren ser expuestos a un campo de radiación conocido para obtener una curva de calibración (respuesta como función de alguna magnitud dosimétrica) para dicho haz.

Los dosímetros termoluminiscentes (TLD⁷, por sus siglas en inglés) se dividen comúnmente en dos grupos [36]:

⁷*Thermoluminescent Dosimeters.*

- Fósforos tejido-equivalente, los cuales generalmente exhiben baja sensibilidad⁸ a la radiación ionizante (LiF:Mg,Ti; Li₂B₄O₇ con Mn o Cu como impurezas y Be₂O₃ con diferentes impurezas).
- Fósforos con alta sensibilidad, pero baja equivalencia a tejido orgánico (CaF₂ con Mn, Dy o Tm como impurezas y CaSO₄ con Mn o Tm).

La equivalencia del material con el tejido depende del número atómico efectivo Z_{ef} del dosímetro, siendo $Z_{ef} = 7.4$ el número atómico efectivo del tejido. La sensibilidad depende del parámetro antes mencionado, pero también de la composición química del material (específicamente sus dopantes), así como de tratamientos térmicos antes de la irradiación y después de la lectura [37], entre otros aspectos.

2.5.4. Fluoruro de litio dopado con magnesio y titanio

El LiF:Mg,Ti, conocido comercialmente como TLD-100 (Thermo Fisher Scientific, antes Harshaw), es el dosímetro TL más utilizado de todos. Su popularidad parte de sus propiedades, como lo son la equivalencia con el tejido ($Z_{ef} = 8.2$), relativamente poco desvanecimiento (pérdida de la señal TL en un tiempo dado después de la irradiación), sensibilidad adecuada para múltiples ramas de la dosimetría, su reutilizabilidad, bajo costo y alta reproducibilidad del proceso de manufactura.

Existen múltiples maneras en que se sintetiza el LiF:Mg,Ti. La más empleada es la del método de un solo cristal [24], que consiste en el crecimiento de una mezcla compuesta por fluoruro de litio (10^6 partes por peso), fluoruro de magnesio (400 partes por peso), criolita (200 partes por peso) y fluoruro de titanio-litio (55 partes por peso) que se coloca en un horno al vacío. La mezcla se fusiona de manera homogénea a temperaturas lo suficientemente altas, este compuesto se mueve lentamente a una zona de menor temperatura para permitir su progresiva solidificación en un solo cristal, conociéndose este procedimiento como el método Czochralski [31]. También se puede desarrollar el crecimiento de un solo cristal mediante el método Stockbarger-Bridgman

⁸La sensibilidad de un dosímetro se define como el cociente entre la respuesta del dosímetro, r , y la dosis absorbida, D_g , de este [14].

[31]. Después de que haya sido enfriado a temperatura ambiente, el cristal se pulveriza y se tamiza para obtener un polvo fino compuesto por partículas de 60 a 200 μm . El polvo vuelve a hornearse a 400 $^{\circ}\text{C}$ durante unas cuantas horas y luego a 80 $^{\circ}\text{C}$ por 80 horas.

Finalmente se obtienen los dosímetros de dimensiones comerciales por métodos de extrusión: el polvo se coloca dentro de un molde cilíndrico o rectangular y se vuelve a calentar a una temperatura de 700 $^{\circ}\text{C}$, posteriormente se le ejerce una presión de 350 kPa con un pistón. La barra de LiF se corta transversalmente para preparar *pellets* o chips que adquieren un grosor uniforme mediante un adecuado pulido. Las dimensiones comerciales de los dosímetros LiF:Mg,Ti suelen ser de $3.2 \times 3.2 \times 0.9 \text{ mm}^3$ (TLD-100, Thermo Fisher Scientific), aunque también existen otras dimensiones dependiendo del fabricante, teniendo en cuenta las diferentes tareas dosimétricas a desarrollar con este tipo de dosímetros.

La mayor desventaja del LiF:Mg,Ti es su baja sensibilidad, refiriéndose a que emite menos luz a una misma dosis con respecto a otros dosímetros termoluminiscentes. Otro aspecto a tomar en cuenta es su intervalo de linealidad, siendo el mínimo por el cual un nivel de dosis sea medible $1 \times 10^{-4} \text{ Gy}$ y el máximo 1 Gy, antes de que se observe supralinealidad en la respuesta [24]. Este intervalo es aceptable para tareas de protección radiológica y de radiodiagnóstico, pero se vuelve una desventaja cuando la dosis absorbida alcanza ordenes de magnitud cercanos al Gy, como es el caso de radioterapia.

La curva de brillo del dosímetro TLD-100 se compone de 9 o más picos superpuestos (Fig. 2.13), catalogados en una región considerada de baja temperatura (picos por debajo de 225 $^{\circ}\text{C}$) y una región de alta temperatura (temperaturas mayores que 225 $^{\circ}\text{C}$) [9]. El pico de mayor contribución en la curva de brillo es el pico 5, y es comúnmente referido como el *pico dosimétrico*. La suma del pico 4 y el pico 5 se denomina como la *región dosimétrica*, siendo la región más estudiada y reconocida para irradiación con fotones debido a su alta contribución en la señal TL. La presencia de los picos de la curva de brillo depende de los defectos creados en el cristal TL previo o durante la irradiación [38]. La intensidad, I_m , de los picos depende de la calidad del

campo de radiación [9, 39]. Se ha visto que la tasa de calentamiento del dosímetro durante el proceso de lectura tiene una influencia sobre la temperatura, T_m , correspondiente a la máxima intensidad de los picos [40]. Se ha demostrado que la forma de la curva de brillo de LiF:Mg,Ti después de haber sido expuesto a partículas cargadas está fuertemente influenciada por la LET y el tipo de partícula [41, 42].

2.5.5. Lector de TLD

La obtención de la señal TL de los dosímetros sólo puede realizarse una vez. Por ello, el procedimiento de lectura debe efectuarse en un dispositivo especializado que presente buena reproducibilidad en los ciclos de calentamiento, alta resolución en tiempo (temperatura), sensibilidad constante a los fotones emitidos por el cristal y un nivel de ruido aceptable.

Un *equipo lector* TL se compone de una plancheta metálica, filtros ópticos, un tubo fotomultiplicador (TFM) y electrónica asociada para la alimentación del propio equipo, así como la amplificación y transducción de la señal [16].

En el proceso de lectura, el TLD se coloca sobre la plancheta que se calienta por efecto Joule. Los fotones liberados por el cristal TL durante el calentamiento pasan por los filtros ópticos e inciden sobre el cátodo del TFM para generar una señal compuesta de electrones. Estos electrones son multiplicados mediante una serie de dinodos dentro del TFM y llegan finalmente al ánodo. La señal eléctrica vuelve a amplificarse y pasa por un sistema de conversión analógica-digital para finalmente tener datos cuantificados que puedan ser manipulados con sistemas computacionales. El proceso de lectura se detiene cuando se llega a una temperatura de calentamiento máxima, la cual se mide con un termopar soldado a la plancheta.

Capítulo 3

Antecedentes

Aquí se presentan las características de los haces de radiación y de los maniqués con los cuales se irradiaron previamente los dosímetros TLD-100 [6]. También se muestran los valores de LET de los espectros de fluencia de electrones generados por los haces de fotones, reportados previamente [10, 11]. Los cálculos para determinar la dosis absorbida dentro del volumen sensible de los dosímetros, así como otros detalles referentes a la preparación, lectura e irradiación, pueden verse a detalle en la referencia [6].

3.1. Condiciones de irradiación

Las irradiaciones de los dosímetros se llevaron a cabo en el *National Institute of Standards and Technology* (NIST¹). Se emplearon haces de rayos X del ISO-4037N (NS20, NS30, NS60, NS80, NS100, NS120, NS150, NS200, NS250 y NS300) [2], así como haces de rayos gamma de ¹³⁷Cs y ⁶⁰Co. La tabla 3.1 detalla las características de los haces utilizados, los espectros de referencia de los haces de rayos X se muestran en la figura 3.1 [43].

¹Bureau Drive, 20878 Gaithersburg, Maryland, Estados Unidos.

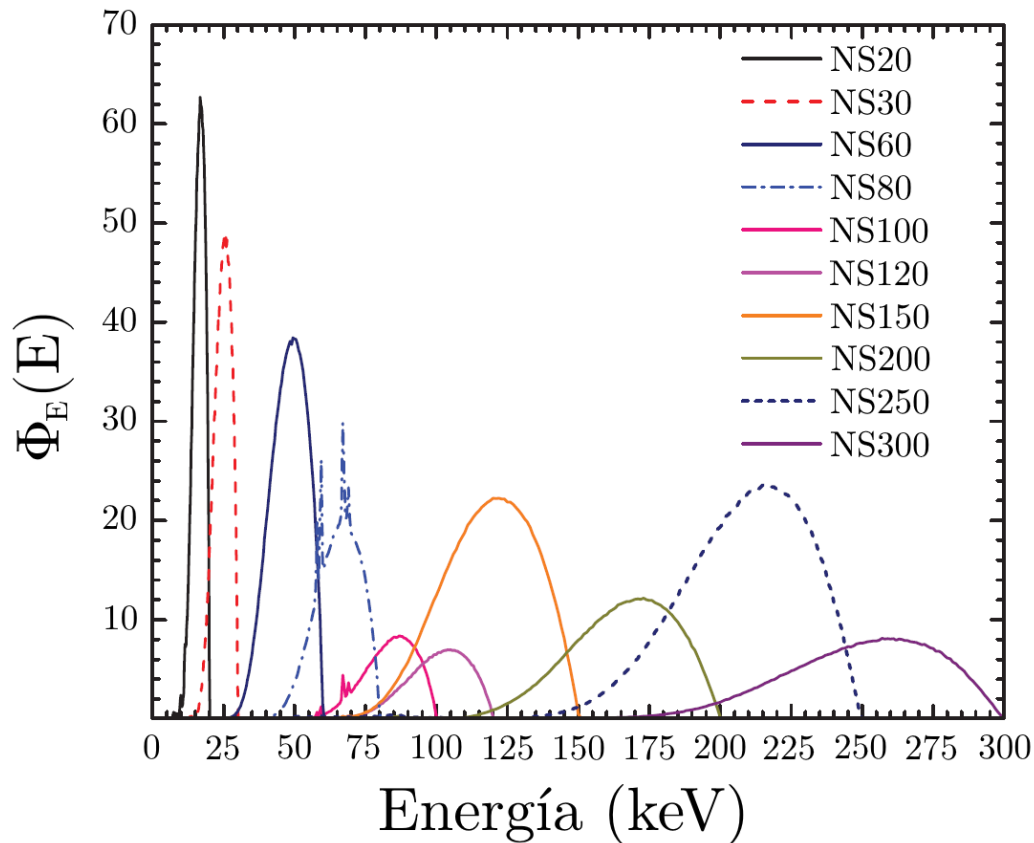


Figura 3.1: Espectros de los haces de rayos X utilizados en la irradiación [43].

Código haz	CHR (mm)		Energía efectiva (keV)	Energía promedio (keV)
	Al	Cu		
NS20	0.32		14.9	16
NS30	1.15		23.48	24.5
NS60		0.24	46.85	47.3
NS80		0.58	63.13	64.6
NS100		1.11	80.27	82.7
NS120		1.68	96.76	100
NS150		2.36	116.89	117.2
NS200		3.99	172.91	164.4
NS250		5.19	224.16	208.4
NS300		6.12	271.2	250.5
^{137}Cs				662
^{60}Co				1250

Tabla 3.1: Características de los haces de fotones utilizados; los números en el código de haz corresponden al voltaje de operación del tubo de rayos X [43].

Con el fin de prevenir efectos de supralinealidad en la respuesta TL [39, 5], el kerma en aire medido en la superficie del TLD fue entre 50 y 150 mGy para los haces de rayos X y ~ 50 mGy para los haces de rayos gamma.

Para las irradiaciones realizadas en aire con haces de rayos X, los TLD se colocaron sobre una placa de PMMA de 2 mm de espesor (Fig. 3.2a), mientras que en las irradiaciones en aire con rayos gamma de ^{137}Cs y ^{60}Co se colocó, además, una placa de PMMA de $56 \times 63 \times 4.3 \text{ mm}^3$ enfrente del dosímetro para proveer equilibrio de partícula cargada. Con el fin de evaluar el efecto de los maniqués en la respuesta TL, los colaboradores de la referencia [6] construyeron cuatro soportes de TLD con dimensiones de $50.8 \times 50.8 \times 3.2 \text{ mm}^3$: dos hechos de PMMA, uno de poliestireno y uno de agua sólida (WT1). Uno de los soportes de PMMA incluye una cavidad de $9.6 \times 9.6 \times 0.89 \text{ mm}^3$ para colocar un total de nueve TLD, haciendo así un maniqué de LiF (Fig. 3.2b). Sólo el TLD localizado en el centro del soporte se empleó en el análisis. Los demás soportes tienen una cavidad de $3.2 \times 3.2 \times 0.89 \text{ mm}^3$, permitiendo colocar un solo TLD a la vez (Fig. 3.2c). Los cuatro soportes se usaron durante la irradiación con los haces de rayos X ya mencionados. Se irradiaron 4 dosímetros de manera individual por combinación haz-material, teniendo así 52 condiciones de irradiación y un total de 208 curvas de brillo.

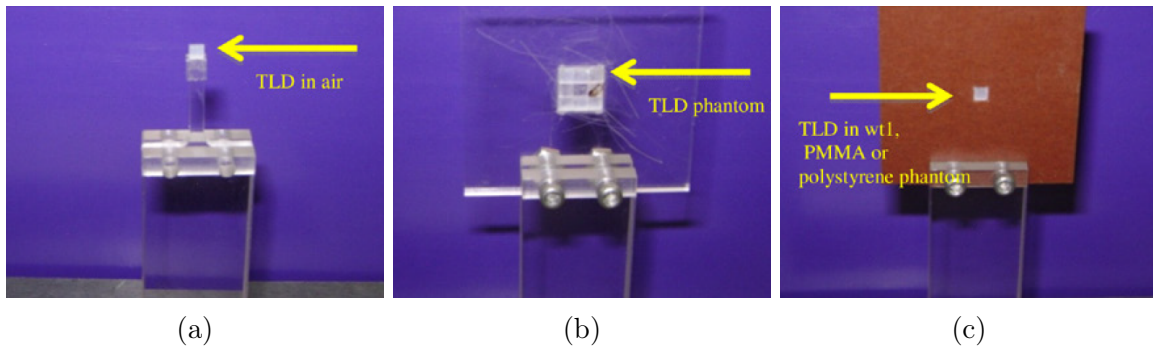


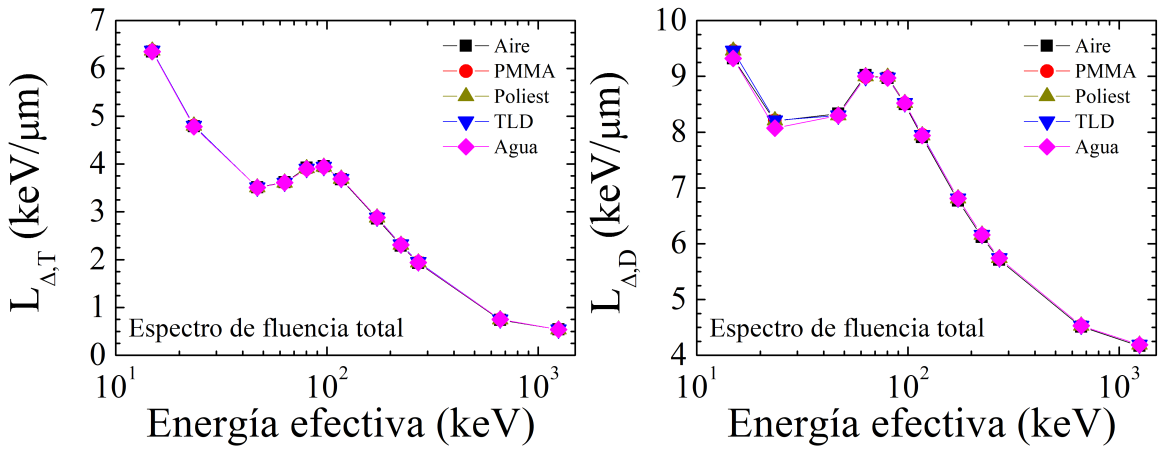
Figura 3.2: Soportes de los TLD utilizados durante los procesos de irradiación en (a) aire, (b) LiF y (c) agua sólida, PMMA o poliestireno. Las flechas indican a los TLD montados en los soportes [6].

3.2. LET promedio de espectros de fluencia de electrones

La LET promediada en trayectoria, así como la promediada en dosis, de los espectros de fluencia de electrones (total y secundario) generados bajo las condiciones de irradiación explicadas en la sección anterior, fueron reportadas por Cabrera-Santiago y Massillon-JL [10, 11].

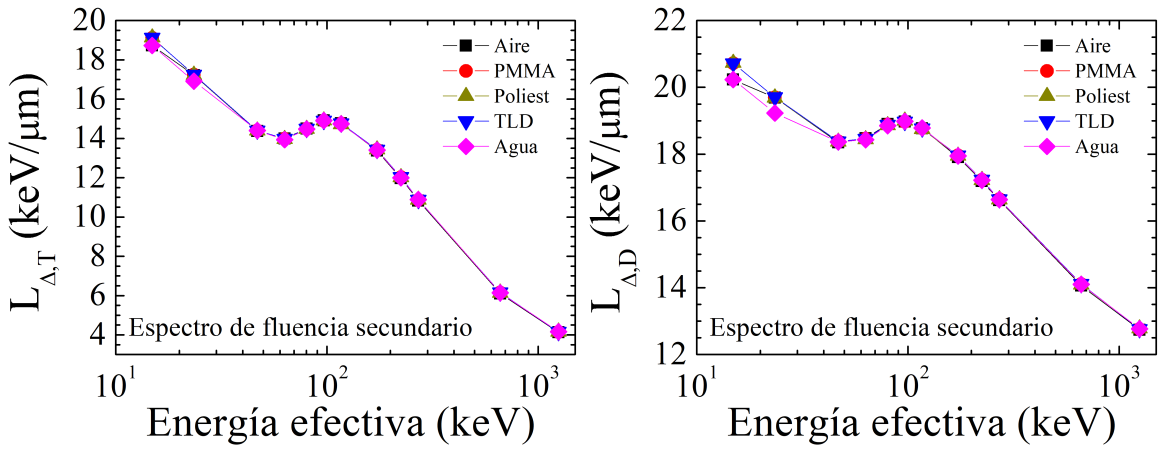
La LET promediada en trayectoria, $L_{\Delta,T}$, es la energía promedio perdida por partículas cargadas debido a colisiones al atravesar alguna distancia con energía transferida menor que un valor de energía de corte, Δ . En cambio, la LET promediada en dosis, $L_{\Delta,D}$, corresponde a la LET promedio asociada a la distribución de dosis absorbida [11].

Los valores tabulados de $L_{\Delta,T}$ y $L_{\Delta,D}$ de los espectros de fluencia total (FTE) y de electrones secundarios (FES) se muestran en las tablas 3.2, 3.3, 3.4 y 3.5, mientras que la representación gráfica de los valores se encuentra en la figura 3.3.



(a) LET promediada en trayectoria del espectro de fluencia total de electrones.

(b) LET promediada en dosis del espectro de fluencia total de electrones.



(c) LET promediada en trayectoria del espectro de fluencia de electrones secundarios.

(d) LET promediada en dosis del espectro de fluencia de electrones secundarios.

Figura 3.3: LET promedio de espectros de fluencia de electrones generados por los diferentes haces de fotones en LiF rodeado por aire, PMMA, poliestireno (Poliest), TLD y agua sólida (WT1). La energía de corte es $\Delta = 1$ keV [10, 11, 44].

Código haz	Energía efectiva (keV)	$L_{\Delta,T}$ FTE (keV μm^{-1})				
		Aire	PMMA	Pol	TLD	WT1
NS20	14.9	6.35	6.37	6.37	6.37	6.35
NS30	23.48	4.79	4.80	4.80	4.80	4.78
NS60	46.85	3.51	3.51	3.51	3.51	3.51
NS80	63.13	3.62	3.61	3.61	3.61	3.61
NS100	80.27	3.92	3.90	3.91	3.90	3.90
NS120	96.76	3.95	3.94	3.94	3.94	3.94
NS150	116.89	3.68	3.69	3.69	3.69	3.69
NS200	172.91	2.86	2.88	2.88	2.88	2.88
NS250	224.16	2.29	2.32	2.31	2.32	2.31
NS300	271.2	1.93	1.95	1.94	1.95	1.94
^{137}Cs	662	0.74	0.75	0.75	0.75	0.75
^{60}Co	1250	0.54	0.54	0.54	0.54	0.54

Tabla 3.2: LET promediada en trayectoria del espectro de FTE generados por los diferentes haces de fotones en LiF rodeado por aire, PMMA, poliestireno (Pol), TLD y agua sólida (WT1). La energía de corte es $\Delta = 1$ keV [10, 44].

