



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**"DENSIDAD OPTICA Y RESPUESTA TERMOLUMINISCENTE
DE TLD-100 EXPUESTOS A RAYOS GAMMA"**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C A
P R E S E N T A :

CARLA ANGELICA TANIA MONTAÑO GARCIA



**FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM**

DIRECTORA DE TESIS: DRA. MARIA ISABEL GAMBOA DE BUEN

2005

m340426



**FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR**



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

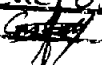
Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

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.

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: Carla Angélica Tania
Montaño García

FECHA: 27-Ene-05

FIRMA: 



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Densidad óptica y respuesta termoluminiscente de TLD-100 expuestos
a rayos gamma"

realizado por Montaña García Carla Angélica Tania

con número de cuenta 9851946-2 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario Dra. María Isabel Gamboa de Buen

Propietario M. en C. Patricia Raquel Avilés Mandujano

Propietario Dr. Jorge Rickards Campbell

Suplente Dra. Olga Avila Aguirre

Suplente M. en C. Adolfo Zarate Morales

Consejo Departamental de Física

M. EN C. ALICIA ZARZOSA PEREZ
Coordinadora de Licenciatura

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

AGRADECIMIENTOS

A mi asesora de tesis, la Dra. Isabel Gamboa de Buen por el apoyo que me ha brindado desde que la conocí, gracias por enseñarme tanto y por ser una gran amiga.

A los señores Francisco García Flores y Francisco Isidoro Pacheco por las facilidades para llevar a cabo las irradiaciones en el Gamma Beam.

Gracias al Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM por brindarme el apoyo para la realización de esta tesis.

A la Universidad Nacional Autónoma de México por darme la oportunidad de tener una educación superior gratuita.

A la Facultad de Ciencias y a todos los maestros que durante la carrera me dieron clase.

A todos mis compañeros y amigos que hicieron de la carrera un espacio de conocimientos compartidos.

A la M en C. Patricia Raquel Avilés Mandujano, al Dr. Jorge Rickards Campbell, a la Dra. Olga Avila Aguirre y al M en C. Adolfo Zarate Morales por haber aceptado ser sinodales de esta tesis.

A Berta Milla Elizarrarás por haberme brindado su apoyo durante mi estancia en el ICN.

INDICE

CAPITULO 1. INTRODUCCION	1
CAPÍTULO 2. CONCEPTOS BASICOS	
2.1 Transformaciones radiactivas	5
2.2 Interacción de la radiación electromagnética con la materia	11
2.3 Dosimetría	19
2.4 Dosimetría termoluminiscente	27
2.5 Absorción óptica	32
CAPITULO 3. METODO EXPERIMENTAL	
3.1 Material y equipo	35
3.2 Protocolo para el manejo de los dosímetros (homeado)	37
3.3 Irradiación de los dosímetros	38
3.4 Medida del espectro de absorción	38
3.5 Medida de la señal Termoluminiscente	39
CAPÍTULO 4. RESULTADOS	
4.1 Espectros de absorción	43
4.2 Densidad óptica como función de la dosis para los diferentes picos del espectro de absorción	45
4.3 Curvas de brillo	55
4.4 Respuesta termoluminiscente como función de la dosis	59
CAPITULO 5. CONCLUSIONES	63
REFERENCIAS	65

CAPITULO 1. INTRODUCCION

Existen cristales (llamados termoluminiscentes) que al ser irradiados con radiación ionizante almacenan energía que puede ser liberada mediante el calentamiento de los mismos emitiendo luz, a este proceso de emisión de luz debida al calentamiento se le llama termoluminiscencia. Las impurezas de un cristal termoluminiscente juegan un papel muy importante en el proceso de emisión de luz (CA.68). Un ejemplo de un cristal de este tipo es el cristal utilizado durante este trabajo: el LiF:Mg,Ti (TLD-100).

El LiF:Mg,Ti es uno de los dosímetros más utilizados debido a que es equivalente a tejido humano en cuanto a la respuesta a la radiación. Se puede encontrar en una variedad de formas físicas tales como: monocristal, polvo sinterizado a alta presión y polvos.

La forma mas popular del LiF:Mg,Ti es probablemente la de cuadrados obtenidos a alta presión de $3.2 \times 3.2 \times 0.9 \text{ mm}^3$ ya que su manejo es más práctico en comparación con las otras formas físicas en las que se le encuentra. (McK.95)

El conocimiento de los espectros de absorción óptica (AO) y de las curvas de brillo, así como de la densidad óptica (DO) de los picos de los espectros de AO y de la señal termoluminiscente (STL) como función de la dosis, dan información sobre las trampas para electrones y para agujeros, y sobre la activación de centros luminiscentes y competitivos durante las etapas de absorción de energía y de calentamiento del proceso termoluminiscente (TL) (OS.99, HO.01).

La absorción óptica es uno de los pocos medios que se tienen para obtener directamente información sobre la naturaleza del atrapamiento de cargas de los centros de atrapamiento (CA), luminiscentes (CL) y competidores no radiativos (CC) activados en la etapa de absorción de energía del proceso TL. Además, la densidad óptica del dosímetro como función de la dosis, para una banda de AO

particular, es una medida directa de la densidad de población de los portadores de carga atrapados en centros de atrapamiento específicos.

La señal TL como función de la dosis tiene un comportamiento lineal-supralineal-sublineal; en contraste con este hecho, la respuesta de la DO como función de la dosis parece tener un comportamiento lineal seguido de saturación (HO.01).

Estas observaciones experimentales tienen dos implicaciones importantes (HO.01):

- 1) Una falta de procesos competitivos en la etapa de absorción de la radiación. Si hubiera este tipo de procesos se podría esperar un comportamiento no lineal y /o supralineal, o al menos una combinación de diferentes regiones lineales de distinta pendiente, de la respuesta TL como función de la dosis. Esto nunca ha sido observado.
- 2) La supralinealidad en la respuesta TL debe provenir principalmente de mecanismos competitivos en la etapa de recombinación (calentamiento). Esto no implica que la etapa de absorción no juega un papel en la supralinealidad de la respuesta TL. Son los detalles de la densidad de ionización en la etapa de absorción los que determinan las no uniformidades espaciales en el patrón microscópico de la población de los CA, CL y CC. Esto determina la dependencia con la dosis de la eficiencia del mecanismo de recombinación con respecto a los mecanismos competitivos en la etapa de recombinación (HO.01).

El comportamiento de la DO como función de la dosis puede obtenerse por medio de la relación (HO.01)

$$DO = DO_{\max} (1 - e^{-\beta D})$$

Donde DO_{\max} es el valor de la densidad óptica máxima y β es la constante de llenado de las trampas. Nail y colaboradores (NA.04) obtuvieron valores de β iguales a $1.0 \times 10^{-3} \text{ Gy}^{-1}$ y $4.0 \times 10^{-4} \text{ Gy}^{-1}$, con una desviación

estándar del 10%, para las bandas de 4.0 eV y 5.0 eV, respectivamente, para TLD-100 irradiados con rayos γ y de ^{60}Co , rayos X de 8.1 keV y partículas β de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$.

Por otro lado, la generación de los picos 5 y 7 de la curva de brillo de los dosímetros TLD-100 se ha asociado con picos de absorción óptica a 4.0 eV (310 nm) y 5.0 eV (254nm), respectivamente. La asociación de la banda a 310 nm con el pico 5 ha sido determinada experimentalmente utilizando estudios de $\text{DO} - T_{\text{stop}}$ (medida de la DO de dosímetros irradiados a la misma dosis y leídos hasta diferentes temperaturas, T_{stop} , en un lector termoluminiscente) y de fototransferencia, en tanto que la del pico 7 con la banda a 254 nm se ha obtenido por sensibilización, por fototransferencia, variando la temperatura de irradiación y por experimentos de blanqueo óptico (LA.93).

Para partículas densamente ionizantes los picos de absorción óptica a 5.0 eV (254 nm) y a 2.8 eV (442 nm) se llenan preferencialmente y se tiene que a altas fluencias el espectro se vuelve más complejo y se puede observar el pico a 4.0 eV (TR.00).

El llenado preferencial de la banda de absorción a 2.8 eV de TLD-100 irradiados con radiación altamente ionizante, acoplado con la respuesta TL lineal dada a altos niveles de fluencia, y el gran incremento del cociente de las densidades ópticas medidas a 2.8 eV y 5.0 eV, como función de la fluencia, sugiere que la banda de 2.8 eV proviene de un centro de atrapamiento de 2 impactos (BO.99, OS.99).

Tratando de entender estos procesos, los objetivos de este trabajo son obtener:

- los espectros de absorción,
- las curvas de brillo,
- la DO de los principales picos de absorción como función de la dosis, y

- la respuesta TL de los picos 5 y 7 de las curvas de brillo como función de la dosis para LiF:Mg,Ti (TLD-100) expuestos a altas dosis de rayos gamma de ^{60}Co .

En el capítulo dos de este trabajo se presentan los conceptos básicos de los procesos de decaimiento radiactivo, su descripción a través de la ley de decaimiento radiactivo y los diferentes tipos de estos procesos que ocurren en la naturaleza. También se da una breve explicación de los tipos de interacción que ocurren entre la radiación electromagnética y la materia. Se describen la teoría del proceso termoluminiscente (para dosímetros termoluminiscentes LiF:Mg,Ti o TLD-100), la manera en que se obtiene la densidad óptica (DO) de los dosímetros, la obtención del espectro de absorción de los mismos, así como el funcionamiento del espectrofotómetro y el del equipo lector TL.

En el capítulo tres se describen tanto el material como el equipo utilizado, se explica el protocolo de manejo de los dosímetros y cómo fueron realizadas las irradiaciones de éstos. También se describen las medidas de los espectros de absorción y de la señal termoluminiscente de los dosímetros.

En el capítulo cuatro se muestran los resultados obtenidos: primero se muestran los espectros de absorción de los TLD-100, luego el cambio en la densidad óptica (ΔDO), como función de la dosis, para cada uno de los 3 picos de absorción observados y para los diferentes anchos de banda utilizados. Se presentan las curvas de brillo de los TLD-100, obtenidas después de haber sido medido el cambio en densidad óptica, así como de su deconvolución. Por último se muestra la señal termoluminiscente (STL), como función de la dosis, para el área bajo la curva de brillo y los picos 5 y 7.

Las conclusiones se presentan en el capítulo 5.

CAPITULO 2. CONCEPTOS BASICOS

2.1. TRANSFORMACIONES RADIOACTIVAS

En octubre de 1899 R. B. Owens observó gases radiactivos producidos por torio y radio, un mes más tarde María y Pierre Curie realizaron la misma observación; éstos últimos observaron que los preparados que contenían radio podían "transferir radiactividad" a sustancias inactivas que se hallaban en su vecindad o en el mismo recipiente. Posteriormente, en 1900 Debierne observó el fenómeno de transferencia de radiactividad con preparados que contenían actino. Los esposos Curie llamaron radiactividad inducida a la transferencia de radiactividad; se dieron cuenta de que la radiactividad inducida aumentaba con el tiempo de exposición de la sustancia activada a la radiación emitida por el radio, y que disminuía, muy rápidamente al principio, cuando la distancia entre ambas sustancias aumentaba.

El experimento de Owens consistía en un condensador de placas paralelas montado en una caja metálica, en cuya placa inferior colocó el compuesto radiactivo. Al subir la placa inferior a un potencial positivo de 95 V, la corriente de ionización se medía con un electrómetro conectado a la placa superior. Al pasar una corriente de aire por la caja metálica en la cual estaba montado el condensador de placas paralelas, la ionización entre las placas disminuía. Los resultados del experimento de Owens aparecieron en el Philosophical Magazine.

Posteriormente Rutherford publicó la existencia de una partícula emitida por compuestos de torio, llamada partícula α . Rutherford y Geiger llegaron a la conclusión de que la partícula α era idéntica al átomo de helio y utilizando el peso atómico del radio obtenido por María Curie, 226, pudieron concluir que el peso atómico de la emanación del radio (radón) era de 222, así como, que el del radio A (polonio) era de 218.

En 1911 Soddy sugirió que la emisión de una partícula α por un elemento radiactivo creaba otro elemento de la tabla periódica.

En 1913, K. Fajans y Soddy llegaron independientemente a la conclusión de que de la emisión de una partícula α resultaba un elemento situado dos columnas a la izquierda en la posición en la tabla periódica. Otra conclusión común fue que de la emisión de una partícula β resultaba un elemento situado una columna a la derecha.

Soddy llegó también a la conclusión de que todos los elementos que ocupan el mismo lugar en la tabla periódica son químicamente idénticos y no se pueden separar por medios químicos; llamó a estos elementos isótopos, que quiere decir en el mismo lugar. Ahora sabemos que hay isótopos radiactivos y estables.

Los núcleos radiactivos existen de forma natural o se producen artificialmente; la primera forma generalmente involucra emisiones de baja intensidad y de poca utilidad, que constituyen el fondo ambiental. Los materiales radiactivo-artificiales se utilizan principalmente en la industria o la medicina, y se producen generalmente por bombardeo con neutrones provenientes de un reactor nuclear. Las fuentes radiactivas constan de un número enorme de núcleos del isótopo en cuestión, que van desintegrándose aleatoria y espontáneamente, emitiendo partículas α y/o β , rayos γ y/o X, y/o neutrinos; casi nunca emiten protones ni neutrones. Las fuentes radiactivas pueden tener cualquier forma física, por lo que es necesario adaptar recipientes que las contengan de forma segura para garantizar seguridad al usuario y al público en general.

Las transformaciones radiactivas se clasifican en decaimientos α , β y γ , y existen procesos competitivos como la **captura electrónica** y la **conversión interna**.
(GA.68)

2.1.1. Ley de decaimiento radiactivo

Cuando hablamos de decaimiento radiactivo, el concepto fundamental a definir es el de **actividad** de una fuente radiactiva, que es el número de desintegraciones que sufre el material radiactivo por unidad de tiempo. La unidad de la actividad en el Sistema Internacional (SI) es el Becquerel, definido como una desintegración por segundo [1 Bq = 1dps]. La otra unidad muy utilizada para la actividad es el Curie [Ci], definido como:

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ dps} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq.}$$

Se tiene que mientras más núcleos radiactivos de un isótopo haya en una fuente, mayor será su actividad. De donde la actividad de una fuente es proporcional al número de núcleos **N**.

Así tenemos que:

$$A = \lambda N \tag{2.1}$$

y

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \tag{2.2}$$

Donde λ es una constante de proporcionalidad, llamada constante de decaimiento, sus unidades son [1/tiempo]. Esta constante indica la probabilidad de decaimiento por núcleo por unidad de tiempo del radio nucleido. Cada radio nucleido tiene su constante de decaimiento, se podría decir que λ es una característica inmutable del núcleo en cuestión y se calcula como:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{0.693}{t_{1/2}} \tag{2.3}$$

donde $t_{1/2}$, que es la vida media del radio nucleido, está definida como el tiempo que tarda el radio nucleido en decaer a la mitad de su actividad inicial (GA 68).

2.1.2. Tipos de decaimiento

2.1.2.1. Decaimiento alfa (α)

Como se mencionó, la partícula α es una partícula idéntica a un núcleo de helio, consta de dos protones y dos neutrones. Entonces, tenemos que cuando un núcleo emite una partícula α , su número de masa (A) disminuye en cuatro unidades y su número atómico (Z) en dos. El nucleido radiactivo que emite partículas α , se conoce como el padre, y el nucleido nuevo se conoce como el hijo; así los núcleos padres disminuyen mientras que los hijos van aumentando. Los núcleos hijos pueden a su vez ser núcleos radiactivos, (RI.01).

El decaimiento alfa se puede ilustrar de la siguiente manera:



Para un núcleo dado, que decae por emisión de partículas α entre dos estados, también dados, las partículas α salen siempre con la misma energía (son monoenergéticas); es decir que tenemos un espectro discreto de energía.

Cuando el núcleo hijo al que ha decaído el núcleo padre queda en un estado excitado, decae al estado base mediante la emisión de uno o varios rayos γ .

Ejemplo de decaimiento α :



2.1.2.2. Decaimiento beta (β) y captura electrónica. (RI.01)

En el proceso del decaimiento β se puede dar:

- La emisión de un electrón negativo (β^-), también llamado negatrón.
- La emisión de un electrón positivo (β^+), también llamado positrón, que es la antipartícula del electrón negativo, su masa es la misma masa que la del electrón, y su carga es $+e$.
- La captura de un electrón atómico por el núcleo; generalmente el electrón capturado pertenece a la capa K, pero hay ocasiones en que pertenece a la capa L.

Durante el proceso de emisión de una partícula β^- , el núcleo padre emite un electrón, equivalente a aumentar Z en una unidad, ya que uno de los neutrones del núcleo emisor se convierte en protón, acompañado de la emisión β^- y la emisión de un antineutrino ($\bar{\nu}$), que obedece a las leyes de conservación de la energía, de momento angular y de número leptónico.

El número leptónico es un número cuántico que vale $L=1$ para leptones (e, μ, τ, ν), $L=-1$ para antileptones y $L=0$ para partículas que no sean leptones (KR.88).

El decaimiento β^- se puede ilustrar de la siguiente manera:



Ejemplo de decaimiento β^- :



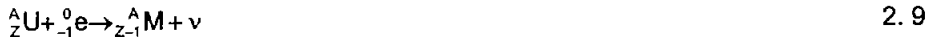
Durante el proceso de emisión de β^+ , el núcleo emisor pierde una carga positiva, disminuyendo Z en una unidad. El protón se convierte en un neutrón, acompañado de la emisión de un β^+ y un neutrino (ν), que obedece a las leyes de conservación en procesos físicos, al igual que el antineutrino.

El decaimiento β^+ se puede ilustrar de la siguiente manera:



El proceso de captura electrónica consiste, como su nombre lo indica, en la captura de un electrón orbital por el núcleo, teniendo como consecuencia la conversión de un protón en un neutrón, es decir, disminuye Z en una unidad, acompañándose de la emisión de un neutrino que, nuevamente, obedece a las leyes de conservación de procesos físicos.

El proceso de captura electrónica se puede ilustrar de la siguiente manera:



Ejemplo de decaimiento por captura electrónica:



2.1.2.3. Decaimiento gamma (γ) y generación de rayos X.

El decaimiento gamma se da cuando un núcleo que se encuentra en un estado excitado, se desexcita emitiendo un fotón, o rayo γ (RI.01).

El ${}^{60}\text{Co}$ es una fuente de rayos γ muy usada en procesos industriales y en tratamientos médicos. El ${}^{60}\text{Co}$ en realidad, decae por radiación β^- al ${}^{60}\text{Ni}$, éste

queda en uno de dos estados excitados, que a su vez decaen por radiación γ , hasta llegar al estado base, que ya es un estado estable. El ^{60}Co decae al segundo estado excitado del ^{60}Ni , en casi el 100% de las veces, y éste a su vez decae al primer estado excitado y luego al estado base. En la figura 2.1 se muestra el diagrama de decaimiento del ^{60}Co (TU.95).

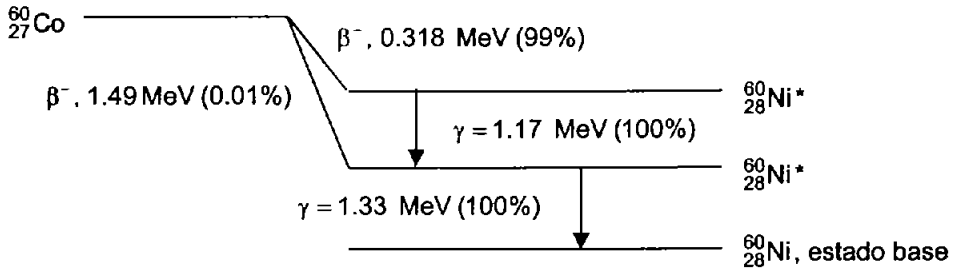


Figura 2.1 Diagrama de niveles de energía para el ^{60}Co que se transforma en ^{60}Ni y se emiten rayos γ . La energía de las partículas β^- es su máxima energía cinética.

2.2. INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN ELECTROMAGNÉTICA CON LA MATERIA.

Cuando la radiación electromagnética interactúa con la materia, lo puede hacer dispersándose o mediante la absorción de la radiación por el material. De acuerdo con el tipo de interacción que se lleve a cabo, las principales interacciones se clasifican en:

1. Efecto Compton
2. Efecto fotoeléctrico
3. Producción de Pares

En la figura 2.2 se muestran las regiones del número atómico del medio atenuador, Z , y la energía del fotón incidente, $h\nu$, para las que cada uno de los

efectos es dominante. Las curvas corresponden a los valores de Z y hv para los cuales los efectos vecinos tienen la misma probabilidad de ocurrencia.

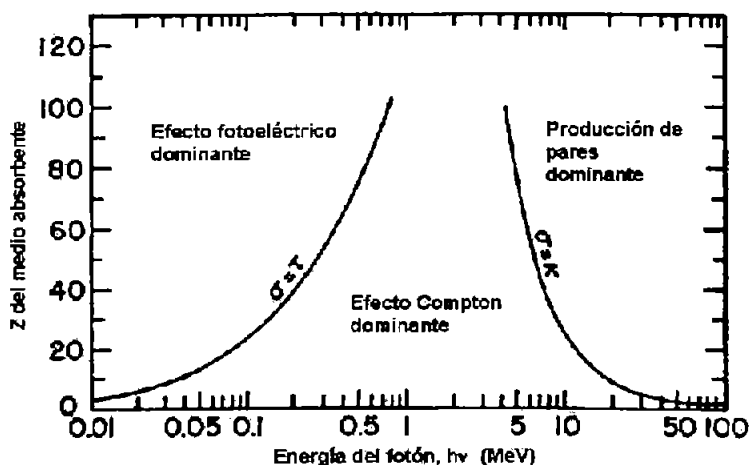


Figura 2.2 Importancia relativa de los tres tipos principales de interacción de los rayos X y γ . Las líneas muestran los valores de Z y hv para los cuales los dos efectos vecinos son igualmente probables (AT.86).

2.2.1 Efecto Compton (RI.01)

Los fotones incidentes interactúan con los electrones de las capas externas del átomo. Al interactuar el fotón con algún electrón, que se considera libre y en reposo, el electrón absorbe energía y sale dispersado, así como un nuevo fotón al que se le llama fotón dispersado, como se muestra en la figura 2.3.

Este tipo de interacción involucra absorción de energía y dispersión; el electrón en reposo absorbe energía del fotón incidente y se genera un nuevo fotón, llamado fotón dispersado.

Después de la interacción las energías del fotón y del electrón son $h\nu'$ y

$$\sqrt{m_0^2 c^2 + p_0^2 c^2}, \text{ respectivamente.}$$

La interacción se puede describir de acuerdo con la ley de conservación de energía y la cantidad de movimiento de la siguiente forma:

$$h\nu + m_e c^2 = h\nu' + \sqrt{m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2} \quad 2.11$$

donde $h\nu$ = energía del fotón incidente

m_e = masa del electrón

$h\nu'$ = energía del fotón dispersado

p_e = momento lineal del electrón dispersado

c = velocidad de la luz en el vacío

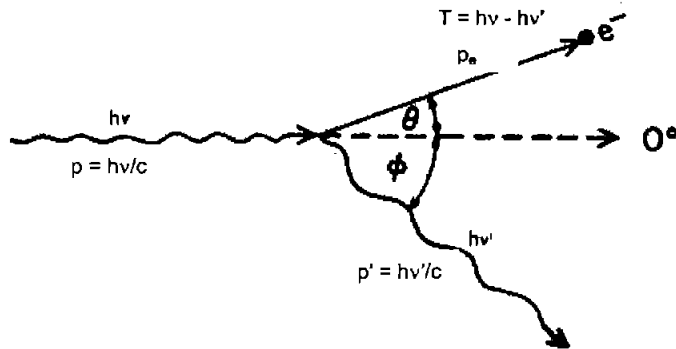


Figura 2.3 Cinemática del efecto Compton.

Tenemos que para la componente de la cantidad de movimiento en el eje x:

$$p = p' \cos \theta + p_e \cos \phi \quad 2.12$$

En el eje y:

$$0 = p' \sin \theta - p_e \sin \phi \quad 2.13$$

A partir de la eliminación de ϕ y p_e de las ecuaciones 2.8, 2.9 y 2.10 tenemos:

$$\frac{1}{hv'} - \frac{1}{hv} = \frac{1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \quad 2.14$$

entonces: $\lambda - \lambda' = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)$ 2.15

Se define la longitud de onda de Compton como:

$$\frac{h}{m_e c} = \lambda_c \quad 2.16$$

La energía cinética del electrón esta dada por:

$$E_e = hv \frac{2\alpha \cos^2 \phi}{(1 + \alpha)^2 - \alpha^2 \cos^2 \phi} \quad 2.17$$

donde

$$\alpha = \frac{hv}{m_e c^2} = \frac{hv (\text{MeV})}{0.511} \quad 2.18$$

2.2.2 Efecto fotoeléctrico (RI.01)

Este proceso involucra solamente absorción de energía, ya que al interactuar un fotón con algún electrón de las capas internas (K o L) del átomo, el electrón

absorbe toda la energía del fotón, que desaparece como se observa en la figura 2.4. Así tenemos que:

$$h\nu = E_e + W_i$$

2. 19

donde: $h\nu$ es la energía del fotón, E_e es la energía cinética del electrón y W_i es la energía de amarre del electrón en la capa i del átomo.

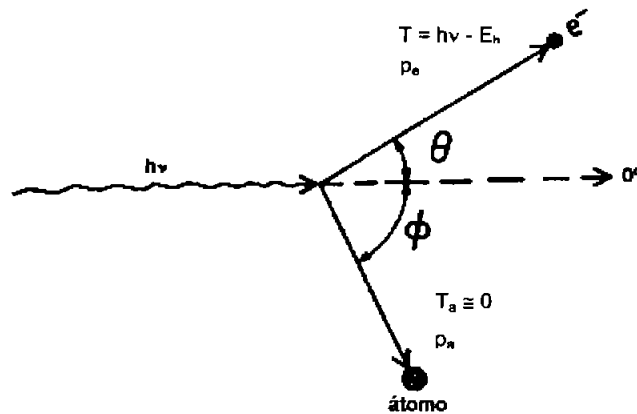


Figura 2.4 Cinemática del efecto fotoeléctrico.

2.2.3 Producción de pares (RI 01)

Para que se lleve a cabo la producción de pares es necesario que el fotón tenga una energía mínima de 1.022 MeV. Cuando un fotón tiene la energía mencionada, se puede producir un par electrón-positrón. Si la energía inicial del fotón es mayor que 1.022 MeV, el electrón y el positrón saldrán dispersados con una energía cinética dada, mayor que cero como se muestra en la figura 2.5.

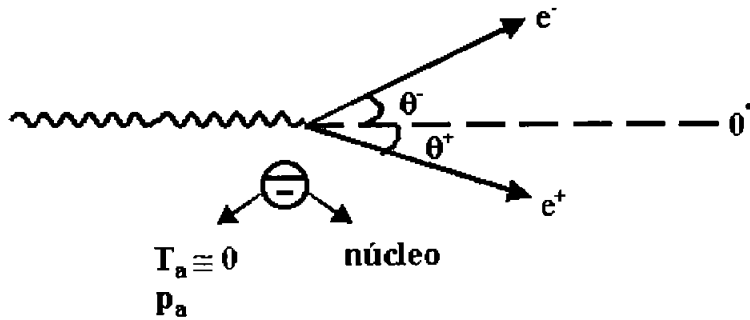


Figura-2.5 Producción de pares en el campo de fuerza Coulombiana de un núcleo atómico.

Por arriba de la energía umbral (1.022 MeV) se tiene:

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_{e^+} + E_{e^-} \quad 2.20$$

donde

$h\nu$ es la energía del fotón incidente.

$m_0c^2 = 0.511\text{MeV}$ es la energía de la masa en reposo del electrón.

E_{e^+} y E_{e^-} son las energías cinéticas del positrón y el electrón, respectivamente.

El positrón, luego de perder casi toda su energía cinética, se aniquila con un electrón liberando dos fotones cada uno con una energía de 0.511 MeV.

2.2.4 Atenuación y absorción de la radiación electromagnética. (AN.02)

En la interacción de un haz de radiación electromagnética con un medio absorbente ocurren procesos de absorción y dispersión como los descritos anteriormente, así como atenuación del haz, reduciéndose la intensidad de la radiación transmitida.

La intensidad de la radiación transmitida al interactuar con un material disminuye de la siguiente forma: (RI.01)

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

2. 21

donde

I es la intensidad de la radiación transmitida.

I_0 es la intensidad de la radiación incidente.

μ es el coeficiente de lineal de atenuación.

x es el espesor del material absorbedor.

2.2.4.1 Coeficiente de atenuación lineal (AN.02)

El coeficiente de atenuación lineal comprende todas las contribuciones individuales de los diferentes procesos físicos, y depende tanto del número atómico del medio absorbedor como de la energía de la radiación incidente ($h\nu$). El coeficiente lineal de atenuación representa la probabilidad de interacción de la radiación con el medio absorbedor.

$$\mu = - \frac{\Delta N}{N} \frac{1}{\Delta x}$$

2. 22

$$[\mu] = \text{cm}^{-1}$$

donde

ΔN es el número de fotones que no logran atravesar el material absorbedor.

N es el número de fotones incidentes.

Δx es el espesor del medio absorbedor.

A partir del coeficiente lineal de atenuación se puede obtener el coeficiente másico de atenuación como:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$$

2. 23

$$[\mu_m] = \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

donde

ρ es la densidad del medio absorbedor.

2.2.4.2 Coeficiente másico de transferencia de energía

Cuando un fotón interactúa con un electrón en un proceso de absorción, parte de la energía del fotón se convierte en energía cinética de partículas cargadas, mientras que parte es radiada desde el absorbente como radiación de dispersión.

Una de las cantidades de mayor interés en los procesos de interacción es la fracción de la energía del fotón que se transfiere como energía cinética a los electrones del material en la vecindad de cada interacción. Para conocer esta cantidad (RI.01), se define el coeficiente másico de transferencia de energía como:

$$\mu_{tr} = \frac{A_o}{M} (f_c \sigma_c + f_f \sigma_f + f_{pp} \sigma_{pp}) \quad 2.24$$

$$[\mu_{tr}] = \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

donde

σ_c , σ_f y σ_{pp} son las secciones eficaces correspondientes al efecto Compton, efecto fotoeléctrico y producción de pares, respectivamente.

f_c , f_f y f_{pp} son las fracciones de energía perdida durante los mismos procesos.

2.2.4.3 Coeficiente de absorción de energía.

El coeficiente másico de absorción de energía representa la fracción de la energía de los fotones que fue transferida a partículas cargadas y que es realmente absorbida en el medio por cm^2/g de material absorbedor.

La mayoría de las partículas cargadas pierde su energía en colisiones con el material y esto contribuye a la energía depositada, sin embargo, es necesario restar la energía de procesos secundarios que son radiativos, como la radiación de frenado producida por electrones y positrones, y la radiación de aniquilación en vuelo de los positrones. Con esto se obtiene el coeficiente másico de absorción de energía (RI.01) como:

$$\mu_{\text{en}} = (1-g) \frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \quad 2.25$$

$$[\mu_{\text{en}}] = \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

donde g es la fracción de energía perdida por procesos radiativos.

2.3. DOSIMETRIA

La dosimetría es la **medición de la dosis** de radiación depositada en algún medio. Para llevar a cabo la medición de la dosis existen diferentes dispositivos que nos permiten obtener una respuesta, que se relaciona con la dosis absorbida en dicho dispositivo.

2.3.1. Magnitudes dosimétricas (GR.81)

En la dosimetría de la radiación es muy importante que las personas que realizan mediciones se pongan de acuerdo acerca de patrones mediante los cuales puedan expresarse los resultados de esas mediciones, para que se puedan verificar en diferentes laboratorios y comunicarse entre ellos. Estos patrones son las magnitudes dosimétricas usadas internacionalmente, que se presentan a continuación.

2.3.1.1. Fluencia de partículas

Si consideramos un campo de radiación, es decir, un espacio expuesto a la radiación emitida por una fuente, y nos fijamos en un punto P del espacio, considerando un área alrededor de P, tendremos que las partículas que atraviesan dicha área son consideradas como el flujo de partículas, es decir, el flujo de partículas es el número de partículas que atraviesa por unidad de área (ver figura 2.6).

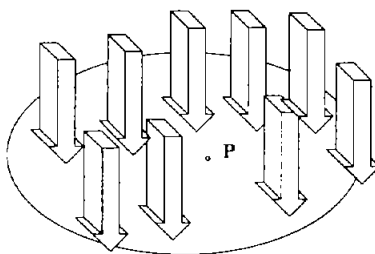


Figura 2.6 Área alrededor del punto P expuesto a un campo de radiación (las flechas, representan las líneas de flujo de las partículas ionizantes).

La fluencia de partículas está dada por:

$$\Phi = \frac{dN}{da}$$

2. 26

donde: dN , es el número de partículas que entran en el elemento de área da .

$$[\Phi] = m^{-2} \quad 2. 27$$

2.3.1.2. Densidad de flujo o rapidez de fluencia

Se define como el número de partículas por unidad de área, por unidad de tiempo:

$$\phi = \frac{d}{dt} \left(\frac{dN}{da} \right) = \frac{d\Phi}{dt} \quad 2. 28$$

$$[\phi] = m^{-2}s^{-1}$$

2.3.1.3. Fluencia de energía

Es la variación de la energía radiante como función del área que atraviesa.

$$\Psi = \frac{dR}{da} \quad 2. 29$$

$$[\Psi] = J \cdot m^{-2}$$

donde la energía radiante es la energía emitida, transferida o depositada y se representa con una R.

2.3.1.4. Dosis

Se define como la energía depositada por la radiación ionizante en algún medio por unidad de masa del material que compone el medio.

$$D = \frac{dE}{dm}$$

2. 30

La unidad de la dosis es el Gray [Gy]: $1 \frac{J}{kg} = 1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$

Un rad es la unidad antigua de la dosis y se define como:

$$\frac{100 \text{ erg}}{g} = 1 \text{ rad}$$

2.3.1.5. Rapidez de Dosis

También llamada tasa de dosis, es la variación de la dosis con respecto al tiempo.

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt}$$

2. 31

$$\left[\dot{D} \right] = \text{Gy/s}$$

2.3.1.6. Exposición

La exposición mide la ionización del aire producida por fotones en aire, se define como:

$$x = \frac{dQ}{dm}$$

2. 32

Donde dQ es la suma de las cargas eléctricas de todos los iones de un mismo signo producidos en el aire cuando todos los electrones liberados por fotones en

un elemento de volumen de aire cuya masa es dm , son completamente frenados en aire. La unidad de la exposición en el sistema internacional es $\frac{C}{kg}$, la unidad antigua es el Roentgen.

donde $[x] = 1 R = 2.58 \times 10^{-4} C/kg$ (aire)

2.3.1.7. Rapidez de exposición

La rapidez de exposición o tasa de exposición, es la variación de la exposición con respecto al tiempo.

$$\dot{x} = \frac{dx}{dt}$$

2. 33

$$[\dot{x}] = R/s$$

2.3.2. Fundamentos de dosimetría (AT.86)

La dosimetría de la radiación se refiere a la medida de la dosis absorbida, que resulta de la interacción de la radiación ionizante con la materia.

La dosimetría de la radiación se lleva a cabo con **dosímetros**, un dosímetro es un dispositivo capaz de proporcionar una lectura (r) que es una medida de la dosis depositada, en un volumen sensible, por la radiación ionizante. Cuando la dosis a través del volumen sensible (v) no es homogénea, r es una medida de alguna clase de valor medio de la dosis absorbida (\bar{D}) en el dosímetro. Sin embargo, tenemos que idealmente la lectura r es proporcional a la dosis absorbida (D) y cada elemento de volumen de v tiene la misma influencia en el valor de r , en cuyo caso (\bar{D}) es la dosis promedio en v . En los dosímetros prácticos se aproxima a esta idealización frecuentemente, pero no siempre es

posible hacerlo. La mayoría de los dosímetros exhiben algún grado de no linealidad cuando se grafica r como función de la dosis, al menos en una parte de su intervalo de dosis.

En general, uno no está interesado en medir D como un fin, sino como un medio para determinar la dosis (o una cantidad relacionada) en otro medio en el cual no se pueden hacer medidas directas. La interpretación de la lectura de un dosímetro en términos de la cantidad deseada es el problema central en dosimetría, lo cual usualmente es más difícil que hacer la medida. En algunos casos el dosímetro puede ser calibrado directamente en términos de la cantidad deseada, pero la calibración en general depende de la energía a menos que el dosímetro simule "mucho" al material de referencia, esta similitud se da cuando el material de referencia y el dosímetro tienen un número atómico muy parecido para que ocurran el mismo tipo de interacciones y con aproximadamente la misma probabilidad en ambos.

2.3.2.1. Características generales de los dosímetros.

- **Absolutidad**

Un dosímetro absoluto es aquel que se puede usar para medir la dosis absorbida, depositada en su volumen sensible, sin necesidad de su calibración en un campo conocido de radiación. Ejemplos de éste tipo de dosímetros son:

- Dosímetros calorimétricos
- Cámaras de ionización
- Dosímetros Fricke

Sin embargo, estos dosímetros, no siempre se usan como absolutos, ya que la calibración ofrece ventajas, tales como establecerla en términos de alguna cantidad de interés que no sea la dosis absorbida, por ejemplo, dosis a tejido o exposición.

La absolutidad de un dosímetro es independiente de su precisión o exactitud.

- **Precisión y exactitud**

La precisión se refiere a la reproducibilidad de las medidas de un dosímetro, se puede estimar a partir de los datos obtenidos en medidas repetidas y usualmente se establece en términos de la desviación estándar, tiene que ver con los errores al azar debidos a:

- Fluctuaciones en las características del instrumento
- Condiciones ambientales
- La naturaleza estocástica de los campos de radiación

La exactitud de las medidas de un dosímetro expresa la proximidad de su valor esperado al valor verdadero de la cantidad medida.

La precisión y la exactitud son características separadas, las medidas pueden ser muy precisas pero inexactas, o viceversa.

- **Intervalo de dosis**

1. Sensibilidad

La sensibilidad de un dosímetro es la respuesta del dosímetro por unidad de dosis. Cuando la dosis que se desea medir, se encuentra en el intervalo en el que el dosímetro es sensible se le llama dosímetro útil.

Cuando la sensibilidad a la dosis es constante, la respuesta del dosímetro es lineal, lo cual es deseable para la calibración y la interpretación.

2. Lecturas de fondo y límite inferior del intervalo

El límite inferior del intervalo de dosis útil puede ser impuesto por:

- El fondo del instrumento

- La capacidad del dosímetro de proporcionar un valor legible de r para la dosis a medir, \bar{D} , cuando la lectura de fondo es despreciable.
- La naturaleza estocástica del campo de radiación

3. Límite superior del intervalo de dosis

El límite superior del intervalo de dosis útil puede ser impuesto por

- Limitaciones del instrumento: lectura fuera de la escala.
- Dosímetro: agotamiento de los átomos, moléculas o entidades de estado sólido (trampas) sobre los que actúa la radiación para producir la lectura.
- Para dosímetros químicos se tienen reacciones competidoras, por los productos de la radiación.
- Daño de los dosímetros por la radiación.

- **Intervalo de rapidez de dosis**

1. Para dosímetros integradores

Cuando un dosímetro es útil para medir la dosis integrada en el tiempo, la lectura no debe depender de la rapidez de dosis.

El límite superior de la independencia con la rapidez de dosis, ocurre cuando las trazas de las partículas cargadas están lo suficientemente cercanas en espacio y tiempo como para que los iones, los pares electrón-agujero o los productos químicos tales como radicales libres interaccionen.

2. Para medidores de rapidez de dosis

La lectura r debe ser proporcional a la rapidez de dosis $\frac{d\bar{D}}{dt}$, o al menos ser una función univaluada de ella.

El límite superior usualmente toma la forma de una clase de saturación.

- **Estabilidad**

1. Antes de la irradiación

Las características de un dosímetro deben ser estables durante el tiempo en que éste se usa. Los factores que pueden causar un cambio gradual en la sensibilidad a la dosis o el fondo del instrumento son: la temperatura, el oxígeno atmosférico, la humedad, la luz, etc.

2. Después de la irradiación

En algunos dosímetros integradores como películas fotográficas, químicos y de estado sólido, la lectura latente puede ser inestable, al sufrir desvanecimiento durante el tiempo transcurrido entre la irradiación y la lectura.

- **Dependencia con la energía**

La dependencia de un dosímetro con la energía es la dependencia de su lectura r , por unidad de la cantidad que se mide, con la energía cuántica o cinética de la radiación. Existen dos usos comunes del término "dependencia con la energía":

1. Dependencia de la lectura del dosímetro por unidad de exposición a rayos γ , con la energía cuántica media o calidad del haz.
2. Dependencia de la lectura del dosímetro por unidad de dosis absorbida en agua, con la energía del haz de fotones o electrones.

2.4. DOSIMETRÍA TERMOLUMINISCENTE (AT.86)

2.4.1. Proceso termoluminiscente

- **Materiales.-** El volumen sensible de un dosímetro termoluminiscente, consiste de una masa pequeña, de entre 1 y 100 mg aproximadamente, de un material dieléctrico cristalino, que contiene activadores adecuados para hacerlo termoluminiscente. Los activadores, que se pueden presentar únicamente en

cantidades de trazas, proporcionan dos tipos de “centros”, o imperfecciones de la red cristalina:

- Trampas para electrones y agujeros, los cuales pueden capturar y mantener a los portadores de carga en un pozo de potencial durante largos períodos de tiempo.
- Centros luminiscentes, localizados en las trampas para electrones o en las trampas para agujeros, los cuales emiten luz cuando los electrones y los agujeros se recombinan en el centro.
- Proceso termoluminiscente

La figura 2.7 muestra el diagrama de niveles de energía del proceso termoluminiscente. (A) Ionización producida por radiación y atrapamiento de electrones y agujeros; (B) Liberación de los electrones debida al calentamiento.

En la etapa (A) se produce un evento de ionización que lleva a un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción, donde migra a una trampa de electrones que es un lugar de la red cristalina en donde falta un ion negativo. El agujero migra hacia una trampa de agujeros. A la temperatura que existe durante la irradiación, (puede ser temperatura ambiente), estas trampas deben ser lo suficientemente profundas (en energía potencial) como para que los electrones o agujeros no se escapen durante largos períodos de tiempo, a menos que un calentamiento deliberado los libere.

En la etapa (B) se observa el efecto del calentamiento, durante el cual suponemos que primero se libera el electrón, es decir, que la trampa de electrones es menos profunda que la del agujero (lo contrario puede ser verdadero). El electrón regresa a la banda de conducción y migra a una trampa para agujeros, la cual se puede suponer que también actúa como un centro luminiscente, o que esta muy cercana a uno. En este caso se emite un fotón. (AT.86)

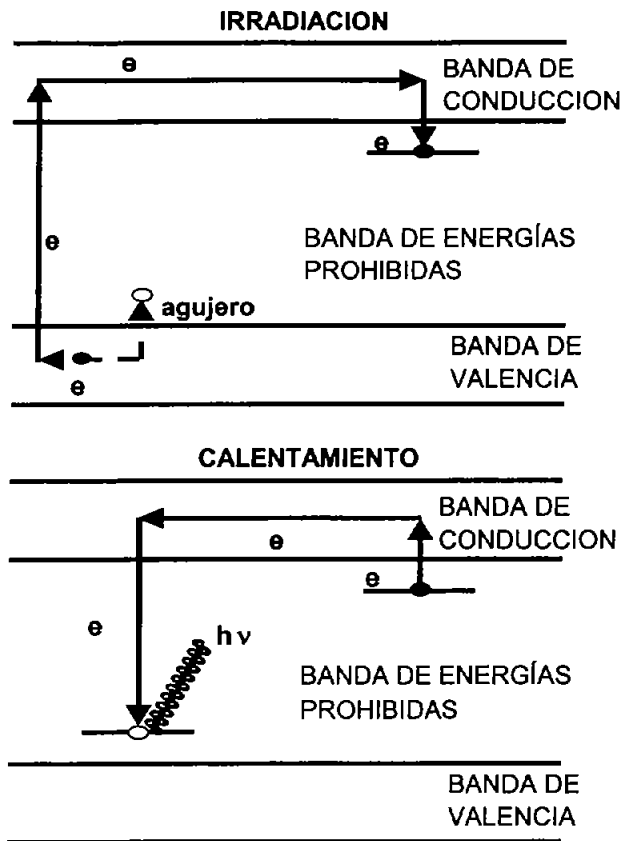


Figura 2.7 Diagrama de niveles de energía del proceso termoluminiscente: (A) Ionización producida por la radiación, y atrapamiento de los electrones y los agujeros; (B) calentamiento para liberar a los electrones permitiendo la producción de luminiscencia.

- **Teoría Randall-Willkins (1945).**- (RA.45) La teoría Randall-Willkins, es una teoría cinética de primer orden, que describe el escape de los portadores de carga a una temperatura $T(K)$, descrita para electrones. Supone que una vez liberados los electrones, la probabilidad de ser reatrapados en una trampa para electrones es cero. Entonces, la probabilidad de escape por unidad de tiempo está dada por:

$$p = \frac{1}{\tau} = \alpha e^{-E/kT}$$

2. 34

donde

p = probabilidad de escape por unidad de tiempo (s^{-1})

τ = vida media en la trampa (s)

E = energía de la profundidad de la trampa (eV)

T = temperatura (K)

k = constante de Boltzman ($k = 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$)

α = factor de frecuencia (s^{-1})

2.4.2. Dosímetros termoluminiscentes (AN. 02)

2.4.2.1. Eficiencia Intrínseca de los dosímetros termoluminiscentes (DTL)

Cuando el DTL es calentado para obtener la medida a relacionar con la dosis, únicamente una pequeña parte de la energía depositada en él, es emitida como luz. La eficiencia intrínseca de un DTL está definida como:

$$\text{Eficiencia TL intrínseca} = \frac{\text{energía de la luz TL emitida} / \text{unidad de masa}}{\text{dosis absorbida}} \quad 2. 35$$

La tabla 2.1 muestra la eficiencia intrínseca para tres diferentes tipos de DTL, en particular, para el TLD-100, que es el dosímetro utilizado en este trabajo.

Los DTL deben ser utilizados bajo condiciones reproducibles para obtener resultados consistentes, considerando que la pequeña fracción de la energía

absorbida que es emitida como luz visible está relacionada con una medida de la dosis total.

Tipo de DTL	Eficiencia intrínseca
LiF:Mg, Ti (TLD-100)	0.039%
CaF ₂ :Mn	0.44%
CaSO ₄ :Mn	1.2%

Tabla 2.1 Eficiencia intrínseca para tres diferentes tipos de DTL (LU 70).

2.4.3. Lector termoluminiscente (TL)

El lector TL es un dispositivo que se utiliza para calentar un DTL y para medir la luz TL emitida por el dosímetro. Está constituido por:

- Un **sistema de calentamiento** del lector TL que consiste en una plancheta que tiene baja capacidad térmica y baja emisión en la región infrarroja.
- Un **sistema detector de luz** que tiene como objetivo principal, concentrar la mayor cantidad de la luz emitida por el material TL sobre el elemento sensible del detector de luz (AZ 99). Para medir cuantitativamente la luz se usa un tubo fotomultiplicador, cuyo fotocátodo está en contacto con el material TL a través de sistemas de lentes, filtros térmicos, capas de agua, tubos de luz, entre otros. El tubo fotomultiplicador (TFM) convierte la señal luminosa en carga eléctrica.
- Un **sistema acondicionador de la señal** que sirve para convertir la señal termoluminiscente que llega al TFM en una señal medible cuantitativamente tal como corriente directa (AZ.99). La corriente de salida del TFM es amplificada y registrada en una computadora personal.
- Una **fuentes de luz de referencia** que se usa para verificar la estabilidad del lector TL y calibrar el sistema de lectura.

Además se tiene un flujo de gas nitrógeno que sirve para reducir y estabilizar la corriente oscura mediante el enfriamiento de la cara frontal del TFM y para suprimir la señal espuria y se usa una entrada regulada de bajo voltaje en el circuito oscilador, puesto que se requiere que la corriente directa a la salida de la fuente de alto voltaje sea constante.

2.5. ABSORCION OPTICA

2.5.1. Espectro de absorción

El espectro de absorción es la gráfica del cambio de la densidad óptica (ΔDO) como función de la longitud de onda. La DO es la resta del logaritmo en base diez de la luz incidente en la muestra menos el logaritmo en base diez la luz transmitida por la misma:

$$DO = \log(I_o) - \log(I) = \log\left(\frac{I_o}{I}\right) \quad 2. 36$$

donde

I es la luz transmitida.

I_o es la luz incidente

El cambio en densidad óptica esta dado por:

$$\Delta DO = DO_I - DO_{SI} \quad 2. 37$$

donde DO_I y DO_{SI} son las densidades ópticas de la muestra irradiada y sin irradiar, respectivamente.

2.5.2. Espectrofotómetro

El espectrofotómetro se utiliza para medir la densidad óptica como función de la longitud de onda, consiste en:

- Dos lámparas, una de halógeno de tungsteno para luz visible y una de deuterio para luz ultravioleta.
- Un monocromador.
- En algunos equipos, el ancho del haz de la luz que sale del monocromador (SBW) se puede variar entre 0.2 y 4 nm.
- Un tubo fotomultiplicador.
- Un intervalo de trabajo en unidades de absorbancia que depende del equipo. En los más modernos se pueden medir hasta 3.5 unidades de absorbancia.
- Portamuestras que consisten en celdas de cuarzo para colocar el material a estudiar.
- Pueden ser analógicos o digitales.

CAPITULO 3. METODO EXPERIMENTAL

3.1. MATERIAL Y EQUIPO

3.1.1. Dosímetros termoluminiscentes

Se utilizaron dosímetros termoluminiscentes de fluoruro de litio dopados con magnesio y titanio, LiF:Mg,Ti comerciales fabricados por Bicron, llamados TLD-100.

3.1.2. Portadosímetros

Durante el horneado de los dosímetros se utilizó un portadosímetro de acero inoxidable con una capacidad de 50 cristales, y durante la irradiación se utilizaron pequeños sobres de papel, uno para cada dosímetro para distinguirlos.

3.1.3. Sistema de tratamiento térmico

Se empleó una mufla Thermoline modelo F47915, de control manual y programable en un intervalo de temperaturas, comprendido entre 100 y 1000 °C.

3.1.4. Sistema de lectura termoluminiscente

Las lecturas de los cristales se realizaron con un equipo automático, marca Harshaw 3500, que tiene una plancheta, donde se coloca el dosímetro, que al ser calentado emite luz, la luz emitida se recibe en un tubo fotomultiplicador (TFM), en el que la señal luminosa se convierte en una señal eléctrica, misma que se integra durante el tiempo total de lectura, obteniéndose una lectura de carga que es proporcional a la luz emitida por el dosímetro.

Un tanque que contiene gas nitrógeno se acopla al equipo de manera que está conectado al módulo de la plancheta y el gas fluye durante el tiempo de calentamiento. La función del nitrógeno es reducir y estabilizar la corriente oscura, que es la corriente del ánodo del TFM generada por éste sin señal luminosa. El gas también ayuda a la filtración de los rayos infrarrojos emitidos por la plancheta, debido al calentamiento de la misma.

El equipo lector TL está acoplado a una computadora que tiene un programa de adquisición de datos (Tidshell). Por medio de éste programa de cómputo se controlan y registran los parámetros de lectura que son la rapidez de calentamiento, el intervalo de temperatura en el que será integrada la señal TL y el tiempo de integración. Se crea un archivo en ASCII que tiene la información del equipo lector y el valor de la carga integrada así como 200 pares de datos con la información de la curva de brillo (temperatura y señal luminosa) de los dosímetros irradiados.

3.1.5. Sistema de lectura del espectro de absorción de los DTL

Se utilizó un espectrofotómetro marca CARY100 para realizar las medidas de los espectros de absorción de los dosímetros, como función de la longitud de onda de la luz absorbida. Este equipo tiene dos portamuestras, sobre los que incide luz visible y ultravioleta en un intervalo de longitudes de onda de 190 a 900 nm, y se obtiene la diferencia en la absorbancia de dos muestras que se han colocado en los portamuestras.

El espectrofotómetro está acoplado a una computadora que tiene instalado el programa de cómputo (Scan) con el cual se obtienen las curvas de la diferencia de la densidad óptica entre las dos muestras usadas, como función de la longitud de onda de la luz absorbida.

3.1.6. Fuente de radiación para la caracterización de dosímetros

Para agrupar los dosímetros termoluminiscentes con respuestas similares se irradiaron a la misma dosis en el irradiador GammaCell del Instituto de Ciencias Nucleares. Se utilizaron dosímetros con respuestas dentro de un $\pm 5\%$ para que las medidas pudieran ser comparadas sin realizar correcciones.

El irradiador GammaCell tiene 24 fuentes de ^{60}Co colocadas en un blindaje de plomo.

3.1.7. Fuente de irradiación para obtener las curvas de absorción y las curvas de brillo de los dosímetros

Para obtener las curvas de absorción y las curvas de brillo de los dosímetros se utilizó el irradiador Gammabeam del Instituto de Ciencias Nucleares, que contiene 15 fuentes de ^{60}Co distribuidas en forma de "L" con una actividad total de 62 kCi en agosto de 1998.

3.2. PROTOCOLO PARA EL MANEJO DE LOS DOSÍMETROS

El protocolo usado en este trabajo, para el manejo de los dosímetros, consiste en:

- Un homeado de una hora a 400 °C y posteriormente otro homeado de dos horas a 100 °C (homeado convencional). También se utilizaron dosímetros homeados solamente una hora a 400 °C, con el fin de observar posibles diferencias en los espectros de absorción.
- Se dejaron enfriar los dosímetros aproximadamente 10 minutos sobre una placa cerámica.
- Luego se empacaron los dosímetros en sobres de papel, etiquetando con el número de dosímetro correspondiente.

- Se midió la densidad óptica (DO) de cada uno de los dosímetros, en el espectrofotómetro, antes de ser irradiados.
- Se irradiaron los dosímetros en el irradiador GammaBeam, a diferentes alturas en las que se conoce la rapidez de dosis.
- Inmediatamente después de haber irradiado los dosímetros, se leyó la DO de cada uno.
- 24 horas después de haber leído la DO de los dosímetros irradiados, se leyó la señal TL con el equipo Harshaw 3500, usando un filtro que disminuye la señal TL en un factor de 5000.

3.3. IRRADIACIÓN DE LOS DOSÍMETROS

Los dosímetros, previamente seleccionados y homeados se colocaron a 6 diferentes alturas en el irradiador GammaBeam para tener 6 dosis en una misma irradiación. Los TLD-100 se irradiaron a dosis entre 280 y 10000 Gy. A cada dosis se expusieron al menos 4 dosímetros.

3.4. MEDIDA DEL ESPECTRO DE ABSORCIÓN

Los espectros de absorción de los dosímetros se obtuvieron con el equipo CARY-100. El material con respecto al cual se mide la diferencia de absorbancia es el aire, y esta diferencia de absorbancia se mide en un intervalo de longitudes de onda desde 200 hasta 900 nm. Se utilizaron diferentes anchos de banda (SBW), es decir el ancho del haz de luz que sale del colimador fue de 0.2, 1, 2 y 4 nm.

La lectura del espectro de absorción se lleva a cabo de la siguiente manera:

- ❖ Se coloca el dosímetro en un portadosímetro, que se pone en la celda 1 del espectrofotómetro.
- ❖ En la celda 2 se coloca otro portadosímetro (sin dosímetro). Esta es la celda del medio de referencia.
- ❖ Se introducen el intervalo de longitudes de onda y el ancho de banda en los que se va a realizar la lectura.

- ❖ Finalmente se obtiene el espectro, que automáticamente se guarda en la computadora, al acabar la lectura.

El espectro se midió para cada dosímetro antes y después de ser irradiado.

Los espectros de absorción que se muestran en este trabajo (capítulo 4, sección 4.1), se obtuvieron de la resta de los espectros de absorción de cada dosímetro irradiado, menos el espectro del mismo dosímetro sin irradiar.

El cambio de la densidad óptica (ΔDO), es la resta de la densidad óptica de los dosímetros irradiados, menos la de los dosímetros sin irradiar, para una longitud de onda dada.

Una vez obtenidos los espectros de absorción, se utilizó el programa Origin para conocer la longitud de onda a la que se encontraban los picos de absorción, es decir, para saber las energías de la luz correspondientes a los picos de absorción.

Una vez obtenidos los picos de absorción, se hizo una gráfica de éstos como función de la dosis.

3.5. MEDIDA DE LA SEÑAL TERMOLUMINISCENTE

Después de haber leído el espectro de absorción de los dosímetros, se obtuvieron las curvas de brillo con el lector termoluminiscente Harshaw 3500 a una rapidez de calentamiento de 10 °C/s calentando desde temperatura ambiente hasta 400 °C.

Uno de los mayores problemas cuando se hace dosimetría termoluminiscente es que la curva de brillo de muchos de los materiales utilizados está compuesta de varios picos. En el caso de LiF:Mg,Ti (TLD-100) se han observado hasta 14

picos entre 60 y 400 °C (HO.84), cada uno de ellos puede tener distintas características dosimétricas y su intensidad relativa depende de varios factores como son la dosis, el tratamiento térmico de los dosímetros anterior y posterior a la irradiación, etc.

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

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

o

$$P_i(X) = I_m \exp [1 + W_i (X - X_0) - \exp (W_i (X - X_0))]]$$

donde I_m es la altura del pico i , T_m es la temperatura del máximo de la curva de brillo, T_i es la temperatura, $\Delta T_i = T_i - T_m$, E_i es la energía de activación del i -ésimo pico, k es la constante de Boltzmann, $w_i = E_i/kT_m^2$ es un parámetro que está relacionado con el ancho de la curva de brillo a la mitad de la altura, $\omega = 2.44/W_i$, X_0 es la posición del pico i (canal, temperatura o tiempo) y X es la variable independiente.

La curva de brillo tiene la forma

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

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

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

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

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

Con el software de deconvolución se resta la señal de fondo, y luego se escoge restar la señal del pico 2 antes de hacer la deconvolución, o bien incluirlo en ella.

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

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

Todas las deconvoluciones se realizaron con la segunda opción y restando la señal del pico 2 antes de hacerlas. Los parámetros usados fueron proporcionados por la M. en C. Guerda Massillon, (MA.04). Los datos de salida del programa son la posición, el ancho y el área de cada uno de los picos incluidos en la deconvolución, así como el FOM del ajuste. Se observan en el monitor de la PC la curva de brillo experimental, las curvas teóricas de cada pico y su suma. El área de los picos es usada como su respuesta termoluminiscente (señal TL del pico).

En la deconvolución de las curvas de brillo de TLD-100 expuestos a rayos γ , para los dos hornados se mantuvieron fijos el ancho y la posición, con respecto

a la del pico 5, de los picos 6a, 6b, 7, 8 y 9. Para los picos 3, 4 y 5 se dejaron libres el ancho y el valor de la temperatura (posición) a la que ocurre el máximo de intensidad TL. En la tabla 3.1 se enlistan los valores de los parámetros utilizados en la deconvolución de las curvas de brillo de los TLD-100 para los dos hornados. El signo menos indica que el parámetro es libre, la posición de los picos 6a, 6b y 7 se da con respecto a la del pico 5, y la de los picos 8 y 9 con respecto a la del pico 7.

Pico	$T_{\text{máx}}$ (°C)	FWHM (°C)
Horneado: 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C		
3	- 179	- 40
4	- 214	25
5	- 234	27.34
6 ^a	p5 + 15	30
6b	p5 + 38	30
7	p5 + 64	38
8	p7 + 25	38
9	p7 + 60	38
Horneado: 1 h a 400 °C		
3	- 179	- 30
4	- 214	30
5	- 234	27.34
6 ^a	p5 + 15	30
6b	p5 + 38	30
7	p5 + 64	38
8	p7 + 25	38
9	p7 + 60	38

Tabla 3.1 Parámetros de la deconvolución de la curva de brillo de TLD-100 expuestos a rayos γ y de ^{60}Co .

CAPITULO 4. RESULTADOS

En este capítulo se presentan los espectros de absorción, las curvas de brillo y el cambio en la densidad óptica para tres picos del espectro de absorción y la señal termoluminiscente como función de la dosis para TLD-100 irradiados con rayos y de ^{60}Co a altas dosis. El conocimiento de estas medidas es importante para determinar si ocurren procesos competitivos, entre las trampas para electrones, los centros luminiscentes y centros competidores, significativos en la etapa de absorción de la energía depositada por la radiación y/o en el proceso de recombinación durante la etapa de calentamiento del dosímetro

4.1 Espectros de absorción

En las figuras 4.1 y 4.2 se presentan los espectros de absorción de los TLD-100 para los tratamientos de homeado de 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C y de 1 h a 400 °C, respectivamente. Los espectros de la figura 4.1 comprenden dosis entre 282 y 10000 Gy y los espectros de la figura 4.2 comprenden dosis entre 282 y 8400 Gy.

En las figuras 4.1 y 4.2 se observan picos de absorción en 442, 307 y 254 nm aproximadamente. El pico en 254 nm está bien definido para todas las dosis y conforme la dosis aumenta, el pico también aumenta. El pico en 307 nm está bien definido a bajas dosis y casi no se observa a altas dosis. El pico en 442 nm se observa a dosis altas, y a dosis bajas no se observa (menores que 2400 Gy).

Comparando los espectros de absorción para los dos homeados se observa que los picos de absorción en 307 y 442 nm, de los dosímetros homeados 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C están mejor definidos que para los dosímetros homeados de 1 h a 400 °C.

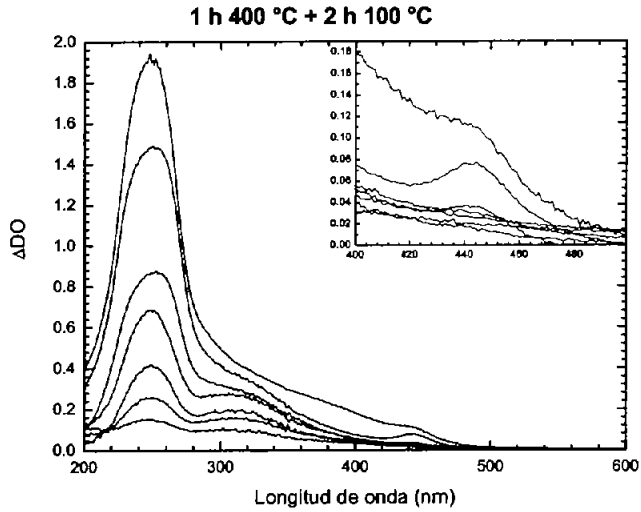


Figura 4.1 Espectros de absorción de dosímetros TLD-100 homeados durante 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C, irradiados a 280, 1020, 2430, 4300, 6200, 8400 y 10000 Gy.

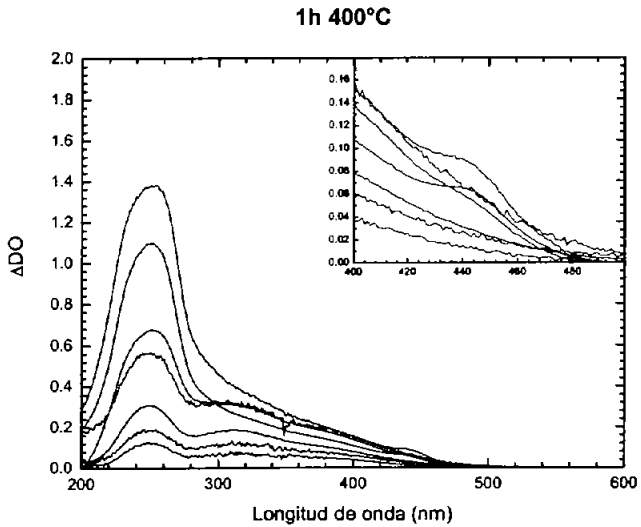


Figura 4.2 Espectros de absorción de TLD-100 homeados durante 1h a 400 °C expuestos a 280, 540, 1020, 2430, 4300, 6600 y 8400 Gy.

4.2 Densidad óptica como función de la dosis para los diferentes picos del espectro de absorción

En las tablas 4.1, 4.2 y 4.3 se presentan, para cada pico de absorción, la dosis y el cambio de la densidad óptica (ΔDO), medidos para los diferentes anchos de banda, medidos para los dosímetros horneados 1 h a 400°C + 2 h a 100°C. La incertidumbre corresponde a una desviación estándar.

Dosis(Gy)	ΔDO			
	Ancho de Banda (SBW) (nm)			
	0.2	1	2	4
282 ± 7	0.13 ± 0.01		0.14 ± 0.02	
440 ± 10			0.130	
540 ± 20	0.20 ± 0.04		0.20 ± 0.06	
730 ± 20			0.20 ± 0.04	
1020 ± 20	0.31 ± 0.03	0.26 ± 0.05	0.28 ± 0.05	0.32 ± 0.09
1080 ± 30			0.32 ± 0.02	
1620 ± 50			0.474	
1720 ± 40			0.33 ± 0.01	
2430 ± 60	0.68 ± 0.09		0.6 ± 0.2	
2580 ± 60			0.77 ± 0.01	
4300 ± 100	1.11 ± 0.09	1.0 ± 0.2	1.1 ± 0.3	1.18 ± 0.09
4700 ± 100			1.3 ± 0.1	
6200 ± 200	1.3 ± 0.2	1.3 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.8 ± 0.3
6600 ± 200	0.7 ± 0.2	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.3	1.1 ± 0.2
7000 ± 300			1.432	
8400 ± 300	1.2 ± 0.2	1.3 ± 0.4	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.3

Tabla 4.1 Dosis y ΔDO , medidos para los diferentes anchos de banda, de TLD-100 horneados 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C obtenidos para el pico de absorción a 254 nm.

Dosis (Gy)	ΔDO			
	Ancho de Banda (SBW) (nm)			
	0.2	1	2	4
282 ± 7	0.085 ± 0.006		0.09 ± 0.02	
440 ± 10			0.100	
540 ± 20	0.13 ± 0.02		0.14 ± 0.04	
730 ± 20			0.12 ± 0.02	
1020 ± 20	0.18 ± 0.01	0.15 ± 0.03	0.16 ± 0.02	0.18 ± 0.05
1080 ± 30			0.17 ± 0.01	
1620 ± 50			0.225	
1720 ± 40			0.30 ± 0.01	
2430 ± 60	0.32 ± 0.07		0.29 ± 0.09	
2580 ± 60			0.31 ± 0.01	
4300 ± 100	0.35 ± 0.04	0.34 ± 0.06	0.34 ± 0.06	0.35 ± 0.03
6200 ± 200	0.36 ± 0.02	0.36 ± 0.03	0.33 ± 0.06	0.319
6600 ± 200	0.26 ± 0.07	0.4 ± 0.1	0.39 ± 0.09	0.38 ± 0.09
8400 ± 300	0.36 ± 0.04	0.38 ± 0.03	0.36 ± 0.05	0.4 ± 0.05

Tabla 4.2 Dosis y ΔDO , medidos para los diferentes anchos de banda, de TLD-100 homeados 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C, obtenidos para el pico a 307 nm.

En las tablas 4.4, 4.5 y 4.6 se presentan, para cada pico de absorción, la dosis y el cambio de la densidad óptica (ΔDO) para los diferentes anchos de banda medidos para los dosímetros homeados 1 h a 400°C. La incertidumbre corresponde a una desviación estándar.

Dosis(Gy)	ΔDO			
	Ancho de Banda (SBW) (nm)			
	0.2	1	2	4
2430 \pm 60	0.04 \pm 0.02		0.03 \pm 0.02	
2580 \pm 60			0.031 \pm 0.001	
4300 \pm 100	0.06 \pm 0.02	0.05 \pm 0.02	0.05 \pm 0.02	0.05 \pm 0.02
4650 \pm			0.08 \pm 0.01	
6200 \pm 200	0.044 \pm 0.008	0.05 \pm 0.02	0.039 \pm 0.004	0.035
6600 \pm 200	0.06 \pm 0.02	0.08 \pm 0.02	0.07 \pm 0.02	0.08 \pm 0.02
8400 \pm 300	0.078 \pm 0.004	0.075 \pm 0.003	0.071 \pm 0.008	0.07 \pm 0.01
10000 \pm 800			0.106 \pm 0.007	

Tabla 4.3 Dosis y ΔDO , medidos para los diferentes anchos de banda, de TLD-100 homeados 1 h a 400°C + 2 h a 100°C, obtenidos para el pico de absorción a 442 nm.

Dosis (Gy)	ΔDO			
	Ancho de banda (SBW) (nm)			
	0.2	1	2	4
282 \pm 7	0.137 \pm 0.009			
540 \pm 20	0.22 \pm 0.03			
1020 \pm 20	0.29 \pm 0.02	0.27 \pm 0.04	0.264 \pm 0.008	0.27 \pm 0.03
2430 \pm 60	0.7 \pm 0.1			
4300 \pm 100	1.10 \pm 0.04	0.9 \pm 0.2	1.085 \pm 0.005	1.081
6200 \pm 200	1.5 \pm 0.3	1.0 \pm 0.1	1.0 \pm 0.1	0.9 \pm 0.1
6600 \pm 200	0.614	1.3 \pm 0.1	1.4 \pm 0.3	1.098 \pm 0.003
8400 \pm 300	1.4 \pm 0.3	1.4 \pm 0.2	1.1 \pm 0.1	1.1 \pm 0.2

Tabla 4.4 Dosis y ΔDO , medidos para los diferentes anchos de banda, de TLD-100 homeados 1 h a 400°C, obtenidos para el pico de absorción a 254 nm.

Dosis (Gy)	ΔDO			
	Ancho de Banda (SBW) (nm)			
	0.2	1	2	4
282 ± 7	0.088 ± 0.005			
540 ± 20	0.15 ± 0.01			
1020 ± 20	0.17 ± 0.02	0.16 ± 0.03	0.155 ± 0.008	0.163 ± 0.005
2430 ± 60	0.37 ± 0.04			
4300 ± 100	0.388 ± 0.009	0.37 ± 0.06	0.41 ± 0.01	0.392
6200 ± 200	0.43 ± 0.04	0.41 ± 0.07	0.41 ± 0.05	0.30 ± 0.04
6600 ± 200	0.316	0.4 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.37 ± 0.09
8400 ± 300	0.414 ± 0.01	0.41 ± 0.03	0.40 ± 0.02	0.39 ± 0.03

Tabla 4.5 Dosis y ΔDO , medidos para los diferentes anchos de banda, de TLD-100 horneados 1 h a 400°C, obtenidos para el pico de absorción a 307 nm.

Dosis (Gy)	ΔDO			
	Ancho de banda (SBW) (nm)			
	0.2	1	2	4
2430 ± 60	0.064			
4300 ± 100	0.074 ± 0.001	0.07 ± 0.01	0.074 ± 0.001	0.068
6200 ± 200	0.082 ± 0.006	0.08 ± 0.01	0.08 ± 0.02	0.068 ± 0.004
6600 ± 200	0.07 ± 0.01	0.09 ± 0.02	0.10 ± 0.01	0.08 ± 0.02
8400 ± 300	0.083 ± 0.007	0.08 ± 0.02	0.077 ± 0.007	0.076 ± 0.008

Tabla 4.6 Dosis y ΔDO , medidos para los diferentes anchos de banda, de TLD-100 horneados 1 h a 400°C, obtenidos para el pico de absorción a 442 nm.

Las gráficas del ΔDO como función de la dosis, medidas para los diferentes anchos de banda, para los picos en 254, 307 nm y 442 nm, obtenidas para los dosímetros hornados 1 h a 400°C + 2 h a 100°C se muestran en la figura 4.3.

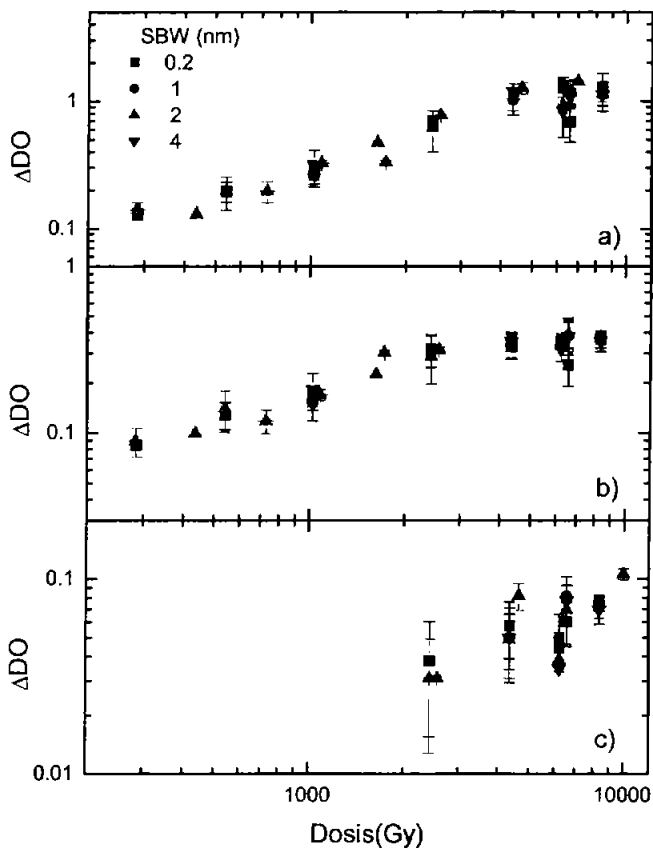


Figura 4.3 ΔDO como función de la dosis para los diferentes picos del espectro de absorción de TLD-100 irradiado con rayos γ de ^{60}Co , hornados 1 h a 400°C + 2 h a 100°C. a) pico en 254 nm, b) pico a 307 nm y c) pico en 442 nm.

Las gráficas del ΔDO como función de la dosis, medidas para los diferentes anchos de banda para los picos en 254, 307 y 442 nm, respectivamente, obtenidas para los dosímetros homeados 1 h a 400°C se muestran en la figura 4.4.

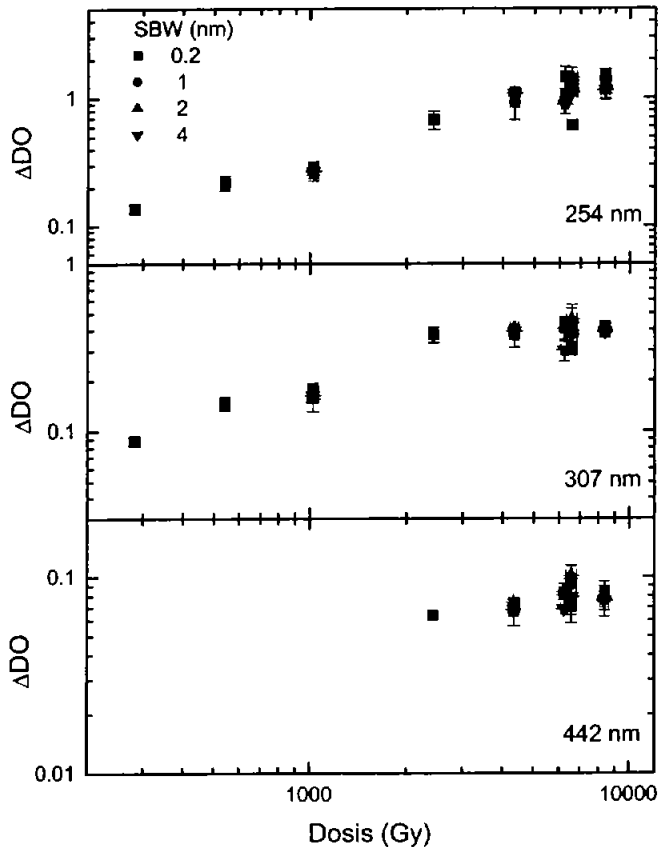


Figura 4.4 ΔDO como función de la dosis para los diferentes picos del espectro de absorción de TLD-100 irradiado con rayos γ de ^{60}Co , homeados 1 h a 400°C. a) pico a 254 nm, b) pico a 307nm y c) pico a 442 nm.

De las figuras 4.3 y 4.4 se observa que no hay una diferencia significativa entre las medidas obtenidas usando diferentes anchos de banda del haz incidente.

En las tablas 4.7 y 4.8 se presentan la dosis y el promedio de las medidas del ΔDO , obtenidas para los diferentes anchos de banda, para los tres picos del espectro de absorción para los dosímetros horneados 1 h a 400°C + 2 h a 100°C y 1 h a 400°C, respectivamente. La incertidumbre corresponde a una desviación estándar.

Dosis(Gy)	ΔDO		
	442 nm	307 nm	254 nm
282 ± 7		0.09 ± 0.01	0.13 ± 0.02
440 ± 10	0.010	0.100	0.130
540 ± 20	0.023 ± 0.007	0.13 ± 0.03	0.20 ± 0.04
730 ± 20	0.02 ± 0.01	0.12 ± 0.02	0.20 ± 0.04
1020 ± 20	0.02 ± 0.01	0.17 ± 0.03	0.055
1080 ± 20	0.03 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.33 ± 0.02
1620 ± 20	0.016	0.22466	0.47435
1720 ± 20	0.053 ± 0.007	0.30 ± 0.01	0.6 ± 0.1
2430 ± 60	0.03 ± 0.02	0.32 ± 0.08	0.7 ± 0.2
2580 ± 60	0.031 ± 0.002	0.31 ± 0.01	0.77 ± 0.01
4300 ± 100	0.05 ± 0.02	0.35 ± 0.05	1.1 ± 0.2
4700 ± 100	0.08 ± 0.01	0.38 ± 0.03	1.3 ± 0.1
6200 ± 200	0.04 ± 0.01	0.35 ± 0.04	1.2 ± 0.3
6600 ± 200	0.07 ± 0.02	0.4 ± 0.1	1.1 ± 0.3
7000 ± 200	0.07531	0.403	1.43
8400 ± 300	0.073 ± 0.007	0.37 ± 0.04	1.2 ± 0.3
10000 ± 800	0.106 ± 0.007		

Tabla 4.7 Dosis y promedio del cambio en la densidad óptica, de las medidas realizadas a diferentes anchos de banda, para los tres picos del espectro de absorción, de TLD-100 horneados 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C.

Dosis (Gy)	ΔDO		
	254 nm	307 nm	442 nm
282 ± 7	0.137 ± 0.009	0.088 ± 0.005	
540 ± 20	0.22 ± 0.03	0.15 ± 0.01	0.028 ± 0.004
1020 ± 20	0.27 ± 0.03	0.16 ± 0.02	0.029 ± 0.008
2430 ± 60	0.8 ± 0.1	0.37 ± 0.04	0.064
4300 ± 100	1.0 ± 0.2	0.39 ± 0.04	0.071 ± 0.007
6200 ± 200	1.0 ± 0.2	0.38 ± 0.06	0.08 ± 0.01
6600 ± 200	1.2 ± 0.3	0.4 ± 0.1	0.09 ± 0.02
8400 ± 300	1.2 ± 0.3	0.40 ± 0.03	0.08 ± 0.01

Tabla 4.8 Dosis y promedio del ΔDO , de las medidas realizadas a diferentes anchos de banda, para los tres picos del espectro de absorción, correspondientes a TLD-100 homeados 1 h a 400 °C.

Las figuras 4.5 y 4.6 muestran el ΔDO como función de la dosis, y corresponden a los datos de las tablas 4.7 y 4.8, respectivamente.

Al cambio en la densidad óptica como función de la dosis se le puede ajustar una función de la forma, (Ho.01):

$$\Delta DO = \Delta DO_{\max} \left[1 - e^{-\beta D} \right] \quad 4.1$$

donde

ΔDO_{\max} es el cambio en la densidad óptica máximo obtenido en la región de saturación y β es llamada la constante de dosis de llenado.

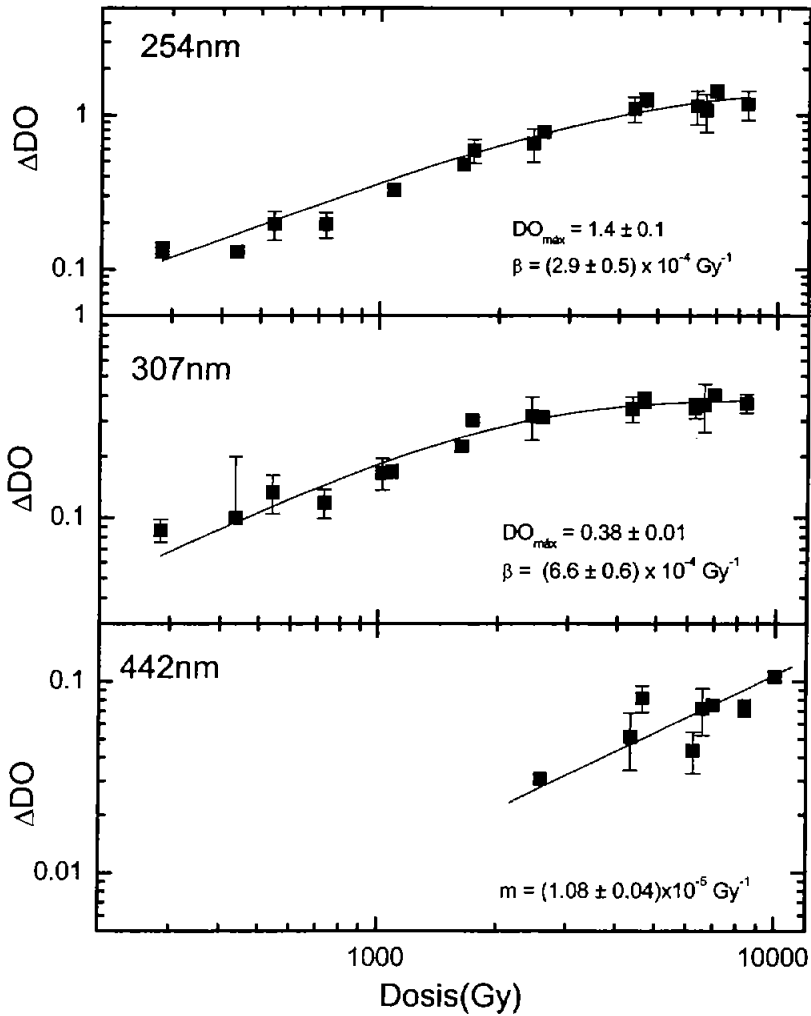


Figura 4.5 Promedio del ΔDO , obtenido para los diferentes anchos de banda, como función de la dosis para los 3 picos del espectro de absorción medido para TLD-100 homeado 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C.

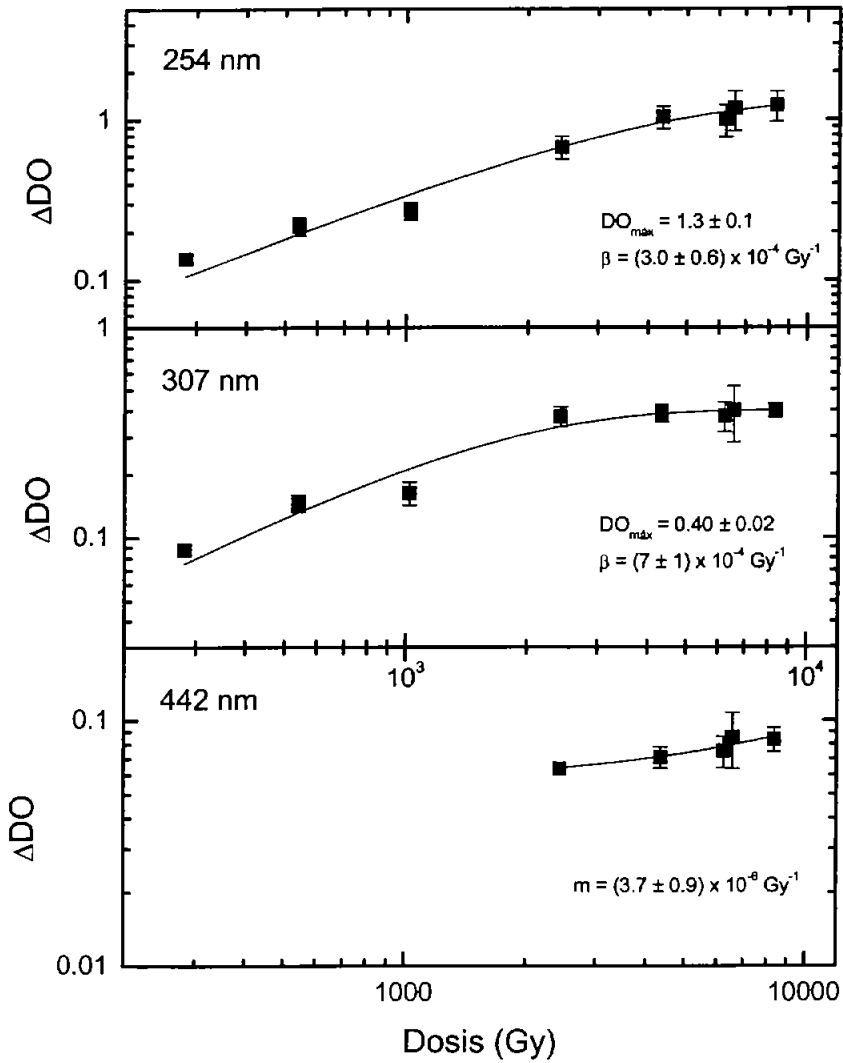


Figura 4.6 Promedio del ΔDO de los diferentes anchos de banda como función de la dosis para los 3 picos del espectro de absorción medido para TLD-100 horneado 1 h a 400 °C.

De las figuras 4.5 y 4.6 se observa que para el pico a 254 nm la curva es lineal-sublineal, para ambos hornados, encontrándose que no hay diferencias significativas entre los valores de β , iguales a $(2.9 \pm 0.5) \times 10^{-4} \text{ Gy}^{-1}$ y $(3.0 \pm 0.6) \times 10^{-4} \text{ Gy}^{-1}$, obtenidos para los hornados de 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C y 1 h a 400 °C, respectivamente. Para el pico a 307 nm la curva es sublineal, para los dos hornados, obteniéndose también que no hay una diferencia significativa entre los valores de β , iguales a $(6.6 \pm 0.6) \times 10^{-4} \text{ Gy}^{-1}$ y $(7 \pm 1) \times 10^{-4} \text{ Gy}^{-1}$, obtenidos para los hornados de 1 h a 400 °C + 2 h 100 °C y 1 h a 400 °C, respectivamente. Para el pico a 442 nm la respuesta es lineal con una pendiente de $(1.08 \pm 0.04) \times 10^{-5} \text{ Gy}^{-1}$ y $(3.7 \pm 0.9) \times 10^{-6} \text{ Gy}^{-1}$, obtenidos para los hornados de 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C y 1 h a 400 °C, respectivamente. La pendiente obtenida para TLD-100 hornados 1 h a 400 °C es el 34% de la obtenida cuando se realiza el hornado completo.

4.3 Curvas de brillo

Las figuras 4.7 y 4.8 muestran las curvas de brillo de TLD-100 irradiado con rayos gamma de ^{60}Co , a diferentes dosis obtenidas para los tratamientos térmicos de 1 h a 400 °C + 2 h a 10 °C y para 1 h a 40 °C, respectivamente.

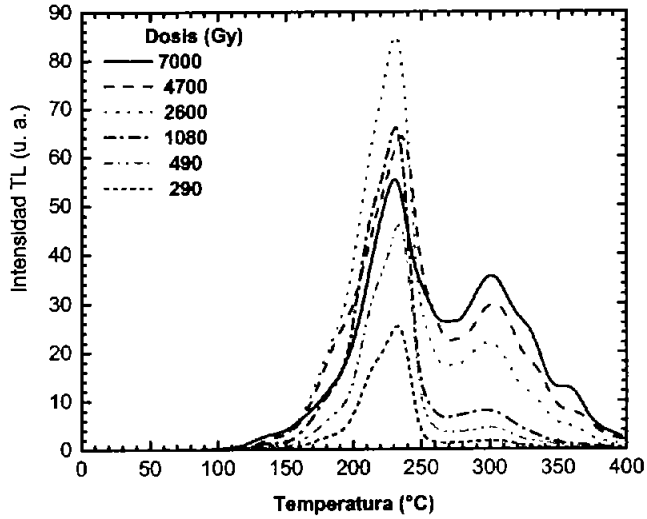


Figura 4.7 Curvas de brillo, para diferentes dosis, de los dosímetros irradiados con rayos γ y de ^{60}Co hornados 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C.

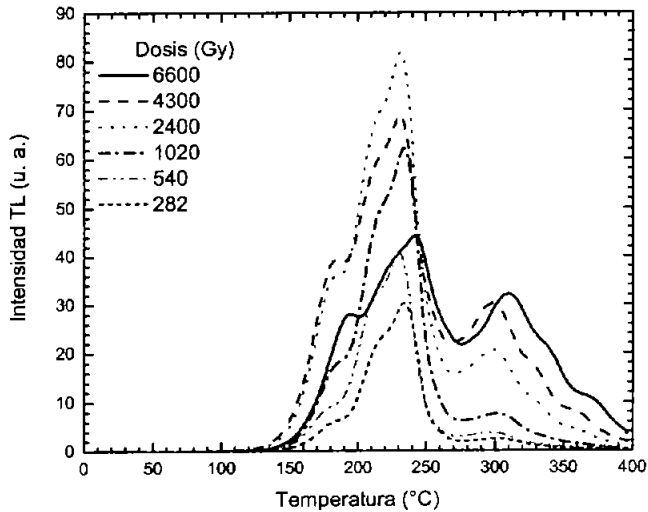


Figura 4.8 Curvas de brillo para diferentes dosis de los dosímetros irradiados con rayos γ y de ^{60}Co hornados 1 h a 400 °C.

En la figuras 4.7 y 4.8 se observa que el pico 5, que se encuentra a aproximadamente 230 °C, es más alto que el pico 7 que se encuentra a aproximadamente 310 °C para todas las curvas de brillo. La señal del pico 5 (área bajo el pico) es entre 10 y 1.6 veces mayor que la del pico 7 para las dosis entre 282 y 4300 Gy, a 6600 Gy la señal del pico 5 es del orden de la del pico 7, a dosis mayores la señal del pico 7 aumenta con respecto a la del 5 siendo 1.1 mayor a 10000Gy.

Comparando las figuras 4.7 y 4.8 se observa que la intensidad TL de los picos de baja temperatura (menor que 230 °C) es mayor para las curvas de brillo de TLD-100 horneado 1 h a 400 °C que la obtenida cuando se utiliza el horneado de 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C.

En las figuras 4.9 y 4.10 se muestra la deconvolución de las curvas de brillo de TLD-100 en sus picos componentes para los horneados de 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C y 1 h a 400 °C, respectivamente.

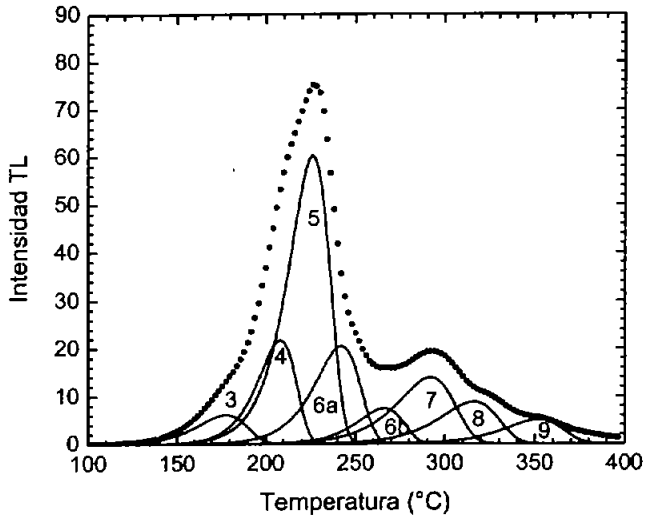


Figura 4.9 Deconvolución de la curva de brillo de TLD-100 homeado 1 h a 400 °C + 2h a 100 °C e irradiado con rayos γ de ^{60}Co a 2400 Gy.

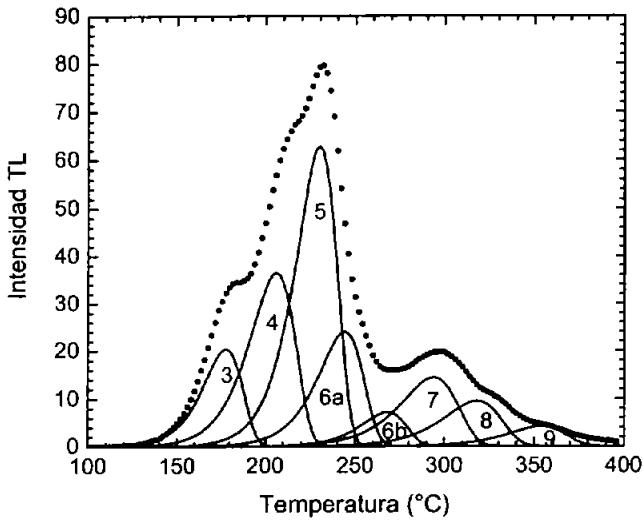


Figura 4.10 Deconvolución de la curva de brillo de TLD-100 homeado 1 h a 400 °C e irradiado con rayos γ de ^{60}Co a 2400 Gy.

4.4 Respuesta termoluminiscente como función de la dosis

Las tablas 4.9 y 4.10 muestran la dosis y la señal TL (área bajo la curva), para los TLD-100 homeados 1 h a 400°C + 2 h a 100°C y 1 h a 400°C, respectivamente.

Dosis (Gy)	STL (μC)
282 \pm 7	0.6 \pm 0.1
440 \pm 10	0.80 \pm 0.03
490 \pm 10	1.09 \pm 0.03
540 \pm 20	0.95 \pm 0.07
730 \pm 20	1.2 \pm 0.1
1020 \pm 20	1.6 \pm 0.1
1080 \pm 20	1.9 \pm 0.2
1620 \pm 50	2.52 \pm 0.06
1720 \pm 40	2.5 \pm 0.2
2430 \pm 60	2.49 \pm 0.02
2580 \pm 60	2.937 \pm 0.004
4300 \pm 100	2.71 \pm 0.08
4700 \pm 100	3.0 \pm 0.1
6600 \pm 200	2.83 \pm 0.08
7000 \pm 300	3.3 \pm 0.4
10000 \pm 800	2.49 \pm 0.02

Tabla 4.9 Dosis y señal TL de los TLD-100 homeados 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C. La incertidumbre corresponde a una desviación estándar.

Dosis (Gy)	STL (μC)
282 ± 7	0.786 ± 0.001
540 ± 20	1.07 ± 0.03
1020 ± 20	1.81 ± 0.05
2430 ± 60	3.11 ± 0.05
4300 ± 100	3.39 ± 0.03
6600 ± 200	2.80 ± 0.04

Tabla 4.10 Dosis y señal TL de los dosímetros horneados 1 h a 400 °C. La incertidumbre corresponde a una desviación estándar.

En la figura 4.11 se muestran las medidas de la señal TL como función de la dosis para los dosímetros horneados 1 h 400 °C + 2 h 100 °C y 1 h 400 °C.

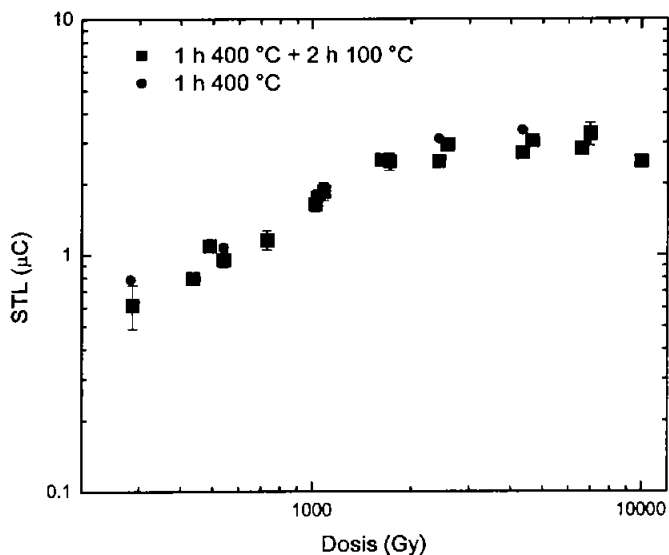


Figura 4.11 Señal TL como función de la dosis para TLD-100 obtenida para los dos horneados.

En general, la señal TL obtenida para los TLD-100 hornados 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C es menor que la correspondiente al hornado de 1 h a 400 °C, las diferencias varían entre 5 y 25% teniéndose una mayor diferencia a 2430 y 4600 Gy. A 6600 Gy no hay diferencias significativas.

En la figura 4.12 se observa la señal TL de los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100 contra la dosis para los dos hornados. Los símbolos sólidos y abiertos corresponden a las medidas de la respuesta de los picos 5 (cuadrados) y 7 (círculos) de la curva de brillo de TLD-100 hornados 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C y 1 h a 400 °C, respectivamente; y los triángulos a las medidas reportadas en la referencia (Ga.96) que se incluyen para poder observar que, para los picos 5 y 7, las medidas realizadas en este trabajo, están en las regiones supralineal y sublineal. La recta indica una respuesta lineal.

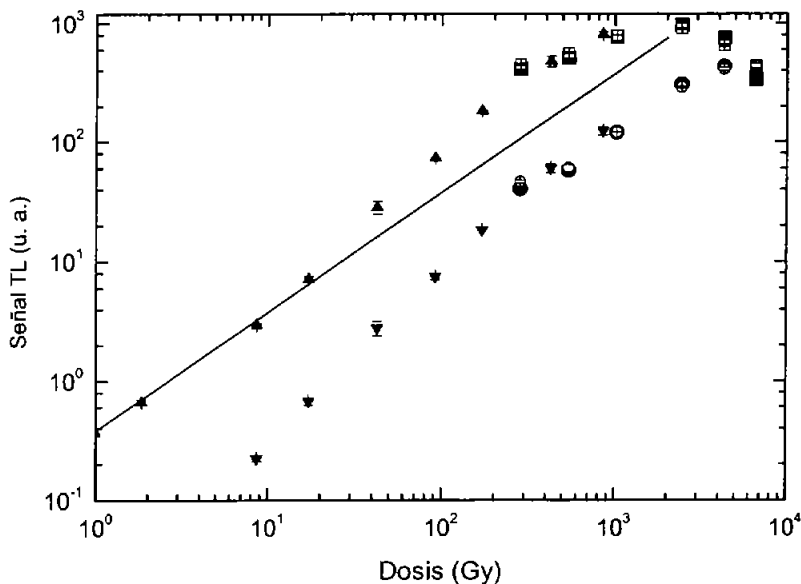


Figura 4.12 Señal TL de los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100 hornado 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C, irradiado con rayos y de ^{60}Co , como función de la dosis. La línea corresponde a una respuesta lineal.

La señal del pico 5 fue mayor para el horneado completo que para el horneado de 1 h a 400 °C cuando los TLD-100 fueron irradiados a dosis entre 282 y 1022 Gy (de 5% a 3%) y a 6600 Gy (20%). Para las dosis de 2430 y 4300 Gy la señal del pico 5 es 8% y 16% menor, respectivamente, para el horneado completo que para el horneado de 1 h a 400 °C.

No hay diferencias significativas entre la señal del pico 7 obtenida para los dos hornados en el intervalo de dosis estudiado excepto par 6600 Gy en donde la señal obtenida para el horneado completo es aproximadamente 10% mayor que la obtenida cuando los TLD-100 fueron hornados 1 h a 400 °C.

La diferencia en las señales de los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100 obtenida cuando se utilizan los diferentes tratamientos térmicos puede deberse a las diferencias en las curvas de brillo obtenidas (ver figuras 4.7 y 4.8) así como a los distintos parámetros utilizados para los picos 3 y 4 durante su deconvolución (Tabla 3.1).

CAPITULO 5. CONCLUSIONES

Para los dosímetros TLD-100 se observan tres picos en los espectros de absorción a 254 nm, 307 nm y 442 nm que corresponden a energías de 5.0 eV, 4.0 eV y 2.8 eV, respectivamente.

El pico a 254 nm está bien definido para todas las dosis entre 280 Gy y 8400 Gy, mientras que para el pico a 307 nm se tiene que para dosis entre 280 Gy y 2430 Gy está mejor definido que a dosis altas, entre 4300 Gy y 8400 Gy. El pico a 442 nm se observa a dosis mayores que 2400 Gy.

Los picos de absorción óptica de los TLD-100 horneados durante 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C y durante 1 h a 400 °C están localizados a las mismas longitudes de onda y tienen el mismo comportamiento.

Cuando se usan diferentes anchos de banda no se observan diferencias significativas en el ΔDO medido para los dosímetros irradiados a la misma dosis. Esto se observa para los dos tratamientos térmicos utilizados en la preparación de los TLD-100.

El ΔDO como función de la dosis para el pico a 254 nm (5.0 eV) tiene un comportamiento lineal-sublineal, encontrándose que no hay diferencias significativas entre los valores de la constante de llenado de las trampas obtenidos para los dosímetros horneados durante 1 h a 400 °C + 2 h a 100 °C y durante 1 h a 400 °C. Para el pico a 307 nm (4.0 eV) el ΔDO tiene un comportamiento sublineal obteniéndose también que no hay una diferencia significativa entre los valores de β obtenidos para los TLD-100 horneados 1 h a 400 °C + 2 h 100 °C y 1 h a 400 °C. Para el pico a 442 nm (2.8 eV) el ΔDO tiene un comportamiento lineal teniéndose que la pendiente obtenida para TLD-100 horneados 1 h a 400 °C es el 34% de la obtenida cuando se realiza el horneado completo.

El valor de β medido para la banda de absorción a 4.0 eV es 30% menor que el reportado en la literatura y no teniéndose diferencias significativas entre los dos valores obtenidos para la banda a 5.0 eV. Las medidas tienen una desviación estándar de alrededor del 10%.

Para las curvas de brillo se tiene que la intensidad del pico 5 es mayor que la del pico 7 a dosis entre 280 Gy y 1020 Gy, para los dos homeados. A partir de 2400 Gy el pico 7 empieza a tener una mayor contribución.

La STL como función de la dosis para los picos 5 y 7 obedece un comportamiento supralineal- sublineal.

La diferencia en las señales de los picos 5 y 7 de la curva de brillo de TLD-100 obtenida cuando se utilizan los diferentes tratamientos térmicos puede deberse a las diferencias en las curvas de brillo obtenidas así como a los distintos parámetros utilizados para los picos 3 y 4 durante su deconvolución.

Debido a que el cambio en la densidad óptica como función de la dosis es lineal para la banda de absorción en 2.8 eV, ésta puede ser un centro de atrapamiento de un impacto. Es necesario extender las medidas a dosis más altas para determinar si la respuesta tiene una región supralineal que indique que es un centro de dos impactos.

Una posible explicación de que la respuesta termoluminiscente de TLD-100 irradiado con rayos γ y de ^{60}Co tenga una región de respuesta supralineal es que se deba principalmente a los procesos competitivos que ocurren en la etapa de recombinación (durante el calentamiento del dosímetro) ya que el ΔDO , que está relacionado con el relleno de trampas durante el proceso de absorción de la radiación en el dosímetro, como función de la dosis es sublineal y lineal-sublineal para las bandas de absorción a 4.0 eV y 5.0 eV, respectivamente, y la señal TL de los picos 5 y 7 tiene una respuesta supralineal-sublineal en el mismo intervalo de dosis.

REFERENCIAS

- AN.02** Angeles Zaragoza Santiago Oscar, 2002, Medición de la dosis en el exterior de la cámara de irradiación del gammabeam del Instituto de Ciencias Nucleares, Tesis Profesional, Facultad de Ciencias, UNAM.
- AT.86** Attix, F. H., 1986, Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, John Wiley and Sons Inc.
- AZ.99** Azorín, N. J., 1999, La Aplicación de la Dosimetría Termoluminiscente en Medicina. Notas del Curso impartido en CICATA, IPN.
- BO.99** Bos, A. J. J., de Haas, J. T. M., Fedorov, A. V. and van Veen, A., 1999, Optical absorption bands in LiF:Mg, Ti alter irradiation with gamma rays and alpha particles. *Radiat. Prot. Dosim.* **84**, 13-16.
- CA.68** Cameron, J. R., Suntharalingam, N. and Kenney, G., 1968, Thermoluminescent dosimetry, Wisconsin Press.
- GA.68** Garfinkel S. B., Mann Wilfrid B., Radiactividad y su medida, pp.1-38, Editorial Reverté Mexicana, 1968.
- Ga.96** Gamboa de Buen María Isabel, 1996, Medida de la respuesta termoluminiscente (eficiencia y supralinealidad) de LiF:Mg,Ti expuesto a radiación altamente ionizante, Tesis de Doctorado, Facultad de Ciencias, UNAM.
- GR.81** Greening, J. R., 1981, Fundamentals of Radiation Dosimetry. Adam Hilger Ltd. Bristol.
- HO 84** Horowitz, Y. S. (ed), 1984, Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry, Vol. I, Boca Raton, CRC Press.
- HO.86** Horowitz, Y. S. and Moscovitch, M., 1986, Computerized glow curve deconvolution applied to high dose (10^2 - 10^5 Gy) TL dosimetry, *Nucl. Instr. Meth.* **A243**, 207.

- HO.95** Horowitz, Y. S. and Yossian, D., 1995, Computerised glow curve deconvolution: application to thermoluminescence dosimetry, *Radiat. Prot. Dosim.* **60** No. 1.
- HO.01** Horowitz, Y. S., 2001, Theory of thermoluminescence gamma dose response: The unified interaction model., *Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B.* **184**, 68-84.
- KR.88** Krane, K. S., 1988, *Introductory nuclear physics*, John Wiley and Sons, Inc.
- LA.93** Lakshmanan, A. R., 1993, Thermoluminescence and optical absorption studies in LiF:Mg, Ti (TLD-100) single crystals. *Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B* **82**, 557-570.
- LU. 70** Luke W. H., 1970, Intrinsic Efficiencies of some Thermoluminescent Dosimetry Phosphors. *J. Appl. Phys.*, No. **42**, 3004.
- MA.04** Comunicación personal.
- McK.95** McKeever, S. W. S., Moscovitch, M. and Townsend, P. D., 1995, *Thermoluminescence Dosimetry Materials: Properties and Uses*, Nuclear Technology Publishing.
- NA.04** Nail, I., Horowitz, Y. S., Oster, L., Brandan, M. E., Rodríguez-Villafuerte, M., Buenfil, A. E., Ruiz-Trejo, C., Gamboa-deBuen, I., Avila, O., Tovar, V. M., Olko, P. and Ipe, N., 2004, Search for ionisation density effects in the radiation absorption stage in LiF:Mg, Ti. 14th. International Conference on Solid State Dosimetry, junio 27 a Julio 2, Yale University, New Haven, CT, USA.
- OS.99** Oster, L., Horowitz, Y. S. and Issa, N., 1999, Optical absorption and thermoluminescence studies in irradiated dosimetric LiF:Mg, Ti (TLD-100). *Radiat. Prot. Dosim.* **84**, 17-20.
- PO.71** Podgorsak, E. B., Moran, P. R. and Cameron, J. R., 1971, Interpretation of resolved glow curve shapes in LiF (TLD-100) from 100 K to 500 K, *Proc. 3rd Int. Conf. on Luminescence Dosimetry*, Riso Report 249, AEC, Riso, Denmark, 1.

- RA.45** Randall, J. T. and Wilkins, M. H. F., 1945, The phosphorescence of various solids, Proc. R. Soc. London Ser. A, **184**, 347, 145.
- RI.01** Rickards, C. J., 2001, La física de las radiaciones en materia, Dirección General de Divulgación de la Ciencia, UNAM.
- TR.00** Trautmann, C., Toulemonde, M., Schwartz, K., Costantini, J. M. and Muller, A., 2000, Damage structure in the ionic crystal LiF irradiated with swift heavy ions. Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B **164-165**, 365,376.
- TU.95** Turner, J. E., 2^a edición 1995, Atoms, radiation and radiation protection, John Wiley & Sons, Inc.