



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

"EFICIENCIA DE LA RESPUESTA DE DOSIMETROS TLD - 100
A RAYOS X USADOS EN DIAGNOSTICO CLINICO"

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:

KARLA PAOLA GARCIA PELAGIO



FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM

DIRECTOR DE TESIS: DRA. MARIA ESTER BRANDAN SIQUES



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

2004



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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
BOGOTÁ

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:

"Eficiencia de la respuesta de dosímetros TLD-100 a rayos X usados en diagnóstico clínico"

realizado por García Pelagio Karla Paola

con número de cuenta 9851604-5 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

Propietario Dra. María Ester Brandan Siqués

Propietario Dra. María Isabel Gamboa de Buen

Propietario Fís. Miguel Angel Pérez Pastenes

Suplente Ing. Fernando Iturbe Hermann

Suplente Dr. José Manuel Hernández Alcántara

Manuela Ester Brandan
gpb
[Signature]
[Signature]
[Signature]

Consejo Departamental de Física

Patricia Goldstein Menache
DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura

Agradecimientos

Al momento de realizar esta tesis uno llegó a conocer a mucha gente de la cual uno solo recuerda la buena acción. Así que agradezco a toda esa gente que participó de cualquier forma (a medir, a montar algún dispositivo, a leer, a sacar las fotocopias, a echar ánimos y más...) para seguir adelante en esta tesis.

Gracias a Isabel Gamboa de Buen por todo el tiempo dedicado a resolver las "pequeñas dudas" que fui teniendo durante la tesis. También agradezco a Ana Elena Buenfil por las entretenidas pláticas y la infinita paciencia. Al igual que a César Ruiz Trejo por el apoyo brindado en todo momento. No sin antes mencionar a Fernando Iturbe por las sabias enseñanzas en el ámbito deportivo y docente.

Muchas gracias a María Ester Brandan por haberme enseñado a ver las cosas desde otro punto de vista para poder analizarlas de una mejor forma, en concreto, "a sacarle jugo" a cualquier medición que se haya hecho. La paciencia que nunca faltó en su ser ni en sus actos. Por el interés en todos y cada uno de sus estudiantes. Gracias.....

Gracias a todo el equipo de Dosimetría

Gracias

A mi mamá que tras 22 años de lucha constante
siempre supo sacarme adelante,
con buenos ejemplos guiándome
en todo momento queriéndome. Por fin acabó la primera etapa de la vida.

A Roni, quien por lo regular, me acompañaba por las noches hasta que
acabara la tarea, pero no por gusto sino porque la luz lo molestaba, ese es mi
perro.

A todos los cuates y compañeros que en algún momento nos conocimos.....

Índice

	Página
Introducción	1
I. Conceptos básicos	5
1.1 Interacción de radiación ionizante con la materia	5
1.1.2 Efecto fotoeléctrico	7
1.1.3 Efecto Compton	8
1.1.4 Producción de pares	9
1.1.4 Atenuación y absorción de radiación electromagnética	10
1.2 Dosimetría	15
1.2.1 Cantidades y unidades radiológicas	15
1.2.2 Equilibrio de partícula cargada	17
1.2.3 Cálculo de dosis absorbida	18
1.3 Dosímetros	20
1.3.1 Dosimetría termoluminiscente	21
1.3.2 Eficiencia termoluminiscente	25
1.4 Rayos X para uso clínico	26
1.4.1 Los rayos X	26
1.4.2 Producción de rayos X	28
1.4.3 Atenuación de los haces de rayos X	29
1.4.4 Efecto de los filtros en un haz de rayos X	31
II. Cálculo de la respuesta relativa de dosímetros termoluminiscentes de LiF para haces de rayos X de distinta energía	35
2.1 Cálculo completo de la respuesta relativa usando el espectro del haz incidente	39
2.2 Cálculo simplificado usando una energía efectiva para cada haz	49
2.3 Resultados del cálculo completo y del cálculo simplificado	52

III. Método experimental	59
3.1 Irradiación con haces de rayos X y γ	59
3.2 Capa hemirreductora de los haces utilizados	64
3.3 Protocolo para el manejo y preparación de los dosímetros TLD-100	68
3.3.1 Tratamiento térmico de los dosímetros TL	68
3.3.2 Lectura de los dosímetros TL	70
3.3.3 Selección de los dosímetros TL	71
3.3.4 Obtención de la respuesta TL	74
IV. Resultados	77
4.1 Irradiación de TLD-100 con haces de rayos X y γ : respuesta TL	77
4.2 Curvas de brillo	79
4.3 Señal TL por unidad de masa y de exposición	81
4.4 Respuesta relativa para rayos X con respecto de rayos γ y de ^{60}Co	83
V. Discusión de los resultados	87
5.1 Cálculo completo de la respuesta relativa comparado con el cálculo simplificado	87
5.2 Comparación de los datos experimentales con los cálculos teóricos	91
6. Conclusiones	101
Bibliografía	104

Introducción

En los proyectos de investigación que tiene el Laboratorio de Física Médica del Departamento de Física Experimental del IFUNAM, hay la necesidad de conocer la eficiencia de la respuesta de los dosímetros termoluminiscentes (TLD-100), para haces de rayos X usados en diagnóstico clínico.

En la literatura se han reportado diversos experimentos que sugieren la fuerte dependencia con la energía que tiene la respuesta termoluminiscente (RTL) de los dosímetros TLD-100 al ser irradiados con rayos X y rayos γ .

Empezando con Cameron et al. [C64] quienes emplearon radiación de baja energía y DTL de Harshaw Co. irradiados con rayos X y γ , observaron un incremento en la eficiencia de la respuesta de los dosímetros conforme iba disminuyendo la energía de los fotones. Woodley [W67] usó DTL de Leitz Inc. en el mismo intervalo de bajas energías, él concluyó que al administrar una dosis de 50 rad con 40 keV de rayos X y de rayos γ , es mayor la RTL del dosímetro irradiado con rayos X que con rayos γ de ^{60}Co por un factor de 1.35. Resultados similares a los de Woodley y Cameron, fueron obtenidos por Naylor [N67] quien usó LiF de Harshaw Co. y determinó la eficiencia relativa, concluyendo que el LiF adquiere mayor eficiencia al ser irradiado con rayos X hasta 130 keV que con rayos γ . Contribuyendo a la investigación, Hendee [H68] determinó que la señal TL de los dosímetros TLD-100 de Harshaw irradiados con rayos X a bajas energías es mayor que para la misma dosis proveniente de rayos γ de ^{60}Co .

Posteriormente en 1968 Tochilin y Goldstein [T68] observaron la dependencia que tenían los dosímetros TLD-100 de Harshaw en polvo como función de la energía

proveniente de los rayos X y los rayos γ en un intervalo de 6 a 2750 keV. Estudiaron la respuesta TL medida por unidad de exposición de los rayos X, con respecto a la de los rayos γ , como función de la energía efectiva de los fotones. Así mismo realizaron predicciones teóricas para ese comportamiento, basadas sólo en coeficientes lineales de atenuación. Al comparar las medidas con los cálculos encontraron discrepancias sistemáticas entre ambos valores, supuestamente ocasionadas por efecto de la LET (transferencia lineal de energía), así que decidieron investigar esta dependencia con partículas producidas en un acelerador, para valores de la LET de (0.25 a 1000) keV/cm². Para aquellas exposiciones hechas con rayos X menores que 20 keV, se empleó un dispositivo experimental especial consistente en colocar 9 mg/cm² de polvo TL formando una delgada capa sobre un disco hueco de plástico. Teniendo en cuenta que los valores en las lecturas de exposición podían aumentar debido a la retrodispersión de la radiación en el contenedor, se realizaron medidas adicionales colocando el LiF sobre una delgada capa de plástico; no notaron diferencias apreciables en el valor de la exposición entre ambos métodos, pero comentaron que si el contenedor tuviera una masa considerable (superior a 110 mg), la contribución de la radiación dispersa sería importante para irradiaciones hechas con rayos X de baja energía. En el mismo año, Gorbics y Attix [A68] determinaron que la respuesta TL en LiF irradiado con rayos X a bajas energías (0.04 a 1 MeV), con respecto a aquella RTL obtenida con rayos γ de ⁶⁰Co (1.25 MeV) es mayor, sin saber para ese entonces en qué porcentaje.

Las investigaciones siguieron. Fue el turno de Jayachandran, en 1970 [J70], quien comparó la respuesta por unidad de exposición de los dosímetros TLD-100 irradiados con rayos X mono y polienergéticos, normalizada respecto a la respuesta de irradiaciones provenientes de rayos γ de ⁶⁰Co. Al calibrar los DTL a una sola energía

pueden ser usados para determinar la dosis absorbida o la exposición recibida a distintas energías. El intervalo de energías en donde se enfatiza más la dependencia de la respuesta de los dosímetros TL con la calidad de la radiación, es de 30 a 50 keV. Por el contrario, de 50 a 100 keV la dependencia es menor. Otro resultado importante fue el de haber obtenido un valor del 5% para la radiación dispersa con respecto de la radiación primaria de rayos X a una energía efectiva de 40 a 60 keV. Su dispositivo experimental consistió en colocar una delgada capa de polvo TL de 70 a 90 mg/cm² en un círculo de 2 cm de diámetro sobre una hoja de Melinex de 25 µm en medio de dos capas delgadas de polietileno para minimizar los efectos de la dispersión.

Investigaciones más recientes, como las realizadas por Skopek [S02], señalan que la diferencia entre valores teóricos y medidas experimentales pueden explicarse con base en la dispersión que sufre el haz al interactuar con el detector y por otro lado, la concentración de impurezas que el TLD de LiF pudiese tener para influir en la diferencia de valores, además del tamaño de grano de las mismas impurezas.

Barnes [B78] encontró valores para esta radiación dispersa, específicamente en mamografía, notando una relación con el espesor del maniquí usado, así como el tamaño del campo focal. Sus valores para la radiación dispersa varían de un 40 a 85 % de la intensidad del haz primario.

El objetivo de este trabajo es medir la respuesta de dosímetros LiF:Mg,Ti en su presentación TLD-100 delgados y gruesos, irradiados sobre un maniquí plástico, con rayos X de baja energía utilizados clínicamente en radiografía convencional (blanco de W) y en mamografía (blanco de Mo), de tal forma que las condiciones de irradiación se asemejen lo más posible a la vida real, en que se desee usar estos dosímetros para medir la dosis recibida por los pacientes. Es decir, se desea calibrar la respuesta de los

TLD-100 bajo condiciones de dispersión similares a las producidas durante una exposición sobre el paciente. Por otro lado se pretenden calcular los valores de la eficiencia mediante dos métodos, el primero toma en cuenta todo el espectro de energías del haz de rayos X que incide en el DTL, y el segundo método usa solamente la E_{ef} del mismo haz de radiación. Los espectros usados fueron proporcionados por Boone [B97]. El interés de efectuar el segundo método radica en que en el área de Radiología se acostumbra obtener la CHR y así determinar la energía efectiva, E_{ef} , así que en este trabajo se mostrará la diferencia entre estos métodos.

Los resultados experimentales se interpretaron en términos de coeficientes lineales de atenuación y máscicos de absorción de energía para fotones incluyendo el efecto de la auto-atenuación de la radiación en los dosímetros sólidos.

También se hace una comparación entre los cálculos teóricos y las medidas experimentales, encontrando que una razón por la cual no coinciden entre sí se debe probablemente a la radiación dispersada por el maniquí, incrementando las lecturas en un factor típico de 1.4 veces la radiación primaria para ambos tipos de dosímetros.

Para la realización de este trabajo fue necesario el uso de dos equipos médicos generadores de rayos X que se encuentran en el Departamento de rayos X del Instituto Nacional de Cancerología (INCan), en el Distrito Federal, institución a la que agradecemos su generosa colaboración.

Capítulo I

I. Conceptos básicos

1.1 Interacción de radiación ionizante con la materia.

Se denomina radiación ionizante a una emanación de fotones o partículas atómicas, nucleares o subnucleares con energía suficiente para desplazar (ionizar o excitar) electrones de las moléculas sobre las que incide.

Una partícula cargada que se mueve a través de la materia pierde energía de forma gradual a través de múltiples interacciones Coulombianas, por ionizaciones o rompimientos de enlaces químicos, por otra parte incrementa la energía de los átomos por los que pasa cerca, nombrándose *radiación directamente ionizante*. Las partículas no cargadas sufren una sola interacción, en la cual ceden toda su energía o bien, una parte importante de ella, denominándose *radiación indirectamente ionizante*.

Los tipos más comunes de radiación ionizante son:

1. La radiación β , son electrones originados durante la transformación de ciertos núclidos.
2. Los rayos X, son radiación electromagnética, emitida por partículas cargadas y electrones cuando la velocidad de los electrones es alterada por una fuerza Coulombiana (rayos X de frenado o de Bremsstrahlung) o cuando un electrón atómico pasa de un nivel energético a otro (rayos X característicos). Se caracterizan por poseer gran energía y gran poder de penetración.

3. La radiación γ , se origina en los núcleos excitados al volver a su estado fundamental por medio de la emisión de fotones que son de muy alta energía y tienen gran poder de penetración.
4. Las partículas cargadas pesadas, son partículas con mayor masa que el electrón, como lo son: el protón, el deuterón, el tritón, las partículas α y núcleos de átomos pesados.
5. Los neutrones, son partículas neutras provenientes de reacciones nucleares.

Los fotones, que incluyen a los rayos X y rayos γ pertinentes para este trabajo, son eléctricamente neutros, por lo que pierden energía sólo cuando interactúan con la materia a través de procesos que ocurren al azar a lo largo de la trayectoria del fotón.

A continuación se enuncian los distintos procesos por los que pueden interactuar los fotones de energía mayor que 10^3 eV:

- Efecto fotoeléctrico
- Efecto Compton
- Producción de pares

La figura 1-1 muestra la importancia relativa de los tres procesos anteriores mediante los cuales se da la interacción de fotones con la materia. Dependiendo de la energía (E) que tenga el fotón y el número atómico (Z) del material con el cual incide, habrá una probabilidad de que un determinado efecto se lleve a cabo más que otro. Las curvas muestran las condiciones, bajo las cuales las interacciones de dos de los procesos coinciden en orden de importancia.

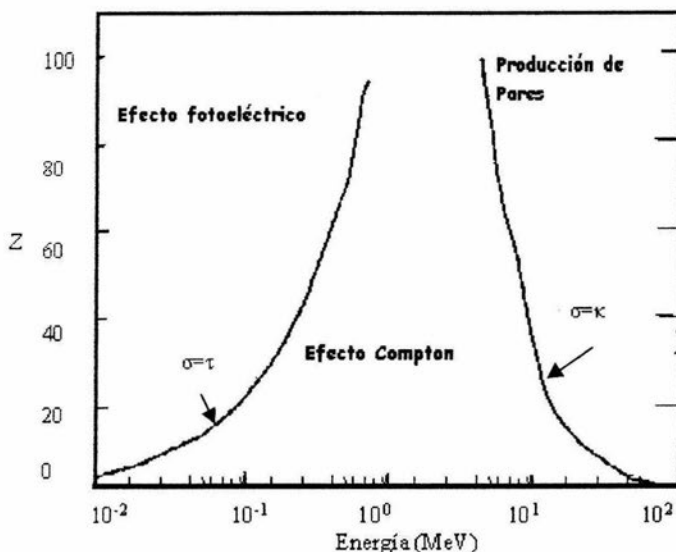


Figura 1-1. Importancia relativa entre los tres tipos principales de interacciones. [A86]

1.1.1 Efecto fotoeléctrico.

Fue observado a finales del siglo XIX por Hertz y Hallwachs.

Se conoce como efecto fotoeléctrico a la interacción que tiene un fotón de energía $E=h\nu$ con electrones de las capas internas del átomo, dando como resultado la expulsión de un electrón del átomo, tal y como se ilustra en la figura 2.

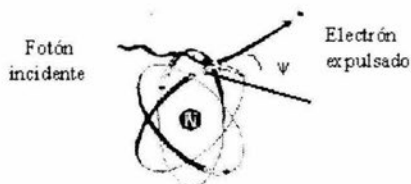


Figura 1-2. Representación esquemática del efecto fotoeléctrico. El fotón incidente es absorbido completamente y se emite un fotoelectrón con energía E_k a un ángulo ψ .

El fotoelectrón expulsado tiene una energía cinética E_k :

$$E_k = h\nu - E_{\text{amarre}} \quad (1.1)$$

Si la energía del fotón $E=h\nu$, es menor que la energía de amarre E_{amarre} , no hay emisión fotoeléctrica. La probabilidad de que este efecto pueda ocurrir depende de la energía del fotón, del número atómico Z y del medio absorbente.

La sección eficaz por átomo se puede expresar de forma analítica para energías menores o iguales a 100 keV, que es donde predomina este efecto, usando la siguiente relación [A86]:

$$\tau \approx k \frac{Z^4}{(h\nu)^3} \quad (1.2)$$

Este efecto ocurre principalmente para fotones con energías que van de 0.01 a 0.5 MeV, conocida como la región de bajas energías y para materiales con Z grande.

1.1.2 Efecto Compton

Es la interacción de un fotón que choca con un electrón en las capas externas del átomo, lo que da como resultado la expulsión del electrón, que adquiere una energía menor a la del fotón y la generación de un fotón secundario.

Así pues, podemos asociarle al fotón inicial una frecuencia ν_0 , al fotón secundario una frecuencia ν' , siendo más baja, como a continuación se describe:

$$h \nu_0 = h \nu' + T \quad (1.3)$$

Donde T es la energía cinética. La longitud de onda (λ') del fotón secundario es [B 88]:

$$\lambda' - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (1.4)$$

donde θ es el ángulo de dispersión.

Así, al resolver la ecuación 1.4 para la energía del fotón secundario, obtenemos el siguiente resultado :

$$hv' = \frac{hv}{1 + \frac{hv}{m_0c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.5)$$

A continuación se ilustra graficamente el efecto Compton.

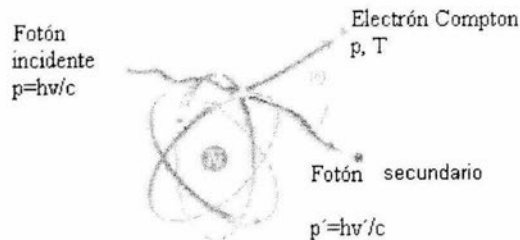


Figura 1-3. Se observa un fotón incidente, que choca con un electrón de las capas externas del átomo, dando origen a la expulsión del electrón y la emisión de un fotón secundario de menor energía.

La sección eficaz de Klein-Nishina para el efecto Compton se representa por [A86]:

$${}_a\sigma = Z {}_e\sigma \text{ [cm}^2/\text{átomo]} \quad (1.6)$$

donde ${}_a\sigma$ =sección eficaz K-N por átomo y ${}_e\sigma$ =sección eficaz K-N por electrón.

1.1.3 Producción de pares

Es el proceso de conversión de un fotón con energía superior a 1.022 MeV en un par electrón-positrón, como consecuencia de haber interactuado con el campo Coulombiano de un núcleo atómico.

La energía promedio del electrón (e^-) y el positrón (e^+) generados, se representa por:

$$\frac{-}{T} = \frac{hv - 1.022 \text{ MeV}}{2} \quad (1.7)$$

Por otra parte la desviación promedio relativa que tienen las partículas, está dada por el ángulo Θ , y se representa de la manera siguiente:

$$\frac{-}{\Theta} \approx \frac{m_0c^2}{T} \quad (1.8)$$

donde $m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV}$

En el esquema siguiente se muestra la producción de pares:

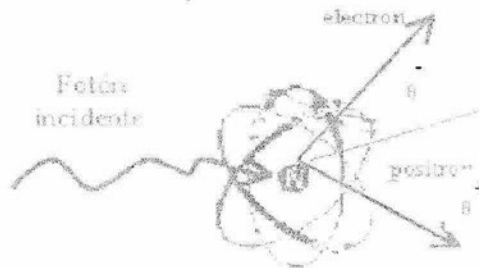


Figura 1-4. El fotón incidente es totalmente absorbido, dando origen a un par positrón-electrón.

1.1.4 Atenuación y absorción de radiación electromagnética

Consideremos el arreglo de la figura 1-5, en el que se muestra un haz de fotones colimado que posteriormente pasa por un medio atenuador, llegando disminuido el número de fotones al detector. Algunos de los fotones pasan a través del material sin haber interactuado, unos son dispersados mientras que otros desaparecen a causa del efecto fotoeléctrico, Compton o producción de pares. Al detector sólo llegan aquellos fotones que logran sobrevivir a todas estas interacciones; a esta pérdida de fotones se le conoce como *atenuación del haz*. Y así tenemos que la atenuación es consecuencia de los procesos tanto de absorción como de dispersión.

El arreglo experimental descrito anteriormente, en que la radiación dispersa no llega al detector, es denominado geometría de haz angosto, y corresponde a un haz ideal monoenergético de fotones que son absorbidos y no sufren dispersión ni emiten radiación secundaria, tal como lo define Attix, 1968.

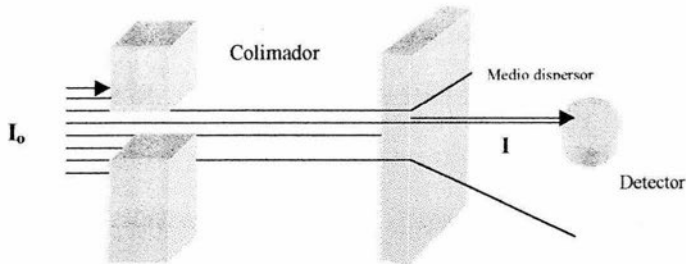


Figura 1-5. Arreglo para una geometría de haz angosto, en donde un número I_0 de fotones inciden y sólo I llegan al detector, siendo $I_0 > I$.

A continuación introduciremos el término coeficiente de atenuación para fotones.

El número de partículas resultantes $I(x)$, tras haber atravesado el material o medio dispersor con espesor x nos dará como resultado la reducción de la intensidad original del haz monoenergético I_0 en un factor de $e^{-\mu x}$, tal que:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.9)$$

donde μ es la probabilidad de que el fotón sufra una interacción al atravesar una unidad de longitud del medio dispersor. Este factor es conocido como coeficiente lineal de atenuación y es función de la energía de los fotones incidentes y del número atómico del material. Sus unidades son $[\text{cm}^{-1}]$.

μ viene dada por la suma de los coeficientes lineales de atenuación del efecto Compton (σ), fotoeléctrico (τ) y producción de pares (κ) y representa la probabilidad de que un fotón incidente sufra cualquier tipo de interacción al atravesar una unidad de

longitud en el medio. Así se tiene que el *coeficiente másico de atenuación* (μ/ρ), se representa como:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad [\text{cm}^2 / \text{g}] \quad (1.10)$$

Hemos dividido el coeficiente lineal de atenuación μ entre la densidad del material atenuador, debido a que esto lo hace independiente de su densidad y estado físico.

Ahora bien, el *coeficiente másico de transferencia de energía* (μ_{tr}) es la probabilidad de que un fotón transfiera su energía a las partículas cargadas del material con las que interacciona, esto sin considerar la forma en la cual las partículas cargadas pierden posteriormente su energía. Se expresa de la siguiente forma:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\sigma_{tr}}{\rho} + \frac{\tau_{tr}}{\rho} + \frac{\kappa_{tr}}{\rho} \quad [\text{cm}^2 / \text{g}] \quad (1.11)$$

Se define también el *coeficiente másico de absorción de energía* (μ_{en}/ρ) como la probabilidad de que la energía transferida por los fotones a los electrones del material irradiado sea depositada en éste. El coeficiente μ_{en}/ρ se relaciona con μ_{tr}/ρ a través de la ecuación que se muestra a continuación:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g), \quad (1.12)$$

donde g representa la fracción promedio de la energía perdida por interacciones radiativas (radiación de frenado o aniquilación de positrones en vuelo) de los electrones secundarios. Esta radiación no se depositará localmente en el centro de la interacción primaria pues será llevado lejos por los fotones secundarios o terciarios.

La diferencia entre el coeficiente de absorción de energía y el coeficiente de transferencia de energía es más notable a energías donde el efecto Compton predomina.

En la figura 1-6, se muestra un ejemplo de lo diferentes que pueden ser los valores de los coeficientes de absorción y de atenuación en función de la energía de los fotones incidentes. Los materiales irradiados son: molibdeno, fluoruro de litio y aire.

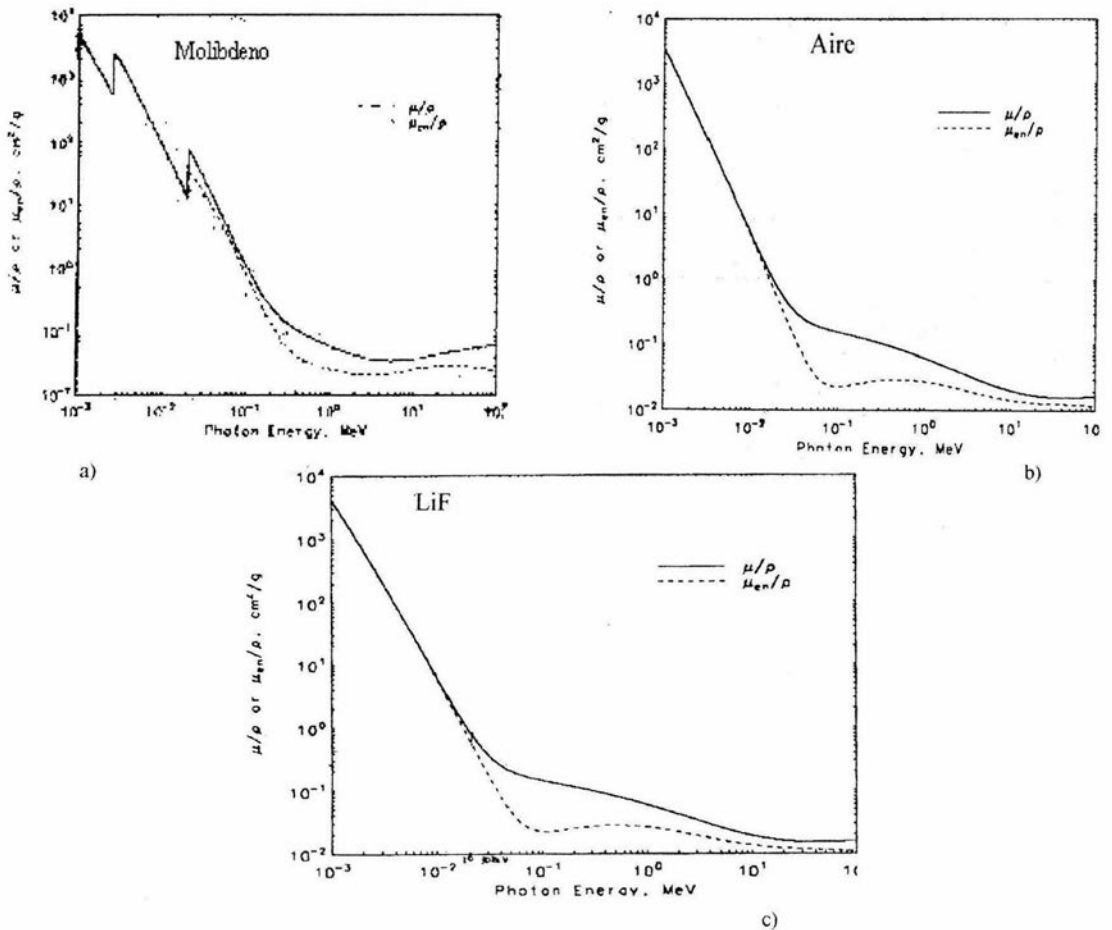


Figura 1-6. Coeficientes máscos de atenuación (μ/ρ) y de absorción de energía (μ_{en}/ρ) para tres materiales distintos [W2].

En la tabla 1-1 se presentan valores de coeficientes másicos de atenuación (μ/ρ) y de absorción de energía (μ_{en}/ρ) para el mismo intervalo de energías en tres medios distintos que son: molibdeno, aire y LiF.

Material	fluoruro de litio		aire		molibdeno	
	(μ/ρ)	(μ_{en}/ρ)	(μ/ρ)	(μ_{en}/ρ)	(μ/ρ)	(μ_{en}/ρ)
Energía	(cm ² /g)	(cm ² /g)	(cm ² /g)	(cm ² /g)	(cm ² /g)	(cm ² /g)
(keV)						
12	6.167	4.060	3.718	3.377	62.260	60.410
12.5	5.454	3.650	3.367	3.036	56.540	54.820
13	4.740	3.240	3.016	2.695	50.820	49.230
13.5	4.027	2.830	2.666	2.354	45.103	43.640
14	3.314	2.420	2.315	2.012	39.380	38.050
14.5	2.600	2.010	1.965	1.671	33.660	32.460
15	1.884	1.612	1.614	1.334	28.540	26.840
15.5	1.783	1.504	1.531	1.251	25.740	27.486
16	1.682	1.408	1.447	1.172	24.606	28.132
16.5	1.582	1.312	1.364	1.092	23.801	28.778
17	1.481	1.216	1.280	1.013	21.600	29.424
17.5	1.381	1.120	1.196	0.934	21.100	30.070
18	1.280	1.024	1.113	0.855	19.300	30.716
18.5	1.180	0.928	1.029	0.776	15.700	31.362
19	1.079	0.832	0.946	0.696	13.080	32.930
19.5	0.978	0.736	0.862	0.617	80.550	32.654
20	0.879	0.649	0.779	0.539	80.540	33.300
20.5	0.853	0.617	0.757	0.519	77.880	32.465
21	0.828	0.594	0.736	0.500	75.260	31.630
21.5	0.802	0.571	0.715	0.480	72.640	30.795
22	0.777	0.548	0.693	0.461	70.020	29.960
22.5	0.751	0.525	0.672	0.442	67.403	29.125
23	0.726	0.502	0.651	0.423	64.780	28.290
23.5	0.701	0.479	0.630	0.403	62.160	27.455
24	0.675	0.456	0.609	0.384	59.541	26.620
24.5	0.650	0.433	0.587	0.365	56.920	25.785
25	0.625	0.410	0.566	0.346	54.300	24.950

Tabla 1-1. Valores para (μ/ρ) y $(\mu/\rho)_{en}$ en tres medios distintos. Observamos que los valores entre LiF y aire son similares. Algunos valores provienen de las tablas de J.H.Hubbell [H69] obtenidas experimentalmente, otras provienen de haber hecho una interpolación de los valores de las tablas.

1.2 Dosimetría

1.2.1 Magnitudes y unidades radiológicas.

1. La fluencia [ϕ] es la cantidad de partículas por unidad de área, proporciona una medida del campo de radiación [A86].

$$\phi = \frac{\text{Número de partículas}}{\text{área}} \quad [\text{m}^{-2}] \quad (1.13)$$

2. El flujo o tasa de fluencia [ϕ'] es la cantidad de partículas que pasan por una unidad de área en una unidad de tiempo.

$$\phi' = \frac{\text{Fluencia}}{\Delta t} = \frac{d}{dt} \left[\frac{dN}{da} \right] \quad [\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}] \quad (1.14)$$

3. La fluencia de energía [Ψ] es el cociente entre dR y da , donde dR es la suma de las energías de todas las partículas que entran a una esfera de área efectiva da .

$$\Psi = \frac{dR}{da} \quad [\text{J}/\text{m}^2] \quad (1.15)$$

Para haces monoenergéticos de energía E , la relación anterior se escribe así:

$$\Psi = E \phi \quad [\text{eV}/\text{m}^2] \quad (1.16)$$

4. La exposición [X] es la carga eléctrica de un signo originada por los fotones que atraviesan una unidad de masa de aire, produciendo ionizaciones.

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad [1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C}/\text{kg}_{\text{aire}}] \quad (1.17)$$

5. El kerma [K] (Kinetic energy released in material) es el valor esperado de la energía transferida por unidad de masa a partículas cargadas, que son liberadas por partículas indirectamente ionizantes en la unidad de masa de materia.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad [J/kg = Gy] \quad (1.18)$$

Si tenemos una fluencia de energía Ψ [J/m^2] de fotones monoenergéticos, con coeficiente másico de transferencia de energía (μ_{en}/ρ), nos lleva a expresar el kerma de la siguiente manera (ecuación 2.4 en [A86]):

$$K = \Psi \left[\begin{array}{c} \mu_{tr} \\ - \\ \rho \end{array} \right]_{E,Z} \quad [J/kg] \quad (1.19)$$

que depende de la energía de los fotones y del número atómico del material.

Si se tiene un espectro de fluencia de energía $\Psi(E)$, con unidades [J/m^2keV], el kerma estará dado por la integral sobre todas las energías, tal y como se muestra a continuación:

$$K = \int_0^{E_{max}} \Psi(E) \left[\begin{array}{c} \mu_{tr} \\ - \\ \rho \end{array} \right]_{E,Z} dE \quad [J/kg] \quad (1.20)$$

6. La dosis [D] es el valor esperado de la energía absorbida por la materia por unidad de masa en un punto de interés.

$$D = \frac{dE_{impartida}}{dm} \quad [Gy] \quad (1.21)$$

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$$

7. La tasa de dosis [\dot{D}] es la dosis absorbida por unidad de tiempo

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{dE_{absorbida}}{dm} \right] \quad [Gy/s] \quad (1.22)$$

1.2.2 Equilibrio de partícula cargada

El equilibrio de partícula cargada (EPC) se da cuando el número de partículas cargadas que salen de un volumen V es reemplazado por un número igual de partículas del mismo tipo y energía que entran a él, independientemente de que su origen sea el mismo, alrededor de un punto P .

Si esta condición se cumple, entonces la dosis es igual al kerma por colisiones (K_c) en ese determinado punto.

$$D^{EPC} = K_c \quad (1.23)$$

El valor esperado de la energía cinética neta transferida a partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés, excluyendo la energía por pérdidas radiativas y la energía que pasa de una partícula a otra, se denomina kerma por colisiones (K_c).

En la ecuación 1.24, observamos que la dosis para fotones monoenergéticos se puede escribir en términos del coeficiente másico de absorción de energía como sigue:

$$D^{EPC} = K_c = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad (1.24)$$

Para una misma fluencia de energía (Ψ) que irradia dos medios A y B, lo que obtenemos es un cociente entre la dosis absorbida en los distintos medios:

$$\frac{D_A^{EPC}}{D_B^{EPC}} = \frac{(K_c)_A}{(K_c)_B} = \frac{(\mu_{en}/\rho)_A}{(\mu_{en}/\rho)_B} \quad (1.25)$$

Se puede aproximar $\mu_{en}/\rho \approx \mu_{tr}/\rho$ cuando el valor de Z es bajo, al igual que para una energía donde las pérdidas radiativas son pequeñas, es decir, si los fotones resultantes de la interacción depositan su energía dentro del volumen en estudio.

El promedio del coeficiente másico de absorción de energía para un espectro $\Psi(E)$ está dado por (ecuación 2.5.a en [A86]):

$$\left[\frac{\mu_{en}}{\rho} \right]_{\Psi(E),Z} = \frac{\int_E \Psi(E) \left[\frac{\mu_{en}}{\rho} \right]_{E,Z} dE}{\int_E \Psi(E) dE} \quad (1.26)$$

Al tener regiones donde la fluencia de partículas cargadas es muy variable dentro de distancias del orden del alcance de estas partículas, entonces no existe EPC.

1.2.3 Cálculo de la dosis absorbida

Cuando se tiene una tasa de fluencia constante de fotones monoenergéticos ϕ [$1/\text{cm}^2\text{s}$], con energía constante E [MeV], en un tiempo t [s], que está incidiendo en un material de densidad ρ y coeficiente másico de absorción de energía (μ_{en}/ρ) con unidades [cm^2/g], la dosis absorbida en Gy, se calcula como a continuación se describe [A86]:

$$D = 1.602 \times 10^{-10} \phi \cdot E \left[\frac{\mu_{en}}{\rho} \right] t \quad [\text{Gy}] \quad (1.27)$$

Por el contrario, si tenemos una fluencia de fotones $\phi(E)$, describiendo un espectro de fluencia de energía Ψ con energía máxima E_{max} y existe EPC, la dosis absorbida en un medio será calculada por medio de una integral, en la cual se abarca todo el intervalo de energías.

$$D = 1.602 \times 10^{-10} \int_0^{E_{max}} \phi(E) E \left[\frac{\mu_{en}}{\rho} \right]_{\text{medio}} dE = 1.602 \times 10^{-10} \int_0^{E_{max}} \Psi(E) \left[\frac{\mu_{en}}{\rho} \right]_{\text{medio}} dE \quad (1.28)$$

donde $\phi(E)$ tiene unidades de fotón/ cm^2MeV y $\Psi(E)$ de $\text{J}/\text{cm}^2\text{MeV}$, E de MeV, las unidades de μ_{en}/ρ son cm^2/g y la dosis está expresada en Gy.

La exposición, como vimos, es la carga liberada en aire a consecuencia de las ionizaciones sobre una masa determinada. La energía promedio \bar{W} requerida para formar un par de iones representa el cociente de la energía E perdida en una masa de aire entre el número N de pares de iones formados.

Relacionaremos la exposición con la dosis absorbida, sabiendo que la carga de un electrón es $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C y el valor de \bar{W} en aire es 33.97 eV/par de iones, que equivale a 33.97 J/C al dividir entre la carga del electrón y haber hecho la conversión de eV a joules.

Ahora bien, podemos escribir la exposición (ecuación 1.17) en términos de la fluencia de energía Ψ para fotones monoenergéticos con energía E [eV] como se muestra a continuación (ecuación 2.23 en [A86]):

$$X = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{aire}} \left(\frac{e}{\bar{W}} \right)_{\text{aire}} = K_c \left(\frac{e}{\bar{W}} \right)_{\text{aire}} \quad (1.29)$$

Pero de acuerdo a la ecuación (1.23), sabemos que para condiciones de EPC, la dosis es igual al kerma de colisiones, de tal forma que si sustituimos la relación (1.29) en (1.23), obtenemos la relación (1.30):

$$D_{\text{aire}} = (K_c)_{\text{aire}} = X \left(\frac{\bar{W}}{e} \right)_{\text{aire}} \quad (1.30)$$

Al sustituir el valor de \bar{W} [eV por par de iones formado] y e [C/electrón] en la ecuación (1.30), llegamos a lo siguiente:

$$D_{\text{aire}} [\text{Gy}] = (K_c)_{\text{aire}} = 0.876 \times 10^{-2} X [\text{R}] \quad (1.31)$$

Se trató el caso en el que el medio irradiado es el aire, pero si existe una exposición X en un punto donde se coloca un medio cualquiera M y se cumple la condición de EPC, entonces la dosis impartida al medio M se obtiene de las ecuaciones (1.31) y (1.24), en donde el cociente de coeficientes másicos depende de la composición del medio y de la energía de los fotones, expresado la ecuación 1.32

$$D_M[\text{Gy}] = 0.876 \times 10^{-2} X [\text{R}] \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_M}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{aire}}} \quad (1.32)$$

donde (μ_{en}/ρ) se expresa en cm^2/g .

1.3 Dosímetros

Un dosímetro es un instrumento o dispositivo que nos permite determinar la dosis depositada en él, por la radiación ionizante. Esto se lleva a cabo obteniendo una señal S que representa la cantidad de energía proveniente de la radiación ionizante