Código haz	Energía efectiva (keV)	$L_{\Delta,D}$ FTE (keV μm^{-1})				
		Aire	PMMA	Pol	TLD	WT1
NS20	14.9	9.32	9.46	9.46	9.46	9.32
NS30	23.48	8.20	8.21	8.21	8.21	8.07
NS60	46.85	8.33	8.30	8.30	8.30	8.30
NS80	63.13	9.02	8.99	9.00	8.99	9.00
NS100	80.27	8.97	8.98	8.99	8.98	8.97
NS120	96.76	8.50	8.52	8.52	8.52	8.52
NS150	116.89	7.91	7.95	7.94	7.95	7.94
NS200	172.91	6.77	6.81	6.81	6.81	6.81
NS250	224.16	6.12	6.16	6.16	6.16	6.16
NS300	271.2	5.71	5.74	5.74	5.74	5.74
^{137}Cs	662	4.51	4.53	4.53	4.53	4.53
^{60}Co	1250	4.17	4.19	4.19	4.19	4.19

Tabla 3.3: LET promediada en dosis del espectro de FTE generados por los diferentes haces de fotones en LiF rodeado por aire, PMMA, poliestireno (Pol), TLD y agua sólida (WT1). La energía de corte es $\Delta = 1$ keV [11].

Código haz	Energía efectiva (keV)	$L_{\Delta,T}$ FES (keV μm^{-1})				
		Aire	PMMA	Pol	TLD	WT1
NS20	14.9	18.73	19.12	19.13	19.12	18.73
NS30	23.48	17.22	17.24	17.23	17.24	16.91
NS60	46.85	14.37	14.40	14.39	14.40	14.40
NS80	63.13	13.99	13.98	13.96	13.98	13.94
NS100	80.27	14.50	14.49	14.48	14.49	14.48
NS120	96.76	14.91	14.90	14.91	14.90	14.91
NS150	116.89	14.76	14.76	14.72	14.76	14.74
NS200	172.91	13.37	13.42	13.43	13.42	13.41
NS250	224.16	11.97	12.03	12.02	12.03	12.00
NS300	271.2	10.83	10.87	10.87	10.87	10.89
^{137}Cs	662	6.10	6.16	6.14	6.16	6.14
^{60}Co	1250	4.13	4.15	4.16	4.15	4.16

Tabla 3.4: LET promediada en trayectoria del espectro de FES generados por los diferentes haces de fotones en LiF rodeado por aire, PMMA, poliestireno (Pol), TLD y agua sólida (WT1). La energía de corte es $\Delta = 1$ keV [10, 44].

Código haz	Energía efectiva (keV)	$L_{\Delta,D}$ FES (keV μm^{-1})				
		Aire	PMMA	Pol	TLD	WT1
NS20	14.9	20.23	20.72	20.73	20.72	20.23
NS30	23.48	19.69	19.70	19.69	19.70	19.23
NS60	46.85	18.35	18.38	18.37	18.38	18.37
NS80	63.13	18.47	18.46	18.44	18.46	18.43
NS100	80.27	18.90	18.88	18.86	18.88	18.85
NS120	96.76	18.97	18.97	19.00	18.97	18.98
NS150	116.89	18.77	18.77	18.75	18.77	18.78
NS200	172.91	17.91	17.96	17.95	17.96	17.95
NS250	224.16	17.19	17.23	17.22	17.23	17.22
NS300	271.2	16.62	16.65	16.64	16.65	16.64
^{137}Cs	662	14.06	14.11	14.09	14.11	14.10
^{60}Co	1250	12.74	12.76	12.78	12.76	12.77

Tabla 3.5: LET promediada en dosis del espectro de FES generados por los diferentes haces de fotones en LiF rodeado por aire, PMMA, poliestireno (Pol), TLD y agua sólida (WT1). La energía de corte es $\Delta = 1$ keV [11].

Capítulo 4

Materiales y método

Se describe el protocolo de deconvolución que se utiliza para obtener la señal TL de los componentes de las curvas de brillo y se define la eficiencia relativa, así como el cociente de alta temperatura. También se describe el análisis de las incertidumbres para los parámetros anteriormente dichos.

4.1. Deconvolución de las curvas de brillo

Se desarrolló un algoritmo de deconvolución (Fig. 4.1) que hace uso de la aproximación de Podgorsak para la forma del pico basada en la teoría cinética de primer orden propuesta por Randall y Wilkins (Ec. 2.50). Una curva de brillo experimental es la suma de múltiples picos definidos por ecuaciones no lineales, adicionado de un fondo constante y el fondo térmico por el calentamiento de la plancheta (Ec. 2.52). El primer paso del algoritmo consiste en la sustracción de la señal no proveniente del fenómeno termoluminiscente. Para el fondo constante, se hace un promedio de las fluctuaciones en el fondo plano de la región de baja temperatura. El fondo térmico se describe mediante una función exponencial de manera que el fondo total, $F(T)$, pueda ser descrito mediante la siguiente ecuación [45]:

$$F(T) = \frac{1}{n} \sum_{\lim1}^{\lim2} I(T) + B \cdot \exp\left(\frac{T - T_{max}}{w}\right), \quad (4.1)$$

donde el primer término representa la intensidad promedio del fondo constante, evaluada en el intervalo delimitado por lim1 y lim2 que se conforma por n valores de intensidad $I(T)$; T es la temperatura de calentamiento, T_{max} es la temperatura máxima (cuyo valor está entre 370 y 395 °C, dependiendo de la curva de brillo), B es una constante que se determina cuando $T = T_{max}$ y w define la pendiente de la curva exponencial, esta magnitud representa las vibraciones térmicas del cristal de LiF y la plancheta durante el calentamiento (su valor es de 25 a 30 °C). El usuario debe seleccionar los valores de T_{max} y w tales que la función $F(T)$ pase por una tangente definida a temperaturas mayores que 370 °C, generalmente hablando.

Con el fin de tener una descripción consistente de los 9 picos que representan la curva de brillo, se siguió un protocolo de deconvolución estricto. Los anchos de los picos se mantuvieron fijos, mientras que las diferencias entre la temperatura del pico 5 y los picos 6a a 9 fueron valores constantes. Los parámetros fijos se determinaron a partir de una revisión preliminar basada en documentación reportada para deconvoluciones de curvas de brillo de dosímetros TLD-100 expuestos a rayos gamma, partículas cargadas pesadas y rayos X [5, 9]. Los parámetros de deconvolución empleados en este trabajo se muestran en la tabla 4.1. Note que la temperatura del pico 5 se determina con el máximo experimental de la curva de brillo, suponiendo que el lector de TLD tiene una adecuada resolución en temperatura.

Se tienen 12 parámetros libres (posiciones de los picos 2–4, alturas de todos los picos) que se determinan ajustando la suma de todos los picos con la curva de brillo experimental, mediante el algoritmo de mínimos cuadrados Levenberg-Marquadt. Para comenzar con el proceso de minimización es necesario otorgarle al algoritmo condiciones iniciales de los parámetros libres. Para la altura de los picos 5–9, las condiciones iniciales son la intensidad máxima experimental, mientras que las condiciones iniciales de las alturas y posiciones de los picos 2–4 son calculadas empleando una rutina que busca la mejor combinación (en términos del menor FOM , Ec. 2.53) de las posiciones de dichos picos en la región de baja temperatura. Se consideran sus alturas como una fracción –definida por el usuario– de la intensidad experimental correspondiente a las posiciones en las que están siendo evaluadas.

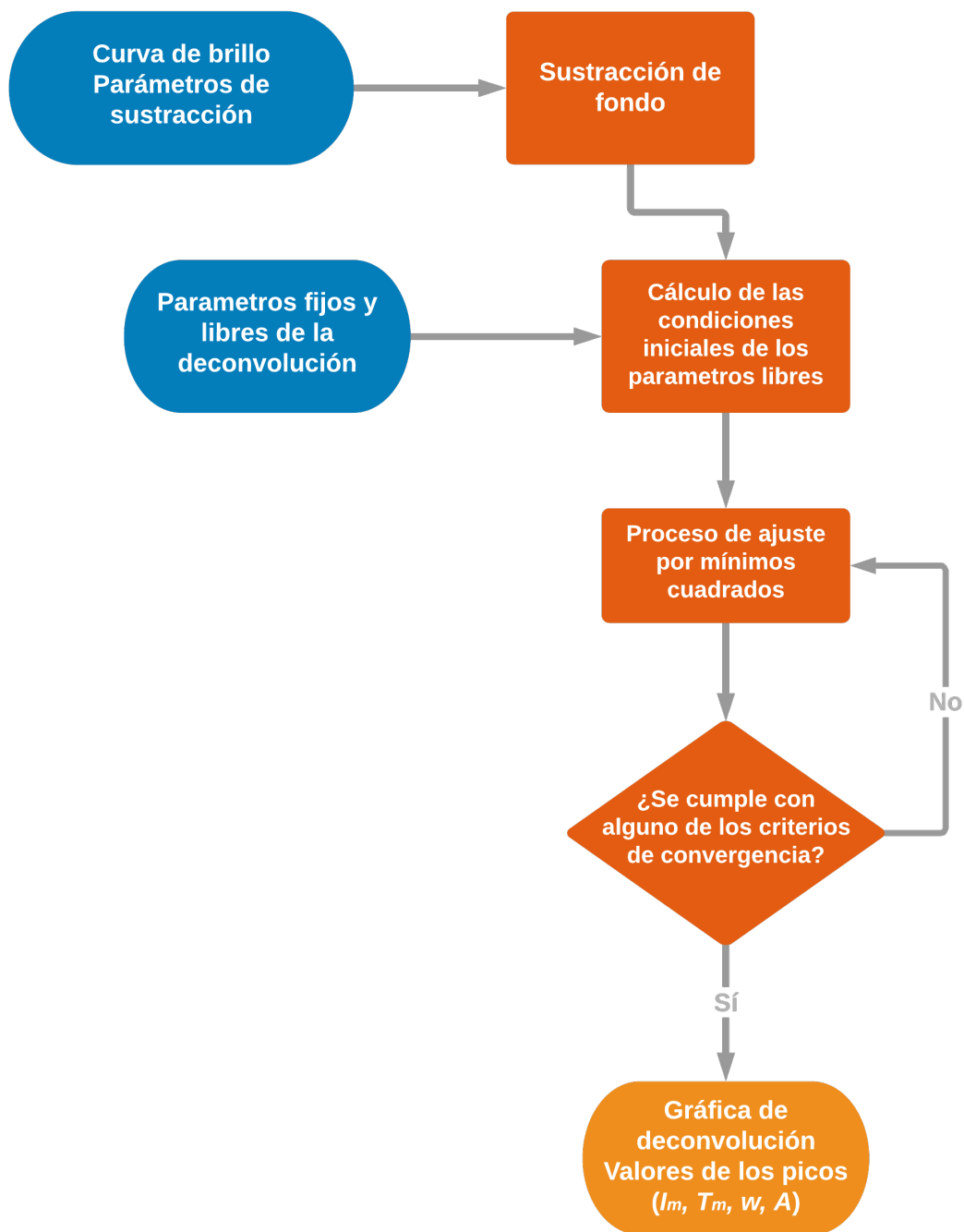


Figura 4.1: Diagrama de flujo que representa el algoritmo diseñado para la sustracción de fondo y deconvolución (apéndice A).

Pico	FWHM (°C)			ΔT con respecto al pico 5 (°C)	
	⁶⁰ Co	¹³⁷ Cs	NS20–300	⁶⁰ Co, ¹³⁷ Cs, NS80–120	NS20–60, NS150–300
2	27	25	23	Libre	Libre
3	37	37	33	Libre	Libre
4	25	25	25	Libre	Libre
5	27.33	27.33	27.33	0	0
6a	30	30	30	15	15
6b	30	30	30	36	37
7	38	38	38	62	61
8	38	38	38	88	88
9	38	38	38	115	115

Tabla 4.1: Parámetros de deconvolución de la curva de brillo para las calidades de haz empleadas en la irradiación. Los parámetros **resaltados** presentan variación con respecto a la calidad de haz.

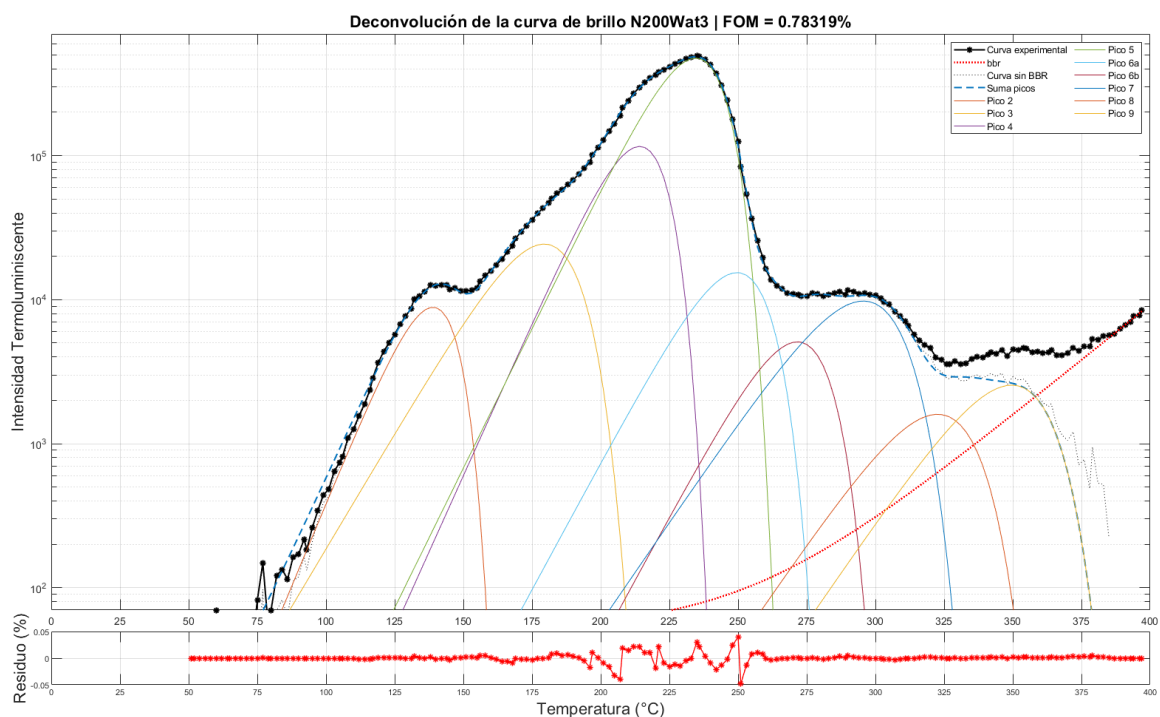


Figura 4.2: Sustracción de fondo, deconvolución y gráfica de residuos de una curva de brillo experimental. En la parte superior se muestra el nombre de la gráfica y el *FOM* obtenido.

El algoritmo de mínimos cuadrados se detiene cuando se satisface alguno de los siguientes criterios de convergencia:

- Los N primeros dígitos de los parámetros coinciden en dos iteraciones consecutivas,
- el valor de la suma de los residuos pesados, χ^2 , no varía en dos iteraciones consecutivas,
- la norma del gradiente de χ^2 es cero.

Si no se satisface ninguno de los criterios de convergencia, el proceso se detiene cuando el número de iteraciones excede un límite preestablecido.

La deconvolución se presenta en la pantalla mediante una gráfica interactiva en representación semilogarítmica (Fig. 4.2). Esta figura es guardada automáticamente como `Glowcurve_semilog.png`, siendo `Glowcurve` el nombre de la curva de brillo. La gráfica también se guarda en el archivo `Glowcurve_graph.txt` para poder representarla en otros programas de gráfico científico. Los parámetros fijos y determinados en la deconvolución, así como el *FOM*, los valores de sustracción y las áreas de los picos, se guardan en el archivo `Glowcurve_deconvalues.txt`.

Además de contener las gráficas de sustracción y deconvolución, la figura 4.2 presenta la gráfica de residuos en función de la temperatura. Este parámetro se define de la siguiente manera:

$$\text{Res}(x_i) = \frac{y_i - y(x_i)}{\sum_i y(x_i)} \times 100\%, \quad (4.2)$$

donde y_i es el valor de la curva a la cual se le está haciendo el ajuste en el canal i , $y(x_i)$ es el valor de la suma de picos y $\sum_i y(x_i)$ es el área bajo la curva de la suma de los picos. Es de destacar que la figura de mérito y la curva de residuos se relacionan mediante la siguiente expresión:

$$FOM = \sum_i |\text{Res}(x_i)|. \quad (4.3)$$

4.2. Eficiencia relativa de los picos y cociente de alta temperatura

La emisión de luz de un cristal TL no siempre es la misma para diferentes campos de radiación dada una misma dosis absorbida por el cristal. Es por ello que resulta necesario expresar la respuesta TL con respecto a la de un haz de referencia. La eficiencia relativa, ER , se define como la respuesta medida por unidad de dosis absorbida depositada en el dosímetro por un haz de fotones de calidad Q , con respecto a la misma cantidad correspondiente a una calidad de haz de referencia Q_0 (en el presente trabajo, rayos gamma de ^{60}Co), es decir [9]:

$$ER = \frac{RTL_Q/D_{LiF,Q}}{RTL_{Q_0}/D_{LiF,Q_0}}. \quad (4.4)$$

Esta relación es válida cuando el dosímetro presenta una respuesta lineal con la dosis absorbida impartida por el haz de radiación. La RTL es la señal TL evaluada en un intervalo de temperatura (comúnmente en todo el intervalo de lectura), o bien, la señal TL de uno o múltiples picos. Otro parámetro empleado para evaluar la evolución de la forma de brillo es el cociente de alta temperatura (HTR^1 , por sus siglas en inglés) y está dado por [9]:

$$HTR = \frac{AR_Q}{AR_{Q_0}}, \quad (4.5)$$

donde AR_Q es el cociente entre la señal TL de la curva de brillo desde 225 a 300 °C (para TLD-100, esto corresponde aproximadamente a la suma de las áreas de los picos 6a a 8) con respecto al área bajo la curva del pico 5, dado un haz de fotones de calidad Q :

$$AR_Q = \frac{RTL_{6a,Q} + RTL_{6b,Q} + RTL_{7,Q} + RTL_{8,Q}}{RTL_{5,Q}}. \quad (4.6)$$

¹High Temperature Ratio.

4.3. Análisis de incertidumbres

La incertidumbre asociada a la respuesta de un dosímetro comúnmente se reporta como la desviación estándar de una muestra de varios dosímetros que fueron expuestos simultáneamente a la misma dosis y bajo las mismas condiciones de irradiación. En este trabajo, las curvas de brillo analizadas provienen de dosímetros que fueron irradiados de manera individual, cada uno con un valor de dosis diferente. Así, al analizar las curvas de brillo, se calcula la incertidumbre asociada a la señal de cada pico, tomando en cuenta la sustracción de la señal de fondo, la variación en la deconvolución de las curvas de brillo y la figura de mérito que define la calidad del ajuste. Para ello, se tomó una muestra de 20 curvas de brillo para cuatro calidades de haz, se realizó la sustracción tres veces empleando parámetros diferentes y se calculó el valor promedio con su desviación estándar relativa para la señal de cada pico (σ_S). Dicha desviación estándar se usó como incertidumbre tipo A en la señal. Para la incertidumbre relativa asociada a la deconvolución (σ_D), se repitió el mismo proceso usando parámetros idénticos durante la resta de fondo y variando las alturas de los picos 8 y 9 de 25 curvas de brillo para cinco calidades de haz. Además, se consideró el *FOM* como parte de la incertidumbre en la señal de cada pico (σ_{FOM}). Finalmente, la incertidumbre en la respuesta TL de cada pico se expresa de la siguiente manera [46]:

$$\delta RTL = \sqrt{(\sigma_S)^2 + (\sigma_D)^2 + (\sigma_{FOM})^2}. \quad (4.7)$$

Estas incertidumbres se muestran en la tabla 4.2 para cada pico. Para obtener la *ER* de los picos (Ec. 4.4), la señal TL se divide entre la dosis, obteniéndose la *sensitividad*, S_{TL} . La incertidumbre en S_{TL} se calcula con la siguiente ecuación [46]:

$$\delta S_{TL} = |S_{TL}| \sqrt{\left(\frac{\delta RTL}{RTL}\right)^2 + \left(\frac{\delta D}{D}\right)^2}, \quad (4.8)$$

donde δD y D son la incertidumbre en la dosis y la dosis absorbida por cada dosímetro que fueron proporcionadas a mi persona junto con las curvas de brillo.

	Factores de incertidumbre (%)	
	Sustracción	Deconvolución
P2	3	1
P3	3	1
P4	3	1
P5	2	1
P6a	2	2
P6b	2	2
P7	5	2
P8	5	20
P9	5	80

Tabla 4.2: Factores empleados para determinar la incertidumbre de la señal TL de los picos de dosímetros TLD-100 expuestos a las condiciones de irradiación expresadas en la sección 3.1.

La ecuación 4.8 se usa para cada curva de brillo individual. Después de obtener la sensibilidad de cada pico y su incertidumbre asociada para cada una de las curvas de brillo, se calculó el promedio pesado de la sensibilidad de cada pico considerando las cuatro curvas de brillo independientes, de manera que la sensibilidad para una calidad de haz y material dado se describe como [46]:

$$\bar{S}_{TL} = \frac{\sum_{i=1}^4 S_{TLi} (\delta S_{TLi})^{-2}}{\sum_{i=1}^4 (\delta S_{TLi})^{-2}}, \quad (4.9)$$

mientras que su incertidumbre asociada se calcula con la siguiente ecuación [46]:

$$\sigma_{\bar{S}_{TL}} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^4 (\delta S_{TLi})^{-2}}}. \quad (4.10)$$

La incertidumbre de la ER que se presenta en este trabajo se calcula de la siguiente manera [46]:

$$\delta ER = |ER| \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\bar{S}_{TL}}}{\bar{S}_{TL}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\bar{S}_{TL}}}{\bar{S}_{TL}}\right)^2_{Q_0}}. \quad (4.11)$$

En el caso del parámetro HTR (Ec. 4.5), se suman las señales de los picos 6a a 8 provenientes de un solo dosímetro y se dividen sobre la señal del pico 5, empleando

ecuaciones análogas a 4.7 y 4.8 para la propagación de incertidumbres. Después se calcula el promedio pesado para las curvas individuales, usando una ecuación similar a la Ec. 4.9, así como su incertidumbre asociada empleando una ecuación análoga a la Ec. 4.10.

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos en este trabajo, los cuales se dividen en tres partes. Primero, se muestran algunas curvas de brillo, con sus respectivas sustracciones de fondo y deconvoluciones, de dosímetros TLD-100 irradiados con haces de fotones del ISO-4037N, rayos gamma de ^{137}Cs y ^{60}Co (tabla 3.1). Posteriormente, se presenta la eficiencia relativa, ER , de los picos 3 a 9, así como la de la suma de los picos y el parámetro HTR como función de la energía efectiva de los haces de radiación para todos los medios materiales. La tercera parte consiste en mostrar los parámetros antes mencionados como función de la LET promedio (en dosis y trayectoria) de los diferentes espectros de fluencia de electrones (total y secundario). Adicionalmente, se muestra la contribución relativa (cociente entre la señal de un pico y la señal total de la curva de brillo [9]) para evaluar la evolución de la forma de la curva de brillo como función de la energía efectiva de los haces de fotones y de la LET promedio del espectro total de fluencia de electrones.

5.1. Curvas de brillo y deconvoluciones

En las figuras 5.1 y 5.2 se muestran algunas curvas de brillo de dosímetros TLD-100 situados en los maniqués de PMMA y expuestos a los haces de fotones empleados en el presente trabajo. Se observa la variación en los componentes de la curva de brillo por la calidad de haz empleada durante la irradiación. Para algunas curvas

de brillo, la región donde se sitúa el pico 9 posee fluctuaciones considerables en la señal experimental, aún después de realizar la sustracción de fondo. Por ello, se optó por fijar la altura del pico 9 en el protocolo de deconvolución para evitar que las fluctuaciones influyan de manera contraproducente el proceso de ajuste por mínimos cuadrados. Otra región que presenta mucha variabilidad es la asociada al pico 2: en el caso de la curva de brillo por ^{60}Co , este pico resulta tener una altura similar a la de los picos 3 y 4, mientras que en la curva dada por NS100, el pico 2 apenas pudo ser determinado por el algoritmo debido a la poca altura que posee. El comportamiento observado en el pico 2 se debe a la gran inestabilidad térmica de la región en que la se sitúa, es por ello que su análisis no se incluye en este trabajo. En cuanto a la calidad del ajuste, las curvas analizadas obtuvieron valores de *FOM* entre 0.76 y 1.72%, siempre se cercioró que se tuvieran ajustes óptimos bajo el protocolo de deconvolución establecido (tabla 4.1).

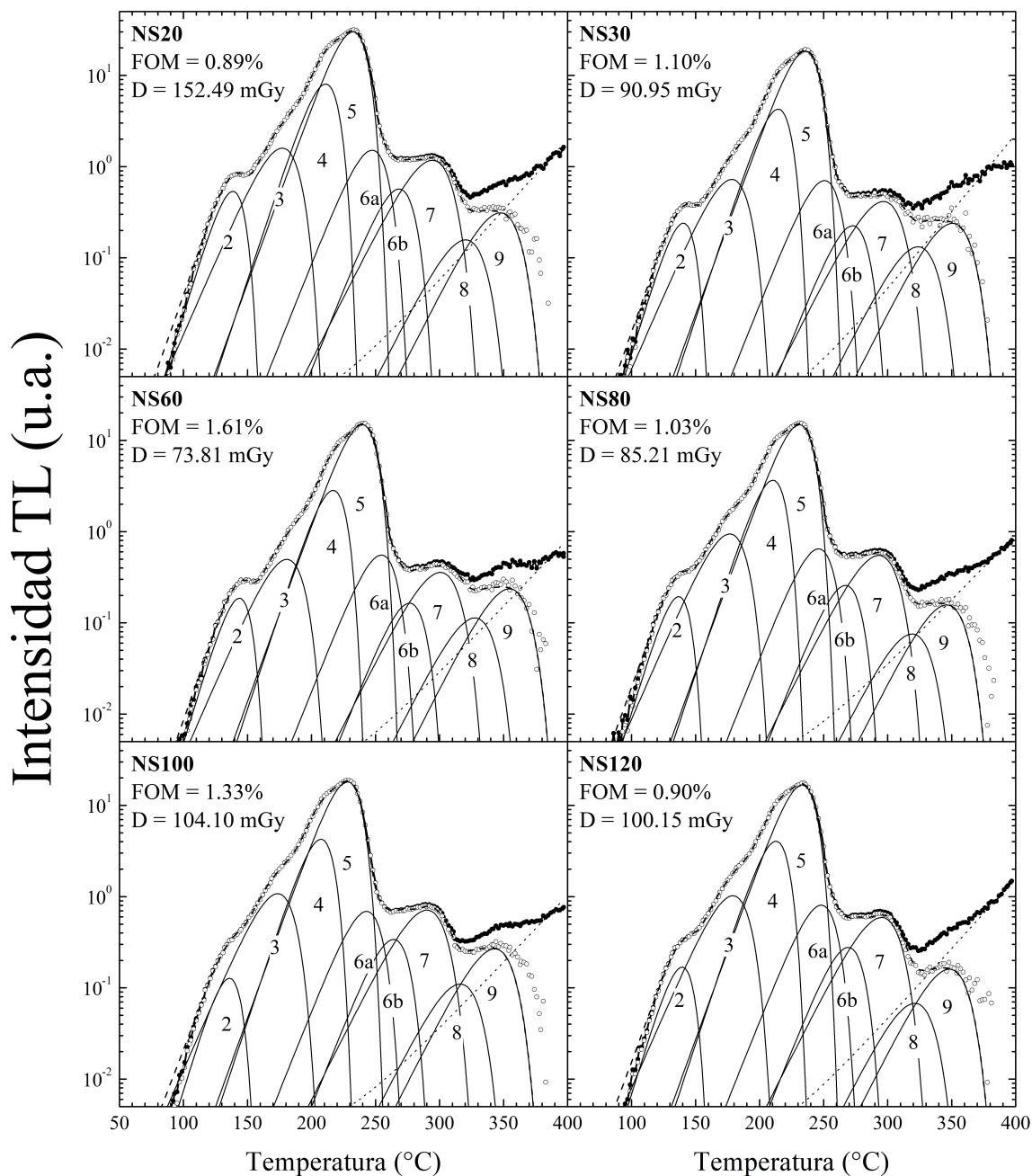


Figura 5.1: Curvas de brillo en escala semilogarítmica de dosímetros TLD-100 en maniqués de PMMA, expuestos a haces de fotones de diferentes energías (ver tabla 3.1). Se muestra la curva experimental (● ● ●), el fondo (· · ·), la curva menos el fondo (○ ○ ○), la deconvolución en los picos 2 a 9 (—) y la suma de los picos (- - -). También se expresa la dosis absorbida por los dosímetros y el *FOM* de la deconvolución (Ec. 2.53).

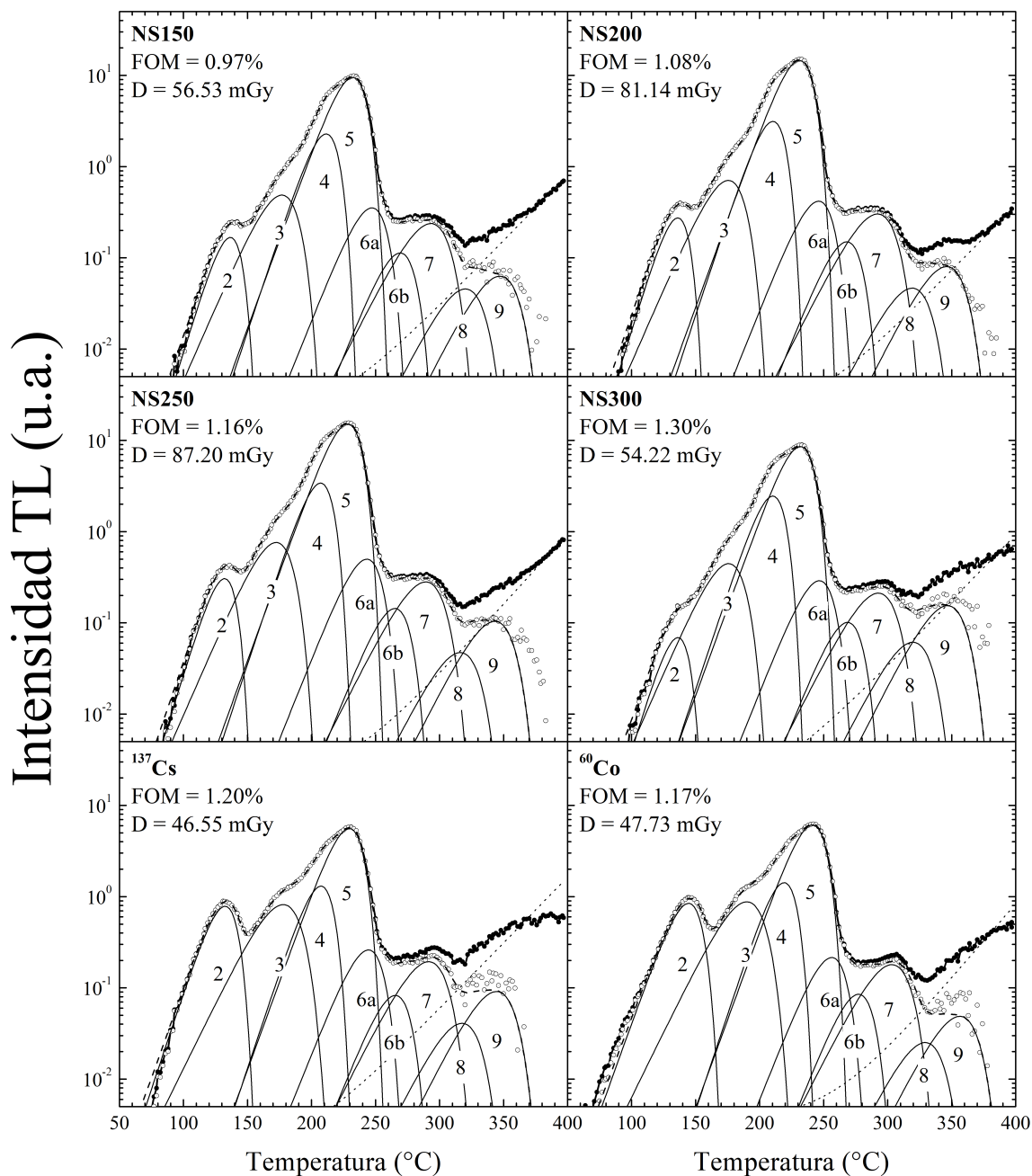


Figura 5.2: Curvas de brillo en escala semilogarítmica de dosímetros TLD-100 en maniqués de PMMA, expuestos a haces de fotones de diferentes energías (ver tabla 3.1). Se muestra la curva experimental (● ● ●), el fondo (· · ·), la curva menos el fondo (○ ○ ○), la deconvolución en los picos 2 a 9 (—) y la suma de los picos (- -). También se expresa la dosis absorbida por los dosímetros y el *FOM* de la deconvolución (Ec. 2.53).

5.2. Respuesta en función de la energía efectiva de los haces de fotones

La figura 5.3 muestra la ER (Ec. 4.4) con respecto a la respuesta de rayos gamma de ^{60}Co de los picos de la curva de brillo de LiF:Mg,Ti situados en maniqués de diferentes medios materiales, en función de la energía efectiva de los haces de fotones empleados en la irradiación de los dosímetros. A primera vista, se observa que la ER presenta dependencia con el material que rodea al TLD; para los picos 5, 6b y 7, la ER de menor magnitud es la asociada con la irradiación en aire, mientras que los medios TLD y PMMA son los que presentan una ER mayor, dado un mismo tipo de calidad de haz. Simultáneamente, las curvas de los diferentes medios materiales tienden a seguir el mismo comportamiento con el aumento de la energía efectiva.

Por otro lado, las curvas de ER de los diferentes picos muestran comportamientos similares. Para tener una descripción concisa de las curvas, resulta conveniente agruparlas en picos 4 y 5 (Fig. 5.3a), picos 6a a 7 (Fig. 5.3b) y picos 8 y 9 (Fig. 5.3c). El comportamiento de la suma de los picos (3 a 9, Fig. 5.4a) es muy similar al visto en los picos 4 y 5, por lo que se decide agregarlo a dicho grupo. En cambio, el pico 3 (Fig. 5.3a) y el parámetro HTR (Ec. 4.5, Fig. 5.4b) serán descritos de manera individual.

La ER del pico 3 disminuye con la energía efectiva, luego aumenta y vuelve a disminuir gradualmente, observándose una región de poca variación con la energía. La ER aumenta considerablemente a la energía de ^{137}Cs . En cambio, la ER de los picos 4 y 5 (Fig. 5.3a), así como de la suma de los picos (Fig. 5.4a), decrementa gradualmente hasta un mínimo a $\sim 97\text{ keV}$ para el pico 5 y a $\sim 117\text{ keV}$ para el pico 4 y la suma de picos. Luego, la ER incrementa gradualmente hasta un máximo a $\sim 173\text{ keV}$ para la suma de picos y el pico 5 y a $\sim 271\text{ keV}$ para el pico 4. Después, la ER disminuye conforme la energía efectiva aumenta. Para las curvas de ER de los picos 6a a 7 (Figs. 5.3b), se observa el decremento hasta a un mínimo a $\sim 47\text{ keV}$, posteriormente ocurre un aumento considerable y se percibe una estructura con forma de meseta entre $\sim 63\text{ keV}$ y $\sim 117\text{ keV}$ para los picos 6b y 7. Después, la ER disminuye hasta $\sim 173\text{ keV}$ y luego vuelve a aumentar con la energía; finalmente disminuye a

la energía correspondiente a las emisiones gamma de ^{60}Co . Para los picos 8 y 9 (Fig. 5.3c), la ER aumenta gradualmente para la mayoría de los materiales y a partir de $\sim 47\text{ keV}$ disminuye hasta un mínimo a $\sim 224\text{ keV}$, luego aumenta de manera considerable a la energía de $\sim 271\text{ keV}$ y vuelve a disminuir a mayores energías.

En el caso del parámetro HTR (Fig. 5.4b), se observa que disminuye y vuelve a aumentar drásticamente, posteriormente presenta una estructura en forma de meseta. El HTR disminuye hasta un mínimo a $\sim 224\text{ keV}$, aumenta para las siguientes energías y finalmente disminuye a la energía de ^{60}Co .

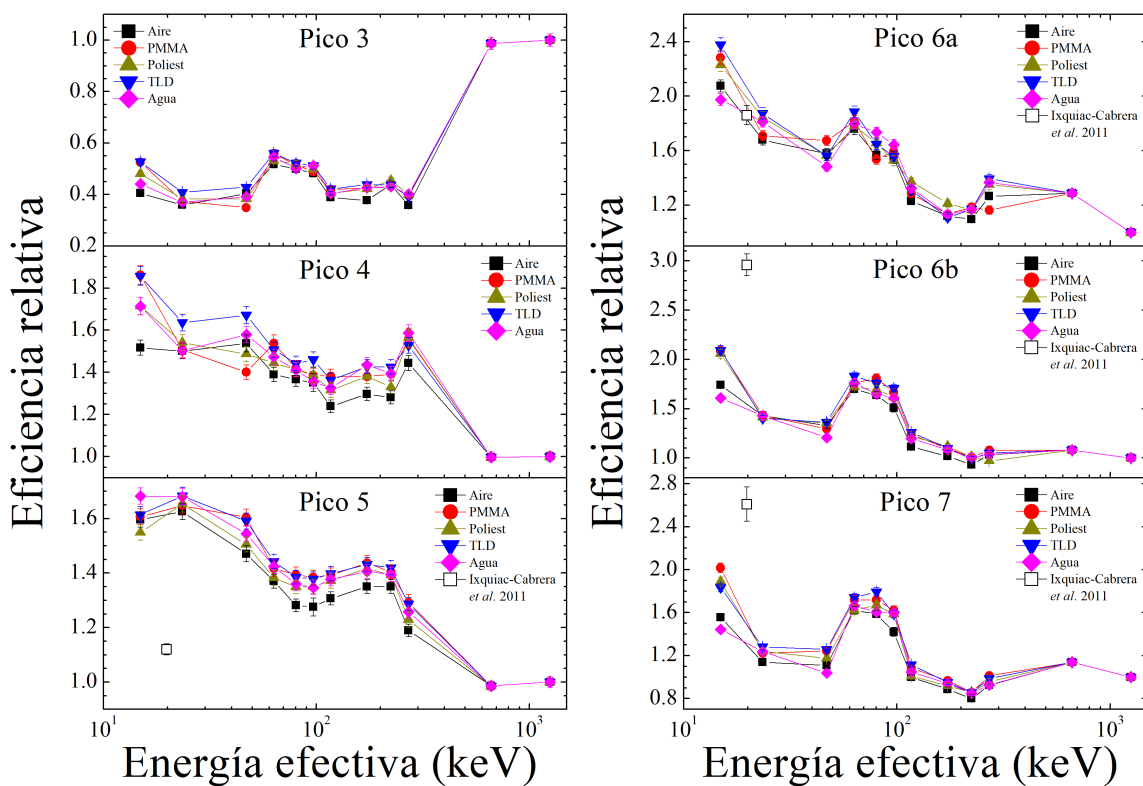
En la figura 5.5 se muestra la contribución relativa de los picos de brillo (3 a 9) como función de la energía efectiva considerando la señal total de la curva después de la sustracción de fondo y del pico 2. Su análisis de incertidumbre se desarrolló de manera análoga al visto para el parámetro HTR en la sección 4.3. Como es de esperarse, el pico 5 es el que tiene la mayor contribución a la curva de brillo, seguido del pico 4, luego el pico 3 y finalmente los picos de la región de alta temperatura, para todas las calidades de haz estudiadas. También se puede observar tres comportamientos diferentes para los picos de la curva de brillo. Los picos 4 y 5 son aproximadamente constantes con respecto a la energía efectiva, los picos 3, 6a, 6b y 7 muestran una meseta, mientras que los picos 8 y 9 muestran un valle.

El comportamiento observado en la ER de los picos 4 y 5 y la suma de los picos concuerda con el reportado por Massillon-JL y colaboradores (Fig. 7 de la referencia [6]), quienes evaluaron la respuesta de las curvas de brillo analizadas en este trabajo considerando la integral neta de las curvas después de la sustracción de fondo. En sus resultados se observa el mínimo y el máximo a $\sim 80\text{ keV}$ y $\sim 117\text{ keV}$, respectivamente.

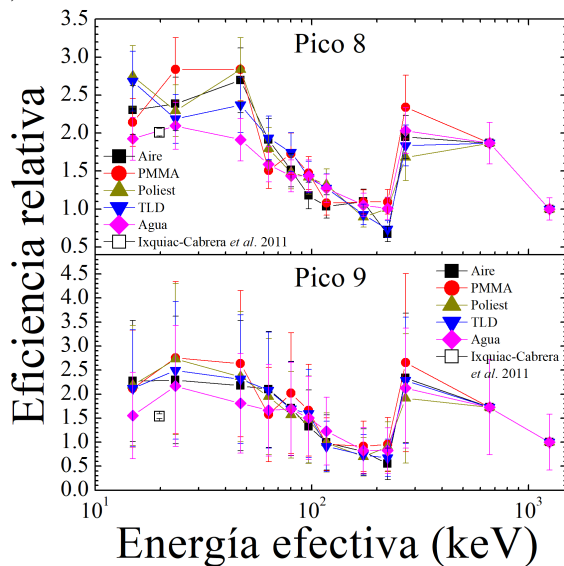
En la figura 5.3 también se muestran los valores de ER reportados por Ixquiac-Cabrera *et al.* (tabla 5 de la referencia [5]), de dosímetros TLD-100 irradiados en aire con rayos X de 20 keV de energía efectiva y 30 kV de voltaje de operación del tubo, siguiendo el mismo tratamiento térmico y de lectura que en la referencia [6], así como parámetros de deconvolución similares a este trabajo. La ER que reportaron para el pico 5 es de 1.12 ± 0.02 , en comparación con las obtenidas en el presente trabajo: 1.60 ± 0.03 y 1.63 ± 0.03 a energías de $\sim 15\text{ keV}$ y $\sim 23\text{ keV}$, respectivamente. Para el

pico 6a, existe buena concordancia entre el valor de ER que obtuvieron (1.86 ± 0.07) y los presentes resultados, mientras que los valores que reportaron para los picos 6b y 7 (2.96 ± 0.11 y 2.61 ± 0.16 , respectivamente) son mucho mayores que los obtenidos en este trabajo. Para los picos 8 y 9, los valores que reportaron (2.01 ± 0.05 y 1.54 ± 0.05) son menores a los observados en el presente trabajo.

Los valores de ER y HTR , mostrados en las gráficas, se expresan tabulados en las tablas 5.1, 5.2, 5.3, 5.4 y 5.5 para los medios aire, PMMA, poliestireno, TLD y agua sólida, respectivamente. Estos valores se mostrarán como función de las distintas distribuciones de LET que se introdujeron en la sección 3.2.



(a) (b)



(c)

Figura 5.3: Eficiencia relativa de los picos de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales en función de la energía efectiva de los haces de fotones. (a) picos 3 a 5, (b) picos 6a a 7, (c) picos 8 y 9.

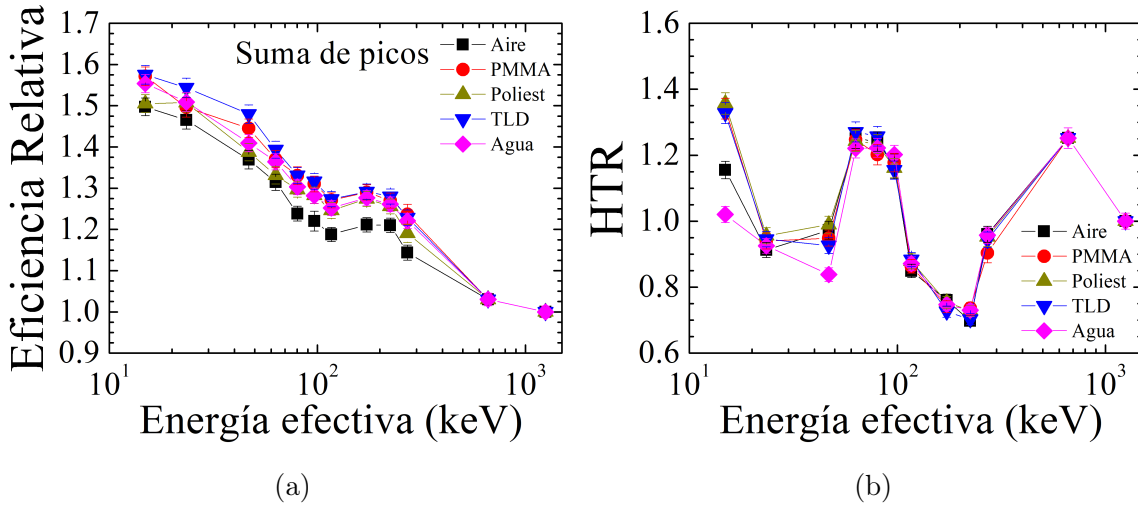


Figura 5.4: (a) Eficiencia relativa de la suma de los picos (3 a 9) y (b) *HTR* de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales en función de la energía efectiva de los haces de fotones.

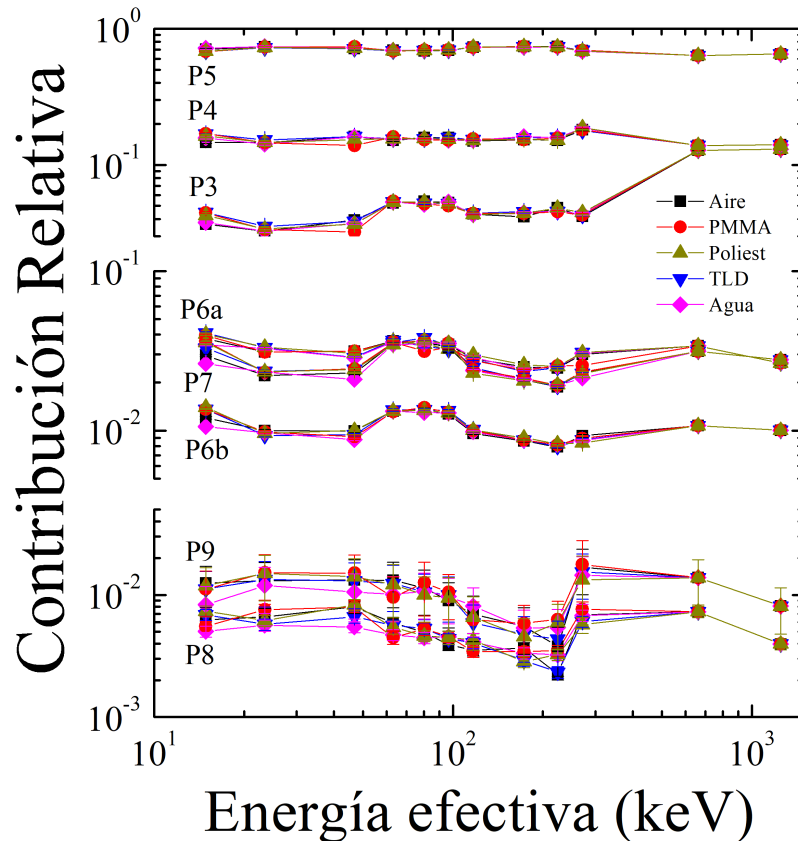


Figura 5.5: Contribución relativa de los picos de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales, como función de la energía efectiva de los haces de fotones.

Haz	Aire				
	Suma	<i>HTR</i>	P ₃	P ₄	P ₅
NS20	1.50 ± 0.02	1.16 ± 0.03	0.40 ± 0.01	1.52 ± 0.04	1.60 ± 0.03
NS30	1.47 ± 0.02	0.91 ± 0.02	0.36 ± 0.01	1.50 ± 0.04	1.63 ± 0.03
NS60	1.37 ± 0.02	0.97 ± 0.03	0.40 ± 0.01	1.54 ± 0.04	1.47 ± 0.03
NS80	1.31 ± 0.02	1.25 ± 0.03	0.52 ± 0.01	1.39 ± 0.03	1.37 ± 0.03
NS100	1.24 ± 0.02	1.24 ± 0.03	0.50 ± 0.01	1.37 ± 0.03	1.28 ± 0.02
NS120	1.22 ± 0.02	1.17 ± 0.04	0.48 ± 0.01	1.35 ± 0.04	1.28 ± 0.03
NS150	1.19 ± 0.02	0.85 ± 0.02	0.39 ± 0.01	1.24 ± 0.03	1.31 ± 0.02
NS200	1.21 ± 0.02	0.76 ± 0.02	0.38 ± 0.01	1.30 ± 0.03	1.35 ± 0.03
NS250	1.21 ± 0.02	0.70 ± 0.02	0.44 ± 0.01	1.28 ± 0.03	1.35 ± 0.02
NS300	1.14 ± 0.02	0.96 ± 0.02	0.36 ± 0.01	1.44 ± 0.04	1.19 ± 0.02
¹³⁷ Cs	1.03 ± 0.02	1.25 ± 0.03	0.99 ± 0.02	1.00 ± 0.02	0.99 ± 0.02
⁶⁰ Co	1.00 ± 0.01	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02
	P _{6a}	P _{6b}	P ₇	P ₈	P ₉
NS20	2.07 ± 0.04	1.74 ± 0.04	1.56 ± 0.03	2.30 ± 0.32	2.27 ± 1.26
NS30	1.68 ± 0.04	1.43 ± 0.03	1.14 ± 0.03	2.39 ± 0.35	2.29 ± 1.33
NS60	1.58 ± 0.04	1.33 ± 0.03	1.11 ± 0.03	2.69 ± 0.43	2.18 ± 1.36
NS80	1.76 ± 0.04	1.70 ± 0.04	1.62 ± 0.04	1.91 ± 0.28	2.10 ± 1.21
NS100	1.57 ± 0.03	1.64 ± 0.04	1.59 ± 0.04	1.51 ± 0.22	1.70 ± 0.98
NS120	1.55 ± 0.05	1.51 ± 0.04	1.42 ± 0.04	1.18 ± 0.18	1.33 ± 0.76
NS150	1.23 ± 0.03	1.11 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.03 ± 0.15	1.00 ± 0.57
NS200	1.12 ± 0.02	1.02 ± 0.02	0.89 ± 0.02	1.10 ± 0.16	0.81 ± 0.47
NS250	1.10 ± 0.02	0.93 ± 0.02	0.80 ± 0.02	0.67 ± 0.10	0.55 ± 0.33
NS300	1.27 ± 0.03	1.04 ± 0.02	0.93 ± 0.02	1.95 ± 0.29	2.34 ± 1.35
¹³⁷ Cs	1.29 ± 0.03	1.08 ± 0.02	1.14 ± 0.03	1.87 ± 0.28	1.73 ± 0.99
⁶⁰ Co	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.15	1.00 ± 0.58

Tabla 5.1: Valores tabulados de las eficiencias relativas de la suma de los picos (3 a 9), cocientes de alta temperatura (*HTR*) y eficiencias relativas de los picos 3 a 9, de los TLD-100 irradiados en aire.

PMMA					
Haz	Suma	<i>HTR</i>	P ₃	P ₄	P ₅
NS20	1.57 ± 0.02	1.34 ± 0.03	0.53 ± 0.01	1.86 ± 0.04	1.61 ± 0.03
NS30	1.50 ± 0.02	0.94 ± 0.02	0.37 ± 0.01	1.51 ± 0.04	1.65 ± 0.03
NS60	1.45 ± 0.02	0.95 ± 0.02	0.35 ± 0.01	1.40 ± 0.03	1.60 ± 0.03
NS80	1.37 ± 0.02	1.25 ± 0.03	0.56 ± 0.01	1.54 ± 0.04	1.42 ± 0.03
NS100	1.33 ± 0.02	1.20 ± 0.03	0.52 ± 0.01	1.42 ± 0.04	1.39 ± 0.03
NS120	1.31 ± 0.02	1.18 ± 0.03	0.49 ± 0.01	1.39 ± 0.03	1.38 ± 0.03
NS150	1.27 ± 0.02	0.86 ± 0.02	0.42 ± 0.01	1.38 ± 0.03	1.39 ± 0.03
NS200	1.29 ± 0.02	0.74 ± 0.02	0.42 ± 0.01	1.38 ± 0.03	1.44 ± 0.03
NS250	1.27 ± 0.02	0.74 ± 0.02	0.43 ± 0.01	1.39 ± 0.03	1.40 ± 0.03
NS300	1.24 ± 0.02	0.90 ± 0.03	0.40 ± 0.01	1.56 ± 0.05	1.29 ± 0.03
¹³⁷ Cs	1.03 ± 0.02	1.25 ± 0.03	0.99 ± 0.02	1.00 ± 0.02	0.99 ± 0.02
⁶⁰ Co	1.00 ± 0.01	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02
	P _{6a}	P _{6b}	P ₇	P ₈	P ₉
NS20	2.28 ± 0.05	2.09 ± 0.05	2.02 ± 0.04	2.14 ± 0.31	2.12 ± 1.22
NS30	1.71 ± 0.04	1.43 ± 0.03	1.22 ± 0.03	2.84 ± 0.42	2.76 ± 1.58
NS60	1.67 ± 0.04	1.29 ± 0.03	1.24 ± 0.03	2.84 ± 0.42	2.63 ± 1.52
NS80	1.82 ± 0.04	1.76 ± 0.04	1.72 ± 0.04	1.51 ± 0.24	1.58 ± 0.98
NS100	1.54 ± 0.04	1.81 ± 0.04	1.72 ± 0.04	1.73 ± 0.27	2.02 ± 1.25
NS120	1.59 ± 0.04	1.67 ± 0.04	1.63 ± 0.04	1.47 ± 0.22	1.66 ± 0.96
NS150	1.28 ± 0.03	1.24 ± 0.03	1.08 ± 0.02	1.08 ± 0.16	0.96 ± 0.55
NS200	1.13 ± 0.03	1.10 ± 0.02	0.97 ± 0.02	1.09 ± 0.16	0.91 ± 0.52
NS250	1.19 ± 0.03	1.01 ± 0.02	0.86 ± 0.02	1.09 ± 0.16	0.96 ± 0.56
NS300	1.16 ± 0.03	1.08 ± 0.03	1.01 ± 0.03	2.34 ± 0.42	2.65 ± 1.86
¹³⁷ Cs	1.29 ± 0.03	1.08 ± 0.02	1.14 ± 0.03	1.87 ± 0.28	1.73 ± 0.99
⁶⁰ Co	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.15	1.00 ± 0.58

Tabla 5.2: Valores tabulados de las eficiencias relativas de la suma de los picos (3 a 9), cocientes de alta temperatura (*HTR*) y eficiencias relativas de los picos 3 a 9, de los TLD-100 irradiados en PMMA.

Poliestireno					
Haz	Suma	<i>HTR</i>	P ₃	P ₄	P ₅
NS20	1.51 ± 0.02	1.36 ± 0.03	0.48 ± 0.01	1.71 ± 0.04	1.55 ± 0.03
NS30	1.51 ± 0.02	0.96 ± 0.02	0.38 ± 0.01	1.54 ± 0.04	1.65 ± 0.03
NS60	1.39 ± 0.02	0.99 ± 0.03	0.38 ± 0.01	1.49 ± 0.04	1.51 ± 0.03
NS80	1.33 ± 0.02	1.24 ± 0.03	0.53 ± 0.01	1.44 ± 0.04	1.38 ± 0.03
NS100	1.30 ± 0.02	1.23 ± 0.03	0.52 ± 0.01	1.41 ± 0.03	1.35 ± 0.02
NS120	1.28 ± 0.02	1.16 ± 0.03	0.50 ± 0.01	1.39 ± 0.04	1.35 ± 0.03
NS150	1.25 ± 0.02	0.88 ± 0.02	0.41 ± 0.01	1.32 ± 0.03	1.37 ± 0.03
NS200	1.27 ± 0.02	0.75 ± 0.02	0.42 ± 0.01	1.38 ± 0.03	1.42 ± 0.03
NS250	1.26 ± 0.02	0.73 ± 0.02	0.45 ± 0.01	1.33 ± 0.03	1.39 ± 0.03
NS300	1.19 ± 0.02	0.95 ± 0.03	0.40 ± 0.01	1.56 ± 0.05	1.23 ± 0.03
¹³⁷ Cs	1.03 ± 0.02	1.25 ± 0.03	0.99 ± 0.02	1.00 ± 0.02	0.99 ± 0.02
⁶⁰ Co	1.00 ± 0.01	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02
	P _{6a}	P _{6b}	P ₇	P ₈	P ₉
NS20	2.23 ± 0.05	2.06 ± 0.05	1.89 ± 0.04	2.75 ± 0.40	2.18 ± 1.25
NS30	1.84 ± 0.04	1.41 ± 0.03	1.24 ± 0.03	2.29 ± 0.34	2.73 ± 1.57
NS60	1.56 ± 0.03	1.35 ± 0.03	1.18 ± 0.03	2.84 ± 0.42	2.36 ± 1.36
NS80	1.78 ± 0.04	1.72 ± 0.04	1.62 ± 0.04	1.79 ± 0.28	1.95 ± 1.21
NS100	1.66 ± 0.04	1.69 ± 0.04	1.67 ± 0.04	1.48 ± 0.22	1.57 ± 0.90
NS120	1.53 ± 0.04	1.62 ± 0.04	1.59 ± 0.04	1.42 ± 0.22	1.47 ± 0.91
NS150	1.37 ± 0.03	1.22 ± 0.03	1.01 ± 0.02	1.32 ± 0.21	0.99 ± 0.62
NS200	1.21 ± 0.03	1.12 ± 0.02	0.92 ± 0.02	0.89 ± 0.13	0.70 ± 0.40
NS250	1.16 ± 0.03	1.01 ± 0.02	0.86 ± 0.02	1.01 ± 0.15	0.90 ± 0.52
NS300	1.35 ± 0.04	0.97 ± 0.03	0.96 ± 0.03	1.68 ± 0.31	1.91 ± 1.34
¹³⁷ Cs	1.29 ± 0.03	1.08 ± 0.02	1.14 ± 0.03	1.87 ± 0.28	1.73 ± 0.99
⁶⁰ Co	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.15	1.00 ± 0.58

Tabla 5.3: Valores tabulados de las eficiencias relativas de la suma de los picos (3 a 9), cocientes de alta temperatura (*HTR*) y eficiencias relativas de los picos 3 a 9, de los TLD-100 irradiados en poliestireno.

TLD					
Haz	Suma	<i>HTR</i>	P ₃	P ₄	P ₅
NS20	1.58 ± 0.02	1.33 ± 0.03	0.53 ± 0.01	1.86 ± 0.04	1.61 ± 0.03
NS30	1.54 ± 0.02	0.95 ± 0.02	0.41 ± 0.01	1.64 ± 0.04	1.68 ± 0.03
NS60	1.48 ± 0.02	0.93 ± 0.02	0.43 ± 0.01	1.67 ± 0.04	1.59 ± 0.03
NS80	1.39 ± 0.02	1.27 ± 0.03	0.56 ± 0.01	1.51 ± 0.04	1.44 ± 0.03
NS100	1.33 ± 0.02	1.26 ± 0.03	0.52 ± 0.01	1.44 ± 0.03	1.38 ± 0.03
NS120	1.32 ± 0.02	1.15 ± 0.03	0.51 ± 0.01	1.46 ± 0.04	1.38 ± 0.03
NS150	1.27 ± 0.02	0.88 ± 0.02	0.42 ± 0.01	1.36 ± 0.03	1.40 ± 0.03
NS200	1.29 ± 0.02	0.73 ± 0.02	0.44 ± 0.01	1.43 ± 0.03	1.43 ± 0.03
NS250	1.28 ± 0.02	0.70 ± 0.02	0.44 ± 0.01	1.43 ± 0.03	1.42 ± 0.03
NS300	1.23 ± 0.02	0.94 ± 0.02	0.39 ± 0.01	1.53 ± 0.04	1.29 ± 0.02
¹³⁷ Cs	1.03 ± 0.02	1.25 ± 0.03	0.99 ± 0.02	1.00 ± 0.02	0.99 ± 0.02
⁶⁰ Co	1.00 ± 0.01	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02
	P _{6a}	P _{6b}	P ₇	P ₈	P ₉
NS20	2.38 ± 0.05	2.09 ± 0.05	1.83 ± 0.04	2.68 ± 0.39	2.12 ± 1.22
NS30	1.87 ± 0.04	1.40 ± 0.03	1.28 ± 0.03	2.19 ± 0.32	2.49 ± 1.43
NS60	1.56 ± 0.03	1.36 ± 0.03	1.26 ± 0.03	2.37 ± 0.36	2.31 ± 1.34
NS80	1.88 ± 0.04	1.83 ± 0.04	1.74 ± 0.04	1.94 ± 0.28	2.08 ± 1.21
NS100	1.65 ± 0.04	1.76 ± 0.04	1.79 ± 0.04	1.75 ± 0.26	1.69 ± 0.97
NS120	1.56 ± 0.03	1.71 ± 0.04	1.59 ± 0.04	1.42 ± 0.21	1.60 ± 0.92
NS150	1.31 ± 0.03	1.26 ± 0.03	1.11 ± 0.02	1.28 ± 0.19	0.91 ± 0.52
NS200	1.11 ± 0.02	1.10 ± 0.02	0.95 ± 0.02	0.93 ± 0.14	0.74 ± 0.42
NS250	1.17 ± 0.03	0.99 ± 0.02	0.86 ± 0.02	0.74 ± 0.11	0.67 ± 0.39
NS300	1.39 ± 0.03	1.05 ± 0.02	0.99 ± 0.02	1.83 ± 0.27	2.29 ± 1.31
¹³⁷ Cs	1.29 ± 0.03	1.08 ± 0.02	1.14 ± 0.03	1.87 ± 0.28	1.73 ± 0.99
⁶⁰ Co	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.15	1.00 ± 0.58

Tabla 5.4: Valores tabulados de las eficiencias relativas de la suma de los picos (3 a 9), cocientes de alta temperatura (*HTR*) y eficiencias relativas de los picos 3 a 9, de los TLD-100 irradiados en TLD.

WT1					
Haz	Suma	<i>HTR</i>	P ₃	P ₄	P ₅
NS20	1.55 ± 0.02	1.02 ± 0.02	0.44 ± 0.01	1.71 ± 0.04	1.68 ± 0.03
NS30	1.51 ± 0.02	0.93 ± 0.02	0.37 ± 0.01	1.50 ± 0.04	1.68 ± 0.03
NS60	1.41 ± 0.02	0.84 ± 0.02	0.39 ± 0.01	1.58 ± 0.04	1.54 ± 0.03
NS80	1.36 ± 0.02	1.22 ± 0.03	0.55 ± 0.01	1.47 ± 0.04	1.42 ± 0.03
NS100	1.30 ± 0.02	1.22 ± 0.03	0.50 ± 0.01	1.41 ± 0.03	1.36 ± 0.02
NS120	1.28 ± 0.02	1.20 ± 0.03	0.51 ± 0.01	1.36 ± 0.03	1.35 ± 0.02
NS150	1.25 ± 0.02	0.87 ± 0.02	0.40 ± 0.01	1.33 ± 0.03	1.38 ± 0.03
NS200	1.28 ± 0.02	0.75 ± 0.02	0.43 ± 0.01	1.44 ± 0.03	1.41 ± 0.03
NS250	1.26 ± 0.02	0.73 ± 0.02	0.43 ± 0.01	1.39 ± 0.03	1.39 ± 0.03
NS300	1.22 ± 0.02	0.96 ± 0.02	0.40 ± 0.01	1.59 ± 0.04	1.26 ± 0.02
¹³⁷ Cs	1.03 ± 0.02	1.25 ± 0.03	0.99 ± 0.02	1.00 ± 0.02	0.99 ± 0.02
⁶⁰ Co	1.00 ± 0.01	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02
	P _{6a}	P _{6b}	P ₇	P ₈	P ₉
NS20	1.97 ± 0.04	1.61 ± 0.04	1.44 ± 0.03	1.92 ± 0.28	1.55 ± 0.90
NS30	1.81 ± 0.04	1.43 ± 0.03	1.24 ± 0.03	2.10 ± 0.31	2.17 ± 1.26
NS60	1.48 ± 0.03	1.21 ± 0.03	1.04 ± 0.02	1.91 ± 0.28	1.81 ± 1.04
NS80	1.80 ± 0.04	1.76 ± 0.04	1.66 ± 0.04	1.59 ± 0.23	1.66 ± 0.95
NS100	1.73 ± 0.04	1.65 ± 0.04	1.61 ± 0.04	1.44 ± 0.21	1.69 ± 0.97
NS120	1.64 ± 0.04	1.61 ± 0.04	1.60 ± 0.04	1.44 ± 0.21	1.51 ± 0.87
NS150	1.32 ± 0.03	1.20 ± 0.03	1.05 ± 0.02	1.27 ± 0.19	1.23 ± 0.71
NS200	1.13 ± 0.02	1.08 ± 0.02	0.94 ± 0.02	1.05 ± 0.15	0.83 ± 0.47
NS250	1.17 ± 0.03	1.00 ± 0.02	0.85 ± 0.02	1.01 ± 0.15	0.83 ± 0.47
NS300	1.37 ± 0.03	1.04 ± 0.02	0.93 ± 0.02	2.03 ± 0.30	2.13 ± 1.25
¹³⁷ Cs	1.29 ± 0.03	1.08 ± 0.02	1.14 ± 0.03	1.87 ± 0.28	1.73 ± 0.99
⁶⁰ Co	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.02	1.00 ± 0.15	1.00 ± 0.58

Tabla 5.5: Valores tabulados de las eficiencias relativas de la suma de los picos (3 a 9), cocientes de alta temperatura (*HTR*) y eficiencias relativas de los picos 3 a 9, de los TLD-100 irradiados en agua sólida (WT1).

5.3. Respuesta en función de la LET del espectro de fluencia total de electrones

La figura 5.6 muestra la ER de los picos de la curva de brillo de TLD-100 irradiado en varios medios materiales como función de la LET promediada en trayectoria, $L_{\Delta,T}$, del espectro de FTE (tabla 3.2), mientras que la figura 5.7 muestra los mismos parámetros como función de la LET promediada en dosis, $L_{\Delta,D}$, para el mismo espectro de partículas (tabla 3.3). Así mismo, las figuras 5.8 y 5.9 muestran la ER de la suma de los picos así como el parámetro HTR en función de $L_{\Delta,T}$ y $L_{\Delta,D}$, respectivamente, del espectro de partículas mencionado. De manera similar a la sección anterior, se describen las curvas en grupos conformados por los picos 4 y 5 y la suma de los picos, los picos 6a a 7 y los picos 8 y 9. En cambio, el pico 3 y el parámetro HTR serán descritos de manera individual. Las figuras 5.10 y 5.11 muestran la contribución relativa como función de la $L_{\Delta,T}$ y la $L_{\Delta,D}$, respectivamente.

5.3.1. LET promediada en trayectoria

La ER del pico 3 (Fig. 5.6a) disminuye abruptamente y llega a una región de poca variación. A $\sim 3.5 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ la ER aumenta, disminuye y nuevamente aumenta drásticamente, finalmente disminuye de forma gradual y e incrementa nuevamente con la $L_{\Delta,T}$. En el caso de los picos 4 y 5 y la suma de los picos (Figs. 5.6a y 5.8a), la ER aumenta gradualmente con la $L_{\Delta,T}$ hasta $\sim 3.5 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$, donde se percibe un máximo y después disminuye abruptamente a un mínimo a $\sim 3.7 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ para el pico 4 y la suma de los picos, teniendo dicho mínimo a $\sim 3.9 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ para el pico 5. La ER vuelve a incrementar con la $L_{\Delta,T}$ y se observa una región creciente al final de la curva. Las gráficas correspondientes a los picos 6a a 7 (Fig. 5.6b) aumentan de un mínimo a $\sim 2.3 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ hasta un máximo a $\sim 3.6 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$. Luego, se observa un decremento abrupto y se tiene un mínimo a $\sim 3.7 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$; las curvas vuelven a incrementar y se observa un máximo a $\sim 3.9 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$. Para la ER de los picos 6b y 7, se observa una disminución y luego un aumento en los dos últimos valores de $L_{\Delta,T}$

evaluados, mientras que la ER del pico 6a sólo exhibe un incremento monotónico a dichos valores de LET. Para los picos 8 y 9 (Fig. 5.6c), la ER aumenta gradualmente, disminuye a un valle y aumenta nuevamente. Del máximo a $3.5 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$, la ER disminuye repentinamente a un mínimo, vuelve a incrementar y disminuye en los últimos valores de la gráfica.

El parámetro HTR (Fig. 5.8b) disminuye desde $\sim 0.7 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ hasta un mínimo a $\sim 2.3 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$. De ahí aumenta hasta un máximo a $\sim 3.6 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ y se observan cambios abruptos en el HTR con el aumento de la $L_{\Delta,T}$. El HTR vuelve a disminuir y aumentar para los últimos valores de $L_{\Delta,T}$.

La contribución relativa como función de la $L_{\Delta,T}$ del espectro de FTE se muestra en la figura 5.10. Se observa que los picos de la región de alta temperatura y el pico 3 presentan el mismo comportamiento, mostrando un valle, el cual es más pronunciado para los picos 8 y 9. Para los picos 4 y 5, el comportamiento es similar al de la curva como función de la energía (Fig. 5.5).

5.3.2. LET promediada en dosis

Comparando con los resultados como función de la $L_{\Delta,T}$, la región de poca variación de la ER del pico 3 ahora toma un intervalo de LET mucho mayor. La ER aumenta gradualmente desde $\sim 8.2 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ y disminuye en el último punto de la gráfica. Continuando con las comparaciones, la ER de los picos 4 y 5 y la suma de picos (Figs. 5.7a y 5.9a) ahora muestra una región de poca variación con el aumento de la LET situada entre 6.2 y $8 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$. A $\sim 8.2 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ se observa un máximo bien definido y después la ER disminuye repentinamente, posteriormente se observa una región creciente con la $L_{\Delta,D}$. Las curvas de los picos 6a a 7 (Fig. 5.7b) aumentan de forma gradual a partir de un mínimo a $\sim 6.2 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ hasta un máximo a $\sim 8.2 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$. Después, la ER disminuye y luego incrementa. Para los picos 8 y 9 (Fig. 5.7c), la ER incrementa gradualmente y disminuye a una región de poca variación que se encuentra entre $\sim 6.2 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ y $\sim 8 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$. Se observa un máximo bien definido a $\sim 8.2 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$, después la ER disminuye e incrementa en la última porción de la gráfica.

En cuanto al parámetro HTR (Fig. 5.9b), se observa que aumenta monótonicamente con la $L_{\Delta,D}$ a partir del mínimo a $\sim 6.2 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$, teniendo como excepción a los medios aire y agua, los cuales disminuyen en el último punto de la gráfica.

La contribución relativa como función de la $L_{\Delta,D}$ del espectro de FTE se muestra en la figura 5.11. Para todos los picos, el comportamiento de la figura 5.11 es similar al de la curva como función de la $L_{\Delta,T}$ (Fig. 5.10).

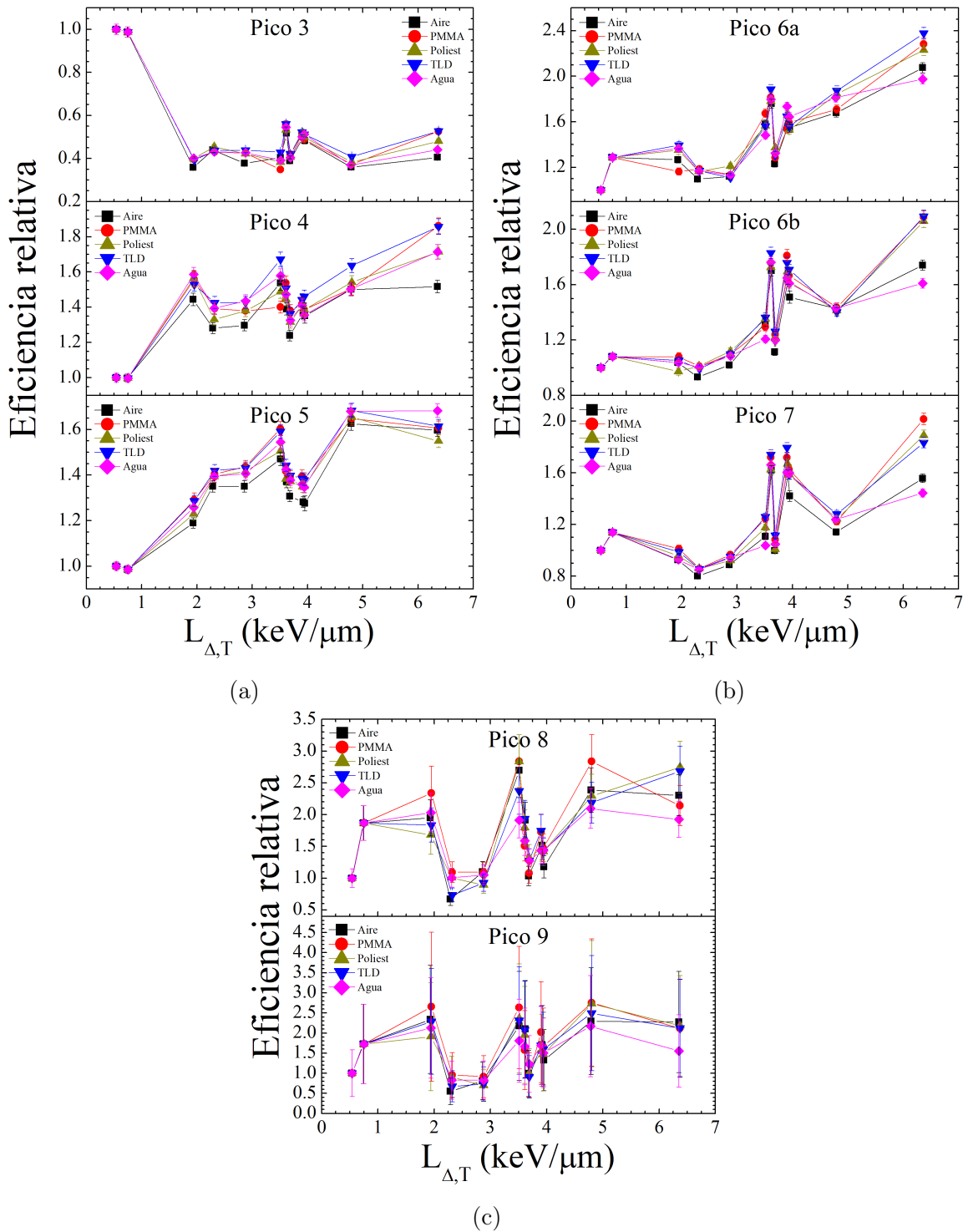


Figura 5.6: Eficiencia relativa de los picos de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales en función de la LET promediada en trayectoria del espectro de fluencia total de electrones. (a) picos 3 a 5, (b) picos 6a a 7, (c) picos 8 y 9.

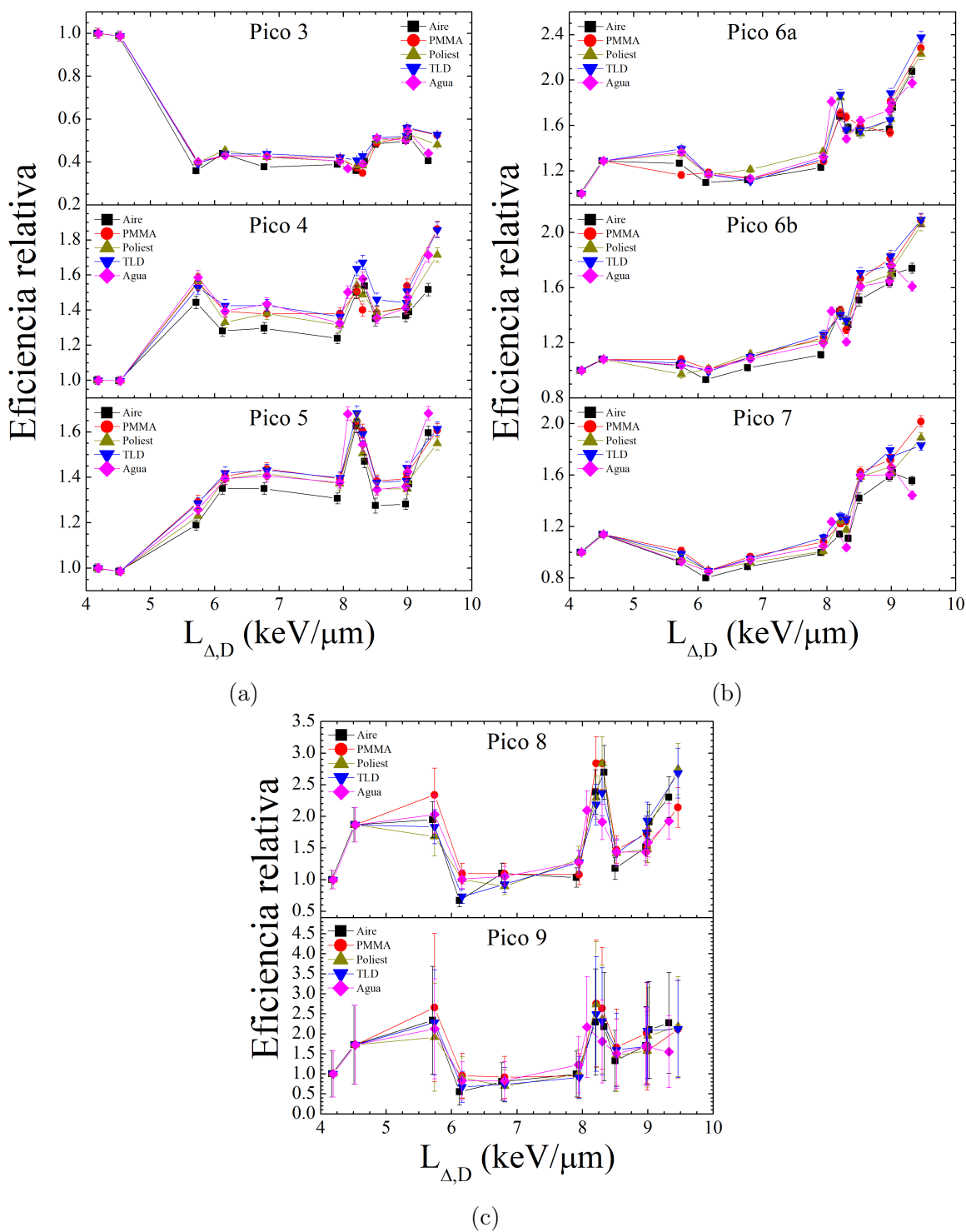


Figura 5.7: Eficiencia relativa de los picos de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales en función de la LET promediada en dosis del espectro de fluencia total de electrones. (a) picos 3 a 5, (b) picos 6a a 7, (c) picos 8 y 9.

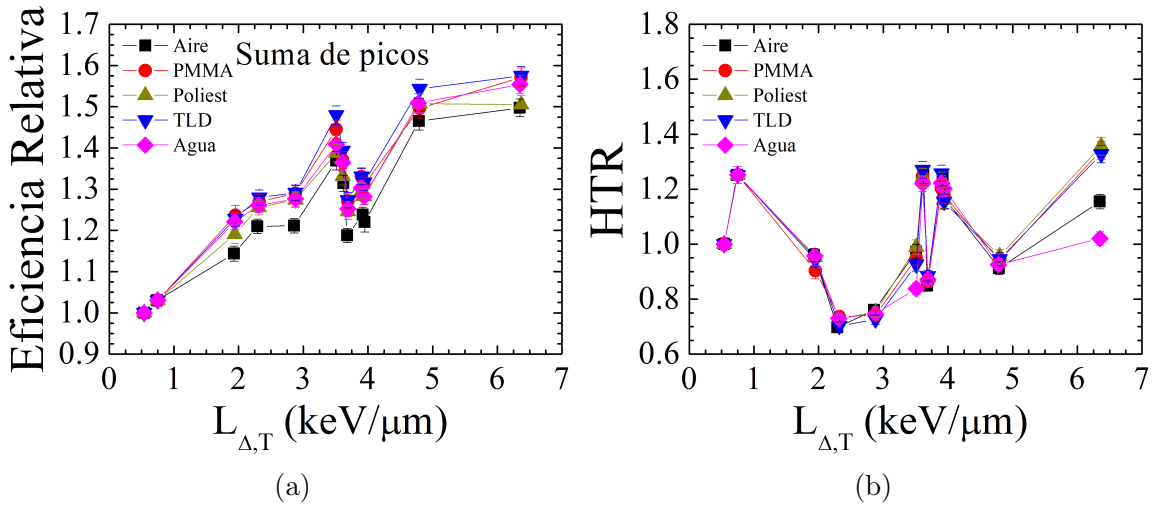


Figura 5.8: (a) Eficiencia relativa de la suma de los picos (3 a 9) y (b) *HTR* de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales en función de la LET promediada en trayectoria del espectro de fluencia total de electrones.

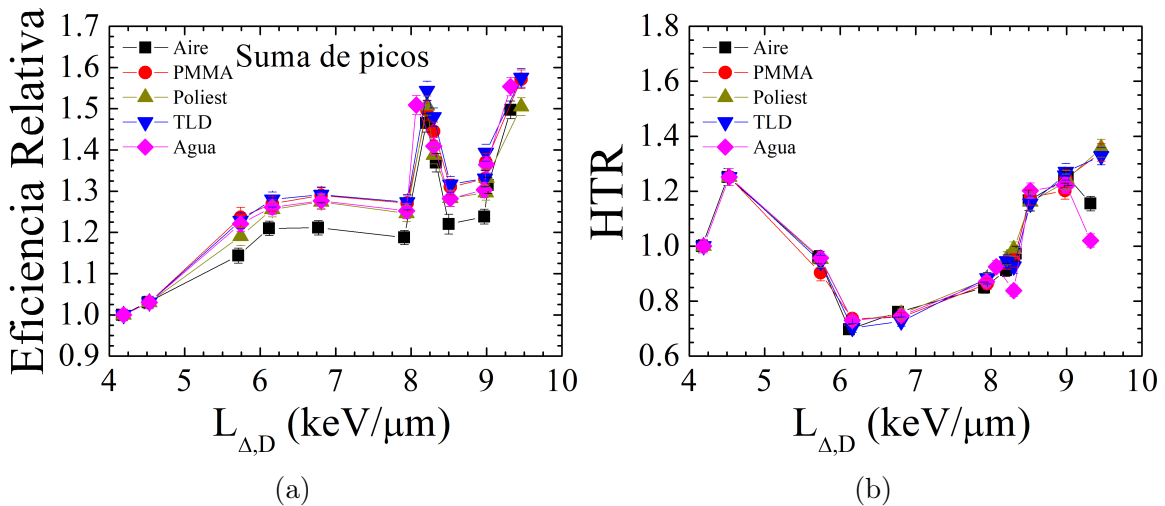


Figura 5.9: (a) Eficiencia relativa de la suma de los picos (3 a 9) y (b) *HTR* de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales en función de la LET promediada en dosis del espectro de fluencia total de electrones.

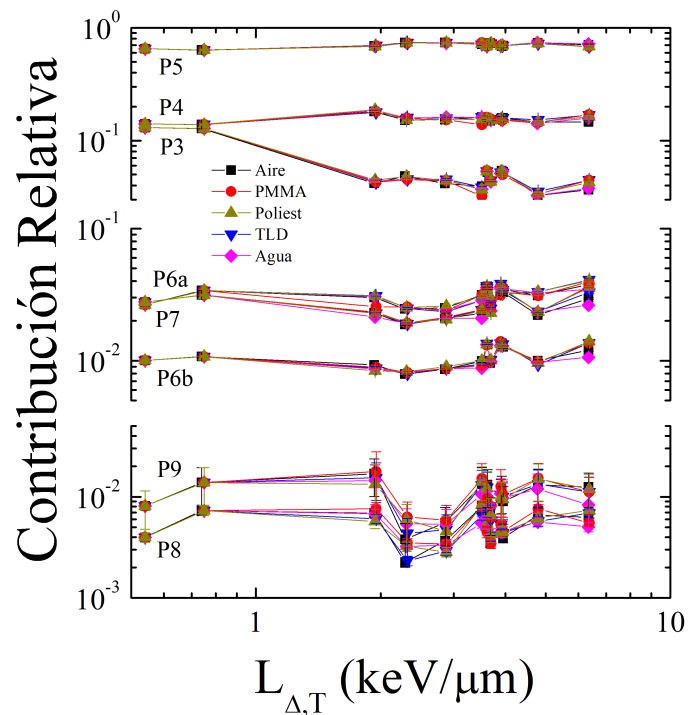


Figura 5.10: Contribución relativa de los picos de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales, como función de la LET promediada en trayectoria del espectro de fluencia total de electrones.

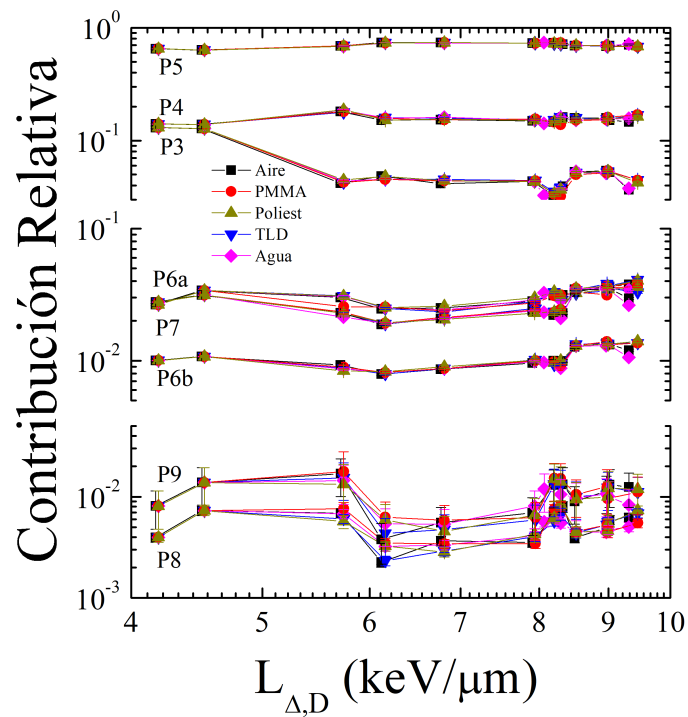


Figura 5.11: Contribución relativa de los picos de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales, como función de la LET promediada en trayectoria del espectro de fluencia total de electrones.

5.4. Respuesta en función de la LET del espectro de fluencia de electrones secundarios

La figura 5.12 muestra la ER de los picos de la curva de brillo de TLD-100 situados en varios medios materiales en función de la $L_{\Delta,T}$ del espectro de FES (tabla 3.4); a su vez, la figura 5.13 describe los mismos parámetros en función de la $L_{\Delta,D}$ del mismo espectro de partículas (tabla 3.5). Las figuras 5.14 y 5.15 representan las curvas de ER de la suma de los picos así como del cociente HTR en función de $L_{\Delta,T}$ y $L_{\Delta,D}$, respectivamente, del espectro de partículas mencionado.

5.4.1. LET promediada en trayectoria

Como se puede ver en las figuras 5.12 y 5.14, se observa un comportamiento similar al de los parámetros evaluados con la $L_{\Delta,T}$ del espectro de FTE. Para el pico 3, la ER disminuye rápidamente y llega a un mínimo a $\sim 11 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$, seguido por una región de poca variación. El máximo observado está a $\sim 14 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ y luego la ER disminuye y vuelve a aumentar drásticamente. Para los picos 4 y 5 y la suma de los picos (Figs. 5.12a y 5.14a), la ER aumenta gradualmente con la $L_{\Delta,T}$ hasta un máximo a $\sim 14.4 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$, luego disminuye de forma repentina a un mínimo a $\sim 14.5 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ y posteriormente incrementa con la $L_{\Delta,T}$. La ER de los picos 6a a 7 (Figs. 5.12b), aumenta a partir de un mínimo a $\sim 12 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ hasta un máximo a $\sim 14 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$, al cual le siguen dos mínimos y dos máximos que se encuentran entre 14.4 y $15 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$. Posteriormente, la ER de los picos 6b y 7 decrece y vuelve a incrementar, mientras que para el pico 6a, la ER aumenta monótonicamente con la $L_{\Delta,T}$. En el caso de la ER de los picos 8 y 9 (Fig. 5.12), sigue observándose un máximo al igual que en las anteriores distribuciones de LET, ahora a $\sim 14.4 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$; después, la ER incrementa gradualmente con la $L_{\Delta,T}$, dependiendo del medio material. Los comportamientos descritos indican que la ER como función de la $L_{\Delta,T}$ del espectro de FES no presenta diferencias con respecto al del espectro FTE, salvo el número de máximos y mínimos observados a valores de

LET intermedios.

El parámetro HTR (Fig. 5.14b) muestra el mínimo a $\sim 12 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ y presenta varios máximos y mínimos a valores de $L_{\Delta,T}$ entre 14 y 15 $\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$; después, el HTR disminuye y vuelve a incrementar para los últimos dos puntos de la gráfica.

5.4.2. LET promediada en dosis

Las gráficas de ER como función de la $L_{\Delta,D}$ que se presentan en esta sección son similares a sus contrapartes como función de la $L_{\Delta,T}$ del espectro de FES y del espectro de FTE. Para los picos 3, 4 y 5 y la suma de los picos (Figs. 5.13a y 5.15a), el máximo y el mínimo están a $\sim 18.4 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ y $\sim 18.7 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$, respectivamente. Para la ER de los picos 6a a 7, se observa un máximo a $\sim 18.5 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$, luego un mínimo a $\sim 18.7 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$ y nuevamente un máximo a $\sim 18.9 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$. La presente distribución tiene dos máximos al igual que las curvas de ER vs. $L_{\Delta,T}$ del espectro de FTE, y difiere de los tres máximos observados para el espectro de FES. El comportamiento de la ER de los picos 8 y 9 (Fig. 5.13c) ahora muestra un máximo a $\sim 18.4 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$. Contrario a lo observado en la comparación entre el comportamiento de la ER como función de la $L_{\Delta,T}$ de ambos espectros de electrones, en el caso de la $L_{\Delta,D}$, se observa una mejor definición en los máximos y los mínimos de la curva de la ER para la $L_{\Delta,D}$ del espectro de FTE.

El parámetro HTR (Fig. 5.15b) muestra dos máximos y un mínimo entre 18.4 y 19 $\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$, su comportamiento es muy similar al visto en las distribuciones de LET mencionadas al principio de esta sección.

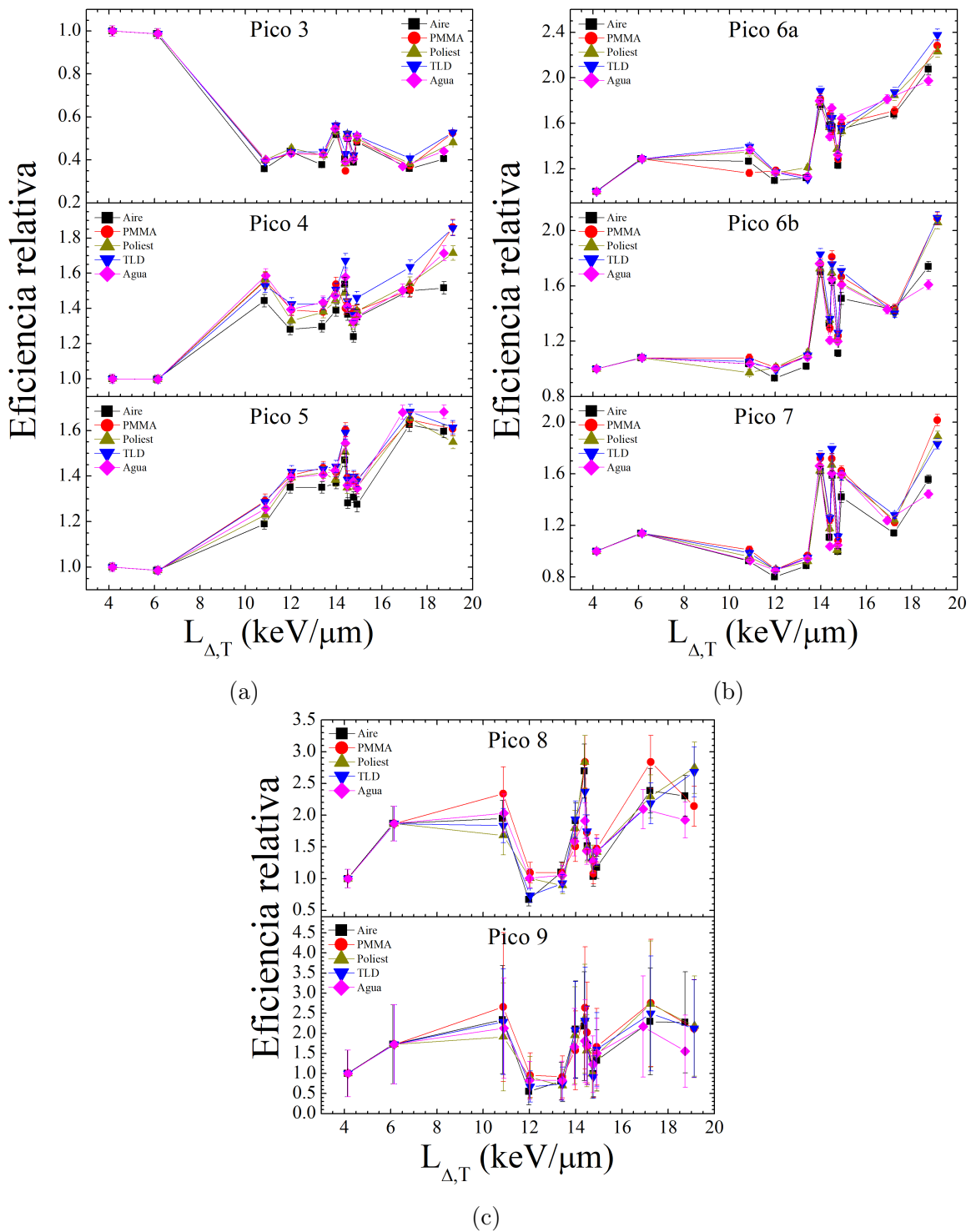


Figura 5.12: Eficiencia relativa de los picos de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales en función de la LET promediada en trayectoria del espectro de fluencia de electrones secundarios. (a) picos 3 a 5, (b) picos 6a a 7, (c) picos 8 y 9.

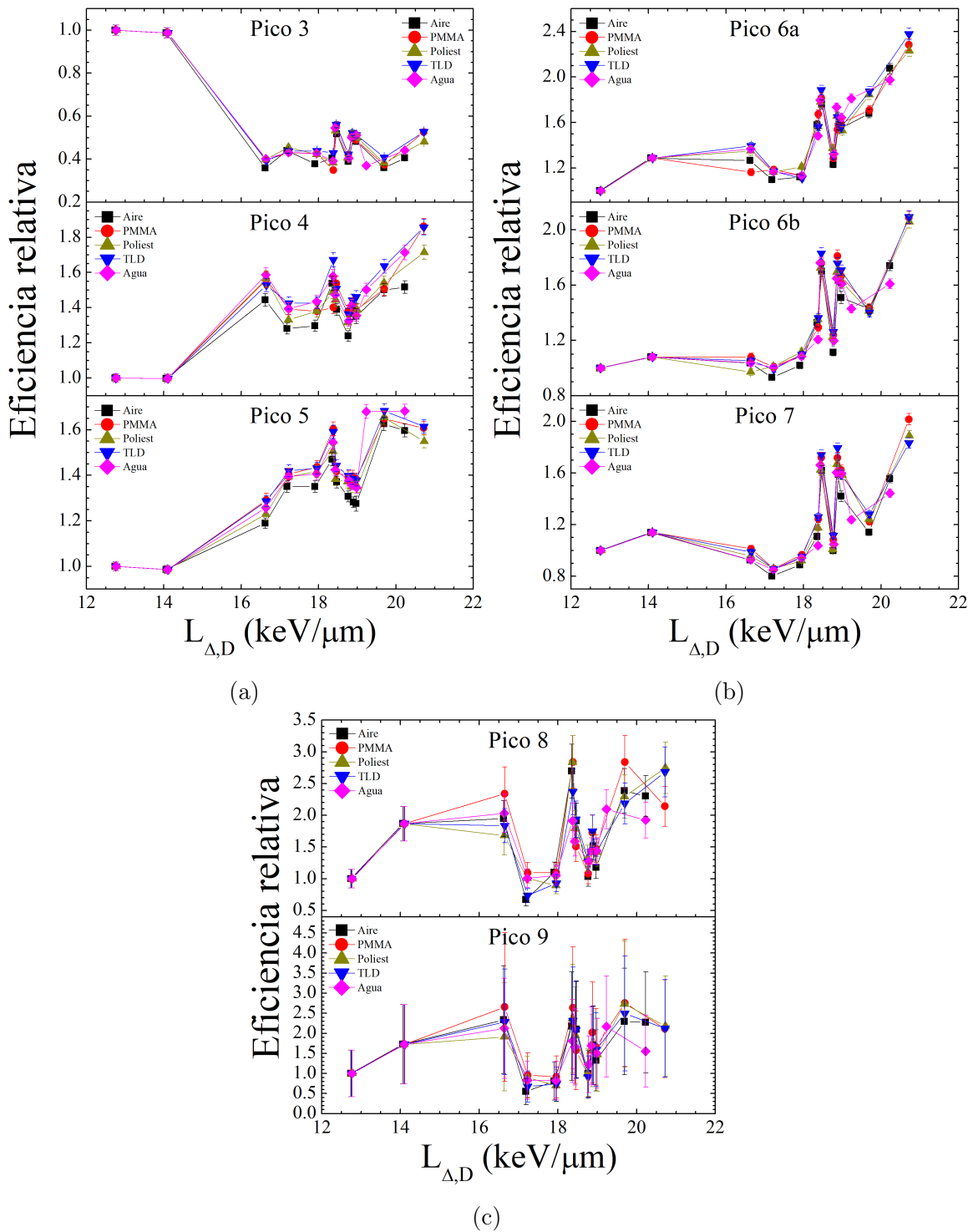


Figura 5.13: Eficiencia relativa de los picos de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales en función de la LET promediada en dosis del espectro de fluencia de electrones secundarios. (a) picos 3 a 5, (b) picos 6a a 7, (c) picos 8 y 9.

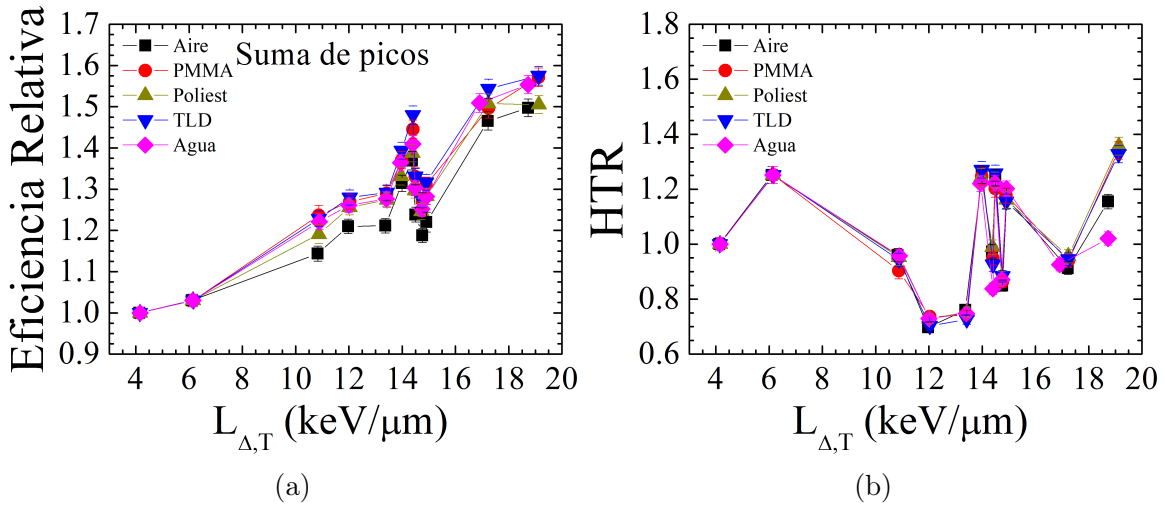


Figura 5.14: (a) Eficiencia relativa de la suma de los picos (3 a 9) y (b) *HTR* de la curva de brillo de TLD-100 situado en diferentes medios materiales en función de la LET promediada en trayectoria del espectro de fluencia de electrones secundarios.

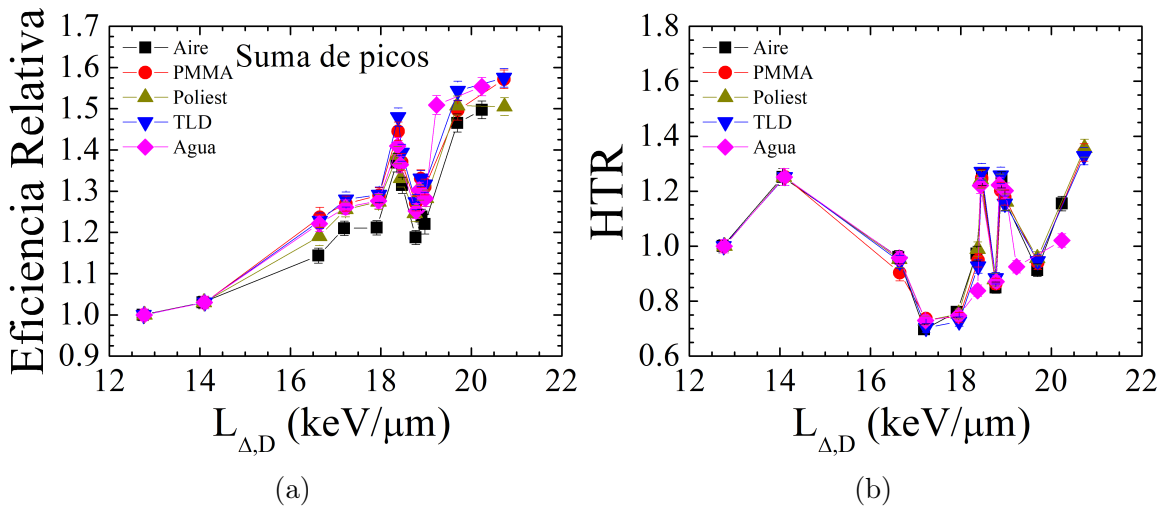


Figura 5.15: (a) Eficiencia relativa de la suma de los picos (3 a 9) y (b) *HTR* de la curva de brillo de TLD-100 situados en diferentes medios materiales en función de la LET promediada en dosis del espectro de fluencia de electrones secundarios.

Capítulo 6

Discusión de resultados

En las curvas de ER como función de la energía efectiva (Fig. 5.3) se observa que los picos de la región de baja temperatura y los de alta temperatura exhiben comportamientos diferentes, sugiriendo que la señal del dosímetro TLD-100 puede dividirse en dos componentes con características distintas. Aunque cualitativamente no se parecen, la ER para los picos de alta temperatura es generalmente mayor que la de los picos de baja temperatura, para una misma energía o valor de LET, como se había visto para iones [9]. También, lo que se puede ver para todos los picos, existe una tendencia creciente de la ER con la LET. También se puede observar una mejor definición de la ER como función de la energía efectiva que de la LET.

6.1. Respuesta en función de la energía efectiva de los haces de fotones y forma de la curva de brillo

En los resultados de la sección 5.2 se mostró que las curvas de ER siguen un comportamiento similar entre los diferentes tipos de medios materiales dada una misma región de la curva de brillo. Al mismo tiempo, se observó que la ER medida con el dosímetro situado en aire es, por lo general, menor que la medida en otros medios, tales como TLD y PMMA. El comportamiento descrito puede atribuirse a la diferencia en las densidades electrónicas de dichos materiales las cuales son mayores

que la del aire. Además, para fotones de bajas energías el efecto fotoeléctrico es el proceso de interacción dominante y tiene una fuerte dependencia con el Z del material, por lo que genera una mayor cantidad de electrones que participan en la respuesta TL para una misma dosis.

Por otro lado, para las curvas de ER de los picos 3 a 7, de la suma de los picos y del parámetro HTR (Figs. 5.3 y 5.4), se observó que los parámetros decrecen con el aumento de la energía efectiva, llegan a un mínimo, incrementan hasta llegar a un máximo y después disminuyen para las siguientes energías. Lo descrito se debe a la transición de la probabilidad de interacción del efecto fotoeléctrico al efecto Compton (Fig. 2.6 para los medios agua y TLD); a medida que aumenta la energía del haz de fotones se generan fotoelectrones con mayor energía cinética, por lo que la densidad de ionización (y por ende, la respuesta del dosímetro) disminuye. Cuando ocurre el máximo, se considera al efecto Compton como el proceso de interacción dominante, teniendo una menor energía cedida a los electrones (mayor respuesta) en comparación con la cedida por el efecto fotoeléctrico para la misma energía del fotón incidente. Con el aumento de la energía, el efecto Compton se convierte en el único proceso con probabilidad de ocurrencia relevante y la energía cedida a los electrones mediante este proceso de interacción se vuelve gradualmente mayor, volviéndose a tener así una reducción de la ER con la energía.

La ER en que se aprecia la transición de procesos varía conforme la región de la curva de brillo. Las curvas de ER del pico 5 y de la suma de picos (Figs. 5.3a y 5.4a) tienen los mínimos y máximos a energías efectivas mayores (~ 117 keV y ~ 173 keV, respectivamente) en comparación con los mínimos y máximos (~ 47 keV y ~ 63 keV) observados para las curvas de ER de los picos 6a a 7 (Fig. 5.3b), así como en el parámetro HTR (Fig. 5.4b). La pendiente entre el mínimo y máximo es menor para el pico 5 y la suma de picos en comparación con la observada para los picos 6a a 7 y el parámetro HTR . En conjunto, esto indica que la región de alta temperatura responde de manera temprana (es decir, a menores energías efectivas), y de forma más drástica, a la transición entre procesos de interacción.

A mayores energías, la ER de los picos 6a a 7 tiene un mínimo a ~ 224 keV y

después incrementa con la energía efectiva. Considerando que, después de la transición de procesos, la ER debería disminuir monotónicamente con la energía efectiva y no debería existir algún mínimo, entonces es necesario conocer si en realidad lo que se está observando es propio de la región de alta temperatura donde coexisten los picos antes mencionados. Contemplando la evolución de la curva de brillo y su deconvolución con respecto a la calidad de haz (Figs. 5.1 y 5.2), se tiene que la región de alta temperatura es representada de manera correcta por los picos de brillo. Esto quiere decir que el fenómeno mencionado arriba si es propio de la respuesta del dosímetro frente a estos campos de radiación y no es consecuencia de la resta del fondo ni del proceso de deconvolución.

Retomando la comparación entre las curvas de ER obtenidas y los valores reportados por Ixquiac-Cabrera *et al.* [5], se tiene que los valores del presente trabajo son $\sim 44\%$ mayores para el pico 5 (Fig. 5.3a), $\sim 43\%$ menores para el pico 6b y $\sim 45\%$ menores para el pico 7 (Fig. 5.3b), pese a que se utiliza el mismo tipo comercial de dosímetro, los mismos procedimientos de horneado y de lectura y un protocolo similar de deconvolución. La diferencia entre los valores de ER se debe posiblemente a las diferentes calidades de haz empleadas entre los trabajos y la determinación de la dosis absorbida por el dosímetro. En la referencia [5] emplearon un haz de rayos X de 20 keV de energía efectiva y 30 kV de voltaje de operación del tubo, dicho haz fue sujeto a una menor filtración en comparación con el haz NS30 (tabla 3.1) estudiado en el presente trabajo. En la determinación de la dosis absorbida emplearon un factor de corrección por atenuación en el dosímetro que considera el kerma en aire del espectro de rayos X, mientras que el factor de corrección de la referencia [6] considera la dosis absorbida promedio en el LiF.

En cuanto a la contribución relativa (Fig. 5.5), la transición de los procesos de interacción también se observa para los picos 6a a 7, mientras que para los picos 4 y 5 esto no se observa por la representación de los datos en el intervalo dado y la escala logarítmica.

6.2. Respuesta en función de la LET de los espectros de fluencia de electrones

En esta sección se analiza la respuesta del dosímetro en términos de la LET promedio para estudiar el efecto de la densidad de ionización de los electrones generados durante la interacción de los fotones con la materia.

Las curvas de ER vs. $L_{\Delta,T}$ del espectro de FTE (Figs. 5.6, 5.8), así como las de ER vs. $L_{\Delta,T}$ y ER vs. $L_{\Delta,D}$ del espectro de FES (Figs. 5.12, 5.14, 5.13 y 5.15), presentan un comportamiento similar para cada pico de la curva de brillo. La ER de los picos 4 y 5 y la suma de los picos aumenta gradualmente con la LET, alcanza un máximo, disminuye y después vuelve a incrementar. Para los picos 6a a 8, la ER aumenta con la LET y tiene varios máximos. Note que la curva de ER vs. $L_{\Delta,D}$ del espectro de FTE muestra un comportamiento diferente, es decir, para los picos 4 y 5 (Fig. 5.7a) crece y tiene una región plana dentro de la cual se observa un máximo bien definido, mientras que para los picos 6a a 7 (Fig. 5.7b) incrementa gradualmente desde un mínimo. Las discontinuidades (máximos y mínimos repentinos) observadas en la mayoría de las gráficas de ER como función de la LET son consecuencia del cambio en la representación de los datos, que en principio están como función de la energía efectiva y luego se muestran como función de las distribuciones de LET. Independientemente del parámetro con el que se evalúa, la influencia de los materiales en la ER siempre es la misma.

Con respecto al parámetro HTR como función de la LET, se observa un comportamiento similar a la ER de los picos de alta temperatura. Esto se puede asociar a la alta contribución de los picos de alta temperatura en la curva de brillo. Dicha observación es consistente con lo que se había observado para iones [9].

Capítulo 7

Conclusiones

Este trabajo presenta la evolución de los picos de la curva de brillo de LiF:Mg,Ti situado en diferentes medios materiales durante la irradiación con haces de rayos X y rayos gamma de ^{137}Cs y ^{60}Co . Esta evolución se describe en términos de la energía efectiva de los haces de fotones, así como en términos de la LET promedio de los espectros de fluencia de electrones generados por los procesos de interacción entre los fotones y el sistema conformado por el dosímetro y el medio material.

La eficiencia relativa, ER , de los picos de brillo es influenciada por el medio material en el que se encuentra el dosímetro; para el pico 5, los valores de ER para los medios TLD y PMMA son $\sim 6\%$ mayores que los valores en aire, mientras que para el pico 7, los valores son $\sim 11\%$ mayores para TLD y PMMA en comparación con los de aire. Evaluando la ER como función de la energía efectiva, se observa que las curvas correspondientes al pico 5 y la suma de picos presentan un comportamiento similar con la curva de ER reportada en la literatura para la integral neta de la curva de brillo [6]. La ER de los picos de la curva de brillo muestra un mínimo y máximo locales que representan la transición de los procesos de interacción de los haces de fotones (fotoeléctrico a Compton). La forma y posición, en términos de la energía efectiva, de esta estructura dependen de la región de la curva de brillo. Los picos 6a a 7, así como el parámetro HTR , responden a la transición de procesos de interacción a menores energías y de manera más abrupta en comparación con los picos 4 y 5 y la suma de picos.

El análisis de la ER como función de las distribuciones de LET muestra una discontinuidad en las curvas para todos los picos, mostrando dos regiones, una de baja LET y otra de alta LET, de comportamientos diferentes. Aunque cualitativamente no se parecen, la ER para los picos de alta temperatura es generalmente mayor que la de los picos de baja temperatura, para una misma energía o valor de LET, como se había visto para iones [9]. Se puede observar que existe una tendencia creciente de la ER con la LET para todos los picos. También hay una mejor definición de la ER como función de la energía efectiva que de la LET. Pero, si se requiere evaluar la ER como función de la LET, la LET promediada en dosis del espectro de FTE es el mejor parámetro para evaluar la respuesta como función de la densidad de ionización para las condiciones de irradiación empleadas en el presente trabajo.

Bibliografía

- [1] D. Davis, S., K. Ross, C., N. Mobit, P., Van der Zwan, L., J. Chase, W., & R. Shortt, K. (2003). *The response of LiF thermoluminescence dosimeters to photon beams in the energy range from 30 kV X rays to ^{60}Co gamma rays*. Radiation Protection Dosimetry, 106(1), 33–43. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a006332>
- [2] ISO (1997). *X and Gamma Reference Radiation for Calibrating Dosimeters and Dose Rate Meters and for Determining Their Response as a Function of Photon Energy — Part 1: Radiation Characteristics and Production Methods*. ISO Report 4037–1. Geneva: International Organization for Standardization.
- [3] Nunn, A. A., Davis, S. D., Micka, J. A., & DeWerd, L. A. (2008). *LiF:Mg,Ti TLD response as a function of photon energy for moderately filtered x-ray spectra in the range of 20-250 kVp relative to ^{60}Co* . Medical Physics, 35(5), 1859–1869. <https://doi.org/10.1118/1.2898137>
- [4] Tedgren, Å. C., Hedman, A., Grindborg, J.-E., & Carlsson, G. A. (2011). *Response of LiF:Mg,Ti thermoluminescent dosimeters at photon energies relevant to the dosimetry of brachytherapy (<1 MeV)*. Medical Physics, 38(10), 5539–5550. <https://doi.org/10.1118/1.3633892>
- [5] Ixquiac-Cabrera, J. M., Brandan, M. E., Martínez-Dávalos, A., Rodríguez-Villafuerte, M., Ruiz-Trejo, C. & Gamboa-deBuen, I. (2011). *Effect of spectral shape in the relative efficiency of LiF: Mg,Ti exposed to 20 keV effective energy*

- x-rays*. Radiation Measurements, 46(4), 389–395. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2011.01.025>
- [6] Massillon-JL, G., Cabrera-Santiago, A., Minniti, R., O'Brien, M., & Soares, C. G. (2014). *Influence of phantom materials on the energy dependence of LiF:Mg,Ti thermoluminescent dosimeters exposed to 20–300 kV narrow x-ray spectra, ^{137}Cs and ^{60}Co photons*. Physics in Medicine and Biology, 59(15), 4149–4166. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/59/15/4149>
- [7] Kalef-Ezra, J., & Horowitz, Y. S. (1982). *Heavy charged particle thermoluminescence dosimetry: Track structure theory and experiments*. The International Journal of Applied Radiation and Isotopes, 33(11), 1085–1100. [https://doi.org/10.1016/0020-708x\(82\)90237-x](https://doi.org/10.1016/0020-708x(82)90237-x)
- [8] Brandan, M. E., Gamboa-deBuen, I., & Rodríguez-Villafuerte, M. (2002). *Thermoluminescence Induced by Heavy Charged Particles*. Radiation Protection Dosimetry, 100(1), 39–44. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a005897>
- [9] Massillon-JL, G., Gamboa-deBuen, I., & Brandan, M. E. (2007). *TL response of LiF:Mg,Ti exposed to intermediate energy ^1H , ^3He , ^{12}C , ^{16}O and ^{20}Ne ions*. Journal of Physics D: Applied Physics, 40(8), 2584–2593. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/8/025>
- [10] Cabrera-Santiago, A., & Massillon-JL, G. (2016). *Track-average LET of secondary electrons generated in LiF:Mg,Ti and liquid water by 20–300 kV x-ray, ^{137}Cs and ^{60}Co beams*. Physics in Medicine and Biology, 61(22), 7919–7933. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/22/7919>
- [11] Massillon-JL, G., & Cabrera-Santiago, A. (2020). *Dose-average linear energy transfer of electrons released in liquid water and LiF:Mg,Ti by low-energy x-rays, ^{137}Cs and ^{60}Co gamma*. Biomedical Physics & Engineering Express, 6(3), 37001. <https://doi.org/10.1088/2057-1976/ab78db>

- [12] Muñoz, I. D., Avila, O., Gamboa-deBuen, I., & Brandan, M. E. (2015). *Evolution of the $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ (TLD-300) glow curve as an indicator of beam quality for low-energy photon beams*. *Physics in Medicine and Biology*, 60(6), 2135–2144. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/60/6/2135>
- [13] Massillon-JL, G. (2020). *Track and dose-average LET dependence of Gafchromic EBT3 and MD-V3 films exposed to low-energy photons*. *Scientific Reports*, 10(1). <https://doi.org/10.1038/s41598-020-59233-7>
- [14] Attix, F.H. (1986) *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. J. Wiley and Son, New York. <https://doi.org/10.1002/9783527617135>
- [15] Alpen, E. L. (1990). *Radiation Biophysics*. Prentice Hall.
- [16] Podgorsak, E. B. (2010). *Radiation Physics for Medical Physicists (2nd ed.)*. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-00875-7>
- [17] Berger, M.J., Hubbell, J.H., Seltzer, S.M., Chang, J., Coursey, J.S., Sukumar, R., Zucker, D.S., & Olsen, K. (2010); *XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5)*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. <http://physics.nist.gov/xcom>
- [18] Berger, M. J., Inokuti, M., Anderson, H. H., Bichsel, H., Dennis, J. A., Powers, D., & Turner, J. E. (1984). *Report 37*. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, os19(2). <https://doi.org/10.1093/jicru/os19.2.Report37>
- [19] Seltzer, S. M., Bartlett, D. T., Burns, D. T., Dietze, G., Menzel, H.-G., Paretzke, H. G., & Wambersie, A. (2011). *Report 85*. *Journal of the ICRU*, 11(1). <https://doi.org/10.1093/jicru/ndr012>
- [20] Podgorsak, E. B. (2005). *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. Vienna: International Atomic Energy Agency.

- [21] Seibert, J. A. (2004). *X-ray imaging physics for nuclear medicine technologists. Part 1: Basic principles of x-ray production*. J. Nucl. Med. Technol. 32(3), 139-47.
- [22] Bushberg, J. T., Seibert, J. A., Jr, E. M. L., & Boone, J. M. (2002). *The essential physics of medical imaging*. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins.
- [23] McCollough, C. H. (1997). *The AAPM/RSNA physics tutorial for residents. X-ray production*. RadioGraphics, 17(4), 967-984. <https://doi.org/10.1148/radiographics.17.4.9225393>
- [24] Knoll, G. F. (1989). *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, pp. 752.
- [25] Murthy, K. V. R. (2013). *Thermoluminescence and its Applications: A Review*. Defect and Diffusion Forum, 347, 35-73. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/ddf.347.35>
- [26] Ros, J. M. G., & Martínez, A. D. (1989). *Análisis numérico de las curvas de termoluminiscencia*. Madrid: CIEMAT.
- [27] Podgorsak, E.B., Moran, P.R. & Cameron, J.R. (1971) *Interpretation of Resolved Glow Curve Shapes in LiF TLD-100 from 100K to 500K*. Proc. 3rd Int. Conf. on Luminescence Dosimetry, Riso Report 249 p. 1. AEC, Rise, Denmark.
- [28] Horowitz, Y. S., & Moscovitch, M. (1986). *Computerized glow curve deconvolution applied to high dose (10^2 - 10^5 Gy) TL dosimetry*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 243(1), 207-214. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(86\)90843-0](https://doi.org/10.1016/0168-9002(86)90843-0)
- [29] Sunta, C. M., Ayta, W. E. F., Chubaci, J. F. D., & Watanabe, S. (2004). *A critical look at the kinetic models of thermoluminescence—II. Non-first order kinetics*. Journal of Physics D: Applied Physics, 38(1), 95-102. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/1/016>

- [30] Yukihiro, E. G., Coleman, A. C., Biswas, R. H., Lambert, R., Herman, F., & King, G. E. (2018). *Thermoluminescence analysis for particle temperature sensing and thermochronometry: Principles and fundamental challenges*. *Radiation Measurements*, 120, 274–280. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2018.05.007>
- [31] Furetta, C. (2009). *Handbook of Thermoluminescence (2nd ed.)*. World Scientific. <https://doi.org/10.1142/7187>
- [32] May, C.E. & Partridge, J.A. (1964). *Thermoluminescence kinetics of alpha-irradiated alkali halides*. *The Journal of Chemical Physics*, 40(5), 1401–1409. <https://doi.org/10.1063/1.1725324>
- [33] Rasheedy, M. S. (1993). *On the general-order kinetics of the thermoluminescence glow peak*. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 5(5), 633–636. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/5/5/014>
- [34] Yossian, D., & Horowitz, Y. S. (1997). *Mixed-order and general-order kinetics applied to synthetic glow peaks and to peak 5 in LiF:Mg, Ti (TLD-100)*. *Radiation Measurements*, 27(3), 465–471. [https://doi.org/10.1016/s1350-4487\(97\)00007-3](https://doi.org/10.1016/s1350-4487(97)00007-3)
- [35] Van den Eeckhout, K., Bos, A. J. J., Poelman, D., & Smet, P. F. (2013). *Revealing trap depth distributions in persistent phosphors*. *Physical Review B*, 87(4). <https://doi.org/10.1103/physrevb.87.045126>
- [36] Ben-Shachar, B., Weinstein, M., & German, U. (1999). *Li:Mg,Cu,P versus LiF:Mg,Ti: A comparison of Some dosimetric properties*. *Conference of the Nuclear Societies in Israel*, (p. 287). Israel
- [37] Bull, R. K. (1986). *Thermoluminescence and its applications: an introduction*. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part D. Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, 11(1-2), 105–113. [https://doi.org/10.1016/1359-0189\(86\)90029-4](https://doi.org/10.1016/1359-0189(86)90029-4)

- [38] Massillon-JL, G., Johnston, C. S. N., & Kohanoff, J. (2018). *On the role of magnesium in a LiF:Mg,Ti thermoluminescent dosimeter*. Journal of Physics: Condensed Matter, 31(2), 25502. <https://doi.org/10.1088/1361-648x/aaee62>
- [39] Massillon-JL, G., Gamboa-deBuen, I., & Brandan, M. E. (2006). *Onset of supra-linear response in TLD-100 exposed to ^{60}Co gamma-rays*. Journal of Physics D: Applied Physics, 39(2), 262–268. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/2/005>
- [40] Nariyama, N., Tanaka, S., Yoshizawa, M., Hirayama, H., Ban, S., Nakashima, H., Namito, Y., & Nakane, Y. (1993). *Responses of LiF TLDs to 10–40 keV Monoenergetic Photons from Synchrotron Radiation*. Radiation Protection Dosimetry, 49(4), 451–457. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a081985>
- [41] Schöner, W., Vana, N., & Fugger, M. (1999). *The LET Dependence of LiF:Mg,Ti Dosemeters and its Application for LET Measurements in Mixed Radiation Fields*. Radiation Protection Dosimetry, 85(1), 263–266. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a032847>
- [42] Massillon-JL, G., Gamboa-deBuen, I., & Brandan, M. E. (2006). *LET and dose dependence of TLD-100 glow curve after exposure to intermediate-energy ions*. Radiation Protection Dosimetry, 120(1–4), 341–344. <https://doi.org/10.1093/rpd/nci534>
- [43] Ankerhold, U. (2000). *Catalogue of X-ray Spectra and Their Characteristic Data—ISO and DIN Radiation Qualities, Therapy and Diagnostic Radiation Qualities, Unfiltered X-ray Spectra*. (PTB-Dos-34). Berlin, Germany. https://www.ptb.de/en/org/6/63/f_u_e/dos34spc.zip
- [44] Cabrera-Santiago, A. (2014). *Cálculo de espectros de electrones generados en LiF por rayos-X de bajas energías y su transferencia lineal de energía (LET)*. Tesis, Maestría en Ciencias (Física Médica). PCF-UNAM, Ciudad de México, México.
- [45] Massillon-JL, G. (2019). Comunicación personal.

- [46] Taylor, J. R. (1997). *An introduction to error analysis: the study of uncertainties in physical measurements*. 2nd ed. Sausalito, California: University Science Books.
- [47] Gavin, H.P. (2013). *The Levenberg-Marquardt method for nonlinear least squares curve-fitting problems*. <https://people.duke.edu/~hpgavin/ce281/lm.pdf>
- [48] (2015). *Levenberg-Marquardt toolbox*. <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/53449>
- [49] (s/f). *scipy.optimize.least_squares—SciPy v1.4.1 Reference Guide*. https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.least_squares.html
- [50] (2020). *JuliaNLSolvers/LsqFit.jl*. <https://github.com/JuliaNLSolvers/LsqFit.jl>
- [51] Madsen, K., Nielsen, H. B., & Tingleff, O. (2004). *Methods for Non-Linear Least Squares Problems (2nd Ed.)*.

Apéndices

Apéndice A

Código en Matlab para la sustracción de fondo y deconvolución de las curvas de brillo

Se presenta explícitamente el código que fue empleado para la deconvolución de las curvas de brillo de LiF:Mg,Ti, considerando nueve picos y ciertos parámetros libres y fijos (tabla 4.1). Complementando la explicación del código en la sección 4.1, el ajuste por mínimos cuadrados Levenberg-Marquardt (línea 196) proviene de la paquetería *Optimization Toolbox*. Otras implementaciones del algoritmo se encuentran de manera gratuita y pueden usarse directamente en Matlab [47, 48] o en programas de código abierto [49, 50]. El método Levenberg-Marquardt ha sido la técnica de referencia para solucionar ajustes de datos no lineales en múltiples ramas de la física y en ciencia de datos. En particular, se han probado otros métodos numéricos para realizar deconvoluciones [28], como el método de gradiente descendente o el método Newton-Raphson, los cuales convergen lentamente o requieren condiciones iniciales muy cercanas a los valores esperados, respectivamente.

El método Levenberg-Marquardt es en realidad una combinación entre el método gradiente descendente y el método Gauss-Newton. Actúa como el primero cuando los parámetros están lejos de sus valores óptimos y funciona como el segundo cuando los parámetros son cercanos a dichos valores. No se planea profundizar sobre la implementación numérica de los métodos puesto que no es inmediata y presentan múltiples particulares, por lo que se recomienda al lector consultar las referencias [26, 47, 51].

```
1 close all;
2 %Elección de la curva.
3 Z = 'Glowcurve'; %Nombre de la curva.
4
5 M = importdata([Z, '.dat']);
6 T = M(2:189,1); %La primera fila del archivo indica el número de ...
    pares de datos.
7 I = M(2:189,2);
8 [I_max,i_max] = max(I(:)); %Máximo de la altura del Pico 5.
9 T_max = T(i_max); %Temperatura asociada al máximo del pico 5. ...
    T(i_max) es la temperatura asociada al máximo experimental, ...
    idealmente T_max = T(i_max) si se cuenta con la suficiente ...
    resolución en temperatura.
10
11 %%
12 Q = [minimo maximo vibracion TempMax];
13 %minimo: índice de la temperatura mínima de la zona plana de la ...
    región de baja temperatura.
14 %maximo: índice de la temperatura máxima de la zona plana de la ...
    región de baja temperatura.
15 %vibracion: valor de 25 a 30.
16 %TempMax: temperatura experimental máxima.
17
18 %Parámetros de los picos P(I,w,T). Los valores '0' indican los ...
    parámetros libres que serán ajustados por el algoritmo.
19
20 P(1:3) = [0,23,0]; %P2
21 P(4:6) = [0,33,0]; %P3
22 P(7:9) = [0,25,0]; %P4
23 P(10:12) = [0,27.33,T_max]; %P5
24 P(13:15) = [0,30,T_max+15]; %P6a
25 P(16:18) = [0,30,T_max+36]; %P6b
26 P(19:21) = [0,38,T_max+62]; %P7
27 P(22:24) = [0,38,T_max+88]; %P8
28 P(25:27) = [0,38,T_max+117]; %P9
```

```
29
30 I_frac = 0.6; %Fracción de altura experimental correspondiente a ...
    la temperatura del máximo de los picos 2, 3 y 4, empleada para ...
    el cálculo de las condiciones iniciales de dichos picos.
31
32 %%-----
33 %Sustracción del fondo
34 A = mean(I(Q(1):Q(2))); %Promedio de intensidad de la zona plana ...
    de la región de baja temperatura.
35 y_max = I(closest_value(T,Q(4))); %Intensidad asociada a la ...
    temperatura máxima experimental.
36 B = y_max-A;
37
38 bbr = A+B.*exp((T-Q(4))./Q(3));
39
40 I_s = I-bbr; %Curva experimental con la señal de fondo sustraída.
41 I_s(I_s<0) = 0;
42 I_s(1:Q(2)) = 0;
43 I_s(closest_value(T,Q(4)):end) = 0;
44
45 %%-----
46 %Generación de las funciones de los picos con valores indexados.
47
48 N = length(P)/3; %Número de picos.
49 m = 1; %Contador de índices.
50 x0 = zeros(1,N*3); %vector de condiciones iniciales. Estas ...
    condiciones son calculadas
51 %a partir de los datos experimentales.
52 f = @(x)0; %Function Handle donde se sumarán los picos con ...
    variables asignadas.
53
54 %Se tiene un total de 8 combinaciones de parámetros libres y ...
    parámetros fijos en el caso de un pico en particular. Para ...
    nuestro caso específico, sólo se cuentan con 3 combinaciones ...
    por pico. Se genera una función con ciertos parámetros libres ...
    y fijos basándose en los ceros que indica el vector P.
```



```

55 for i = 1:N %para cada pico...
56     if P(1+3*(i-1)) == 0 && P(3+3*(i-1)) == 0
57         %I, T libres. Caso pico 2, 3 y 4.
58         x0(1,(m):(m+1)) = 0; %Precolocación pues se calcula T,I ...
           más adelante.
59         f = @(x) f(x)+Podgorsak(x(m),P(2+3*(i-1)),x(m+1),T);
60         m = m+2;
61
62     elseif P(1+3*(i-1)) == 0
63         %I libre. Caso pico 5 -> pico 9.
64         x0(1,m) = I_max; %En este caso donde w, T están fijos, ...
           resulta mejor dejar la I inicial como el máximo ...
           experimental, para que el ajuste por mínimos cuadrados ...
           pueda explorar más posibles combinaciones.
65         f = @(x) f(x)+Podgorsak(x(m),P(2+3*(i-1)),P(3+3*(i-1)),T);
66         m = m+1;
67     elseif P(3+3*(i-1)) == 0
68         %T libre
69         x0(1,m) = ...
           T(Q(2))+(Q(4)-T(Q(2)))/(2*N)+(i-1)*(Q(4)-T(Q(2)))/N;
70         f = @(x) f(x)+Podgorsak(P(1+3*(i-1)),P(2+3*(i-1)),x(m),T);
71         m = m+1;
72
73     elseif P(1+3*(i-1)) > 0 && P(2+3*(i-1)) > 0 && P(3+3*(i-1)) > 0
74         %todos fijos. Caso que se requiera.
75         f = @(x) f(x)+Podgorsak(P(1+3*(i-1)),P(2+3*(i-1)),...
76         P(3+3*(i-1)),T);
77         m = m+0;
78     else
79         error('Se han introducido parámetros libres o fijos no ...
           permitidos')
80     end
81 end
82
83 %%
84 %Se vuelven a ordenar los parámetros para poder calcular las ...

```

```
condiciones iniciales de la temperatura e intensidad de los ...
picos 2, 3 y 4; y también para generar la gráfica de ...
condiciones iniciales.
85 gg = 1; %Contador de índices vector v.
86 oo = 1; %Contador de índices vector x0.
87 vv = zeros(1,N*3); %Vector de datos.
88
89 for nn = 1:N
90     if P(1+3*(nn-1)) == 0 && P(3+3*(nn-1)) == 0
91         %I, T libres. Caso pico 2, 3 y 4.
92         vv(1,(gg):(gg+2)) = [x0(oo) P(2+3*(nn-1)) x0(oo+1)];
93         gg = gg+3;
94         oo = oo+2;
95
96     elseif P(1+3*(nn-1)) == 0
97         %I libre. Caso pico 5 -> pico 9.
98         vv(1,(gg):(gg+2)) = [x0(oo) P(2+3*(nn-1)) P(3+3*(nn-1))];
99         gg = gg+3;
100        oo = oo+1;
101
102    elseif P(3+3*(nn-1)) == 0
103        %T libre
104        vv(1,(gg):(gg+2)) = [P(1+3*(nn-1)) P(2+3*(nn-1)) x0(oo)];
105        gg = gg+3;
106        oo = oo+1;
107
108    elseif P(1+3*(nn-1)) > 0 && P(2+3*(nn-1)) > 0 && ...
109           P(3+3*(nn-1)) > 0
110        %todos fijos. Caso que se requiera.
111        vv(1,(gg):(gg+2)) = [P(1+3*(nn-1)) P(2+3*(nn-1)) ...
112           P(3+3*(nn-1))];
113        gg = gg+3;
114        oo = oo+0;
115    end
end
```

```

116 %%
117 %Cálculo de las condiciones iniciales de la temperatura e ...
      intensidad de los picos 2, 3 y 4.
118
119 J1 = Q(2); %J_n son los índices de las regiones de temperaturas ...
      donde están los picos P_i.
120 J2 = closest_value(T,T(Q(2))+(T_max-T(Q(2)))/3);
121 J3 = closest_value(T,T(Q(2))+2*(T_max-T(Q(2)))/3);
122 J4 = closest_value(T,T_max);
123
124 eta = zeros((J4-J3+1)*(J3-J2+1)*(J2-J1+1),4); %Se precoloca la ...
      matriz de información.
125 qq = 1; %Contador que entrará al ciclo.
126
127 tic %Por lo regular el algoritmo tarda 2 segundos en realizar ...
      esta tarea en específico.
128 for j = J1:J2
129     for jj = J2:J3
130         for jjj = J3:J4
131             P2=Podgorsak(I_frac*I_s(closest_value(T,T(j))),...
132             vv(2),T(j),T);
133             P3=Podgorsak(I_frac*I_s(closest_value(T,T(jj))),...
134             vv(5),T(jj),T);
135             P4=Podgorsak(I_frac*I_s(closest_value(T,T(jjj))),...
136             vv(8),T(jjj),T);
137             P5=Podgorsak(vv(10),vv(11),vv(12),T);
138             P6a=Podgorsak(vv(13),vv(14),vv(15),T);
139             P6b=Podgorsak(vv(16),vv(17),vv(18),T);
140             P7=Podgorsak(vv(19),vv(20),vv(21),T);
141             P8=Podgorsak(vv(22),vv(23),vv(24),T);
142             P9=Podgorsak(vv(25),vv(26),vv(27),T);
143
144
145             suma = P2+P3+P4+P5+P6a+P6b+P7+P8+P9;
146
147             FOM_init = 100.*sum(abs(I_s-suma))./trapz(T,suma);

```

```
148
149     eta(qq,1:4) = [FOM_init,j,jj,jjj]; %Se va guardando el ...
        FOM y los índices de las temperaturas.
150
151     qq = qq+1;
152     end
153 end
154 end
155 toc
156
157 [~,index] = min(eta(:,1)); %se busca el índice asociado al menor FOM.
158
159 %Aclaración: vv va a graficar las condiciones iniciales de los ...
        parámetros de deconvolución, x0 entrará al algoritmo de ...
        mínimos cuadrados y será modificado.
160
161 vv(3) = T(eta(index,2)); %Temperatura inicial pico 2.
162 vv(6) = T(eta(index,3)); %Temperatura inicial pico 3.
163 vv(9) = T(eta(index,4)); %Temperatura inicial pico 4.
164
165 vv(1) = I_frac*I_s(eta(index,2)); %Intensidad inicial pico 2.
166 vv(4) = I_frac*I_s(eta(index,3)); %Intensidad inicial pico 3.
167 vv(7) = I_frac*I_s(eta(index,4)); %Intensidad inicial pico 4.
168
169 x0(2) = T(eta(index,2)); %Temperatura inicial pico 2.
170 x0(4) = T(eta(index,3)); %Temperatura inicial pico 3.
171 x0(6) = T(eta(index,4)); %Temperatura inicial pico 4.
172
173 x0(1) = I_frac*I_s(eta(index,2)); %Intensidad inicial pico 2.
174 x0(3) = I_frac*I_s(eta(index,3)); %Intensidad inicial pico 3.
175 x0(5) = I_frac*I_s(eta(index,4)); %Intensidad inicial pico 4.
176
177 %%
178 %Se calculan las intensidades de los picos (aún con condiciones ...
        iniciales) en función de la temperatura.
179
```

```

180 P2i=Podgorsak(vv(1),vv(2),vv(3),T);
181 P3i=Podgorsak(vv(4),vv(5),vv(6),T);
182 P4i=Podgorsak(vv(7),vv(8),vv(9),T);
183 P5i=Podgorsak(vv(10),vv(11),vv(12),T);
184 P6ai=Podgorsak(vv(13),vv(14),vv(15),T);
185 P6bi=Podgorsak(vv(16),vv(17),vv(18),T);
186 P7i=Podgorsak(vv(19),vv(20),vv(21),T);
187 P8i=Podgorsak(vv(22),vv(23),vv(24),T);
188 P9i=Podgorsak(vv(25),vv(26),vv(27),T);
189
190 sumai = P2i+P3i+P4i+P5i+P6ai+P6bi+P7i+P8i+P9i;
191 residuoi = 100.*(I_s-sumai)./trapz(T,sumai);
192
193 %%
194 %%
195 %%
196 %Ajuste por mínimos cuadrados levenberg-marquardt.
197 options = optimoptions(@lsqnonlin,'Algorithm','levenberg-marquardt');
198 fun = @(x)f(x)-I_s; %El ajuste por mínimos cuadrados estima los ...
    parámetros libres a partir de los valores de las condiciones ...
    iniciales tal que la suma de estos represente la curva ...
    experimental con el fondo sustraído.
199
200 x = lsqnonlin(fun,x0,[],[],options);
201 %%
202 %%
203 %%
204 %Se vuelven a ordenar los parámetros fijos y calculados para ...
    generar la gráfica de deconvolución y el vector de datos finales.
205 g = 1; %Contador de índices vector v.
206 o = 1; %Contador de índices vector x.
207 v = zeros(1,N*3); %Vector de datos.
208
209 for n = 1:N
210     if P(1+3*(n-1)) == 0 && P(3+3*(n-1)) == 0
211         %I, T libres. Caso pico 2, 3 y 4.

```

```

212     v(1,(g):(g+2)) = [x(o) P(2+3*(n-1)) x(o+1)];
213     g = g+3;
214     o = o+2;
215
216     elseif P(1+3*(n-1)) == 0
217         %I libre. Caso pico 5 -> pico 9.
218         v(1,(g):(g+2)) = [x(o) P(2+3*(n-1)) P(3+3*(n-1))];
219         g = g+3;
220         o = o+1;
221
222     elseif P(3+3*(n-1)) == 0
223         %T libre
224         v(1,(g):(g+2)) = [P(1+3*(n-1)) P(2+3*(n-1)) x(o)];
225         g = g+3;
226         o = o+1;
227
228     elseif P(1+3*(n-1)) > 0 && P(2+3*(n-1)) > 0 && P(3+3*(n-1)) > 0
229         %todos fijos. El caso que se requiera.
230         v(1,(g):(g+2)) = [P(1+3*(n-1)) P(2+3*(n-1)) P(3+3*(n-1))];
231         g = g+3;
232         o = o+0;
233     end
234 end
235
236 %%
237 %Se calculan las intensidades de los picos en función de la ...
238     temperatura, con los valores definidos por el ajuste de ...
239     mínimos cuadrados.
240
241 P2=Podgorsak(v(1),v(2),v(3),T);
242 P3=Podgorsak(v(4),v(5),v(6),T);
243 P4=Podgorsak(v(7),v(8),v(9),T);
244 P5=Podgorsak(v(10),v(11),v(12),T);
245 P6a=Podgorsak(v(13),v(14),v(15),T);
246 P6b=Podgorsak(v(16),v(17),v(18),T);
247 P7=Podgorsak(v(19),v(20),v(21),T);

```

```

246 P8=Podgorsak(v(22),v(23),v(24),T);
247 P9=Podgorsak(v(25),v(26),v(27),T);
248
249 suma = P2+P3+P4+P5+P6a+P6b+P7+P8+P9;
250
251 FOM = 100.*sum(abs(I_s-suma))/trapz(T,suma); %Cálculo de la ...
    figura de mérito.
252 residuo = 100.*(I_s-suma)./trapz(T,suma);
253
254 s = 16000*1.985; %Factor de amplificación de la señal dada por el ...
    lector termoluminiscente, multiplicada por la resolución en ...
    temperatura.
255
256 %Cálculo del área de los picos por aproximación trapezoidal.
257 graph = [T,I./s,I_s./s,bbr./s,suma./s,P2./s,P3./s,P4./s,P5./s,...
258     P6a./s,P6b./s,P7./s,P8./s,P9./s];
259
260 writematrix(graph,[Z,'_graph.txt'],'delimiter','tab'); %Se guarda ...
    la gráfica de la deconvolución en formato txt.
261
262 %%
263 %Generación de la celda de datos para hacer copy-paste en Excel.
264
265 AADatos = ...
    {'Curva','FOM(%)','lim1','lim2','vibracion','TempMax',...
266     'I2','w2','T2','I3','w3','T3','I4','w4','T4','I5','w5','T5',...
267     'I6a','w6a','T6a','I6b','w6b','T6b','I7','w7','T7',...
268     'I8','w8','T8','I9','w9','T9','Area2','Area3','Area4','Area5',...
269     'Area6a','Area6b','Area7','Area8','Area9',...
270     'Area_Total','Area_Fondo';Z,FOM,Q(1),Q(2),Q(3),Q(4),...
271     v(1)/s,v(2),v(3),v(4)/s,v(5),v(6),v(7)/s,v(8),v(9),... %P2, ...
    P3, P4.
272     v(10)/s,v(11),v(12),v(13)/s,v(14),v(15),... %P5, P6a.
273     v(16)/s,v(17),v(18),v(19)/s,v(20),v(21),... %P6b, P7.
274     v(22)/s,v(23),v(24),v(25)/s,v(26),v(27),... %P8, P9.
275     trapz(T,P2)/s,trapz(T,P3)/s,trapz(T,P4)/s,... %Areas bajo la ...

```

```
        curva
276     trapz(T,P5)/s,trapz(T,P6a)/s,trapz(T,P6b)/s,trapz(T,P7)/s,...
277     trapz(T,P8)/s,trapz(T,P9)/s,trapz(T,suma)/s,trapz(T,bbr)/s};
278
279 writecell(AADatos,[Z,'_deconvalues.txt'],'delimiter','tab'); %Se ...
        guarda la celda de datos en formato txt.
280
281 %%-----
282 %Impresión de figuras:
283
284 %picos con condiciones iniciales,
285 figure()
286 subplot(9,1,[1 8])
287 semilogy(T,I,'k-*','LineWidth',1.4), hold on
288 grid on
289 ylim([70 700000])
290 xlim([0 400]) %0 a 400
291 xticks(0:25:400)
292 plot(T,bbr,'r','LineWidth',1.8);
293 plot(T,I_s,'k:');
294 plot(T,sumai,'--','LineWidth',1.4);
295
296 plot(T,P2i);
297 plot(T,P3i);
298 plot(T,P4i);
299 plot(T,P5i);
300 plot(T,P6ai);
301 plot(T,P6bi);
302 plot(T,P7i);
303 plot(T,P8i);
304 plot(T,P9i);
305
306 legend('Curva experimental', 'bbr','Curva sin BBR','Suma picos', ...
        'Pico 2', 'Pico 3', 'Pico 4', ...
307     'Pico 5', 'Pico 6a', 'Pico 6b', 'Pico 7', 'Pico 8', 'Pico ...
        9','NumColumns',2);
```



```
308 title(['Parámetros fijos y condiciones iniciales ',Z], 'FontSize',16);
309 ylabel('Intensidad Termoluminiscente', 'FontSize',16);
310
311 subplot(9,1,9)
312 plot(T,residuoi, 'r-*', 'LineWidth',1.0), hold on
313 grid on
314 xlim([0 400])
315 xticks(0:25:400)
316 ylabel('Residuo', 'FontSize',16);
317 xlabel('Temperatura (°C)', 'FontSize',16);
318
319
320
321 %picos con parámetros estimados (deconvolución).
322 figure()
323 subplot(9,1,[1 8])
324 semilogy(T,I, 'k-*', 'LineWidth',1.4), hold on
325 grid on
326 ylim([70 700000])
327 xlim([0 400])
328 xticks(0:25:400)
329 plot(T,bbr, 'r:', 'LineWidth',1.8)
330 plot(T,I_s, 'k:')
331 plot(T,suma, '--', 'LineWidth',1.4);
332
333 plot(T,P2);
334 plot(T,P3);
335 plot(T,P4);
336 plot(T,P5);
337 plot(T,P6a);
338 plot(T,P6b);
339 plot(T,P7);
340 plot(T,P8);
341 plot(T,P9);
342
343 legend('Curva experimental', 'bbr', 'Curva sin BBR', 'Suma picos', ...
```

```

        'Pico 2', 'Pico 3', 'Pico 4', ...
344     'Pico 5', 'Pico 6a', 'Pico 6b', 'Pico 7', 'Pico 8', 'Pico ...
        9', 'NumColumns', 2);
345 title(['Deconvolución de la curva de brillo ', Z, ' | FOM = ...
        ', num2str(FOM), '%'], 'FontSize', 16);
346 ylabel('Intensidad Termoluminiscente', 'FontSize', 16);
347
348 subplot(9, 1, 9)
349 plot(T, residuo, 'r-*', 'LineWidth', 1.0), hold on
350 grid on
351 xlim([0 400])
352 xticks(0:25:400)
353 ylabel('Residuo (%)', 'FontSize', 16);
354 xlabel('Temperatura (°C)', 'FontSize', 16);
355
356 set(gcf, 'PaperUnits', 'inches', 'PaperPosition', [0 0 19.2 10.8])
357 print(gcf, [Z, '_semilog.png'], '-dpng', '-r100'); %Se guarda la ...
        gráfica de la deconvolución en formato png.

```

El código hace uso extensivo de dos funciones previamente definidas. La función `closest_value` se encarga de obtener el índice asociado al valor más cercano de una variable x con respecto a un vector, es especialmente útil para la estimación de una intensidad cuyos valores de temperatura no son necesariamente iguales a la temperatura x para la cual se quiere conocer su intensidad asociada.

```

1 function index = closest_value(vector, x)
2     [~, index] = min(abs(x - vector(:)));
3 end

```

Por otro lado, Podgorsak representa la ecuación que define los picos (Ec. 2.50) de la curva de brillo.

```
1 function P = Podgorsak (Im, w, Tm, T)
2     W = 2.44/w;
3     P = Im*exp (1+W* (T-Tm)-exp (W* (T-Tm) ) ) ;
4 end
```

También se desarrolló un algoritmo de sustracción y deconvolución más generalizado, en el sentido de que se pueden dejar libres los anchos a semialtura de los picos, así como sus posiciones (en el algoritmo presentado, sólo los picos 2 a 4 tienen esa característica), permitiendo al usuario introducir diferentes combinaciones de parámetros a costa de que sus condiciones iniciales deben introducirse explícitamente. Si el lector requiere alguno de los algoritmos, puede enviar un correo a arzaga@ciencias.unam.mx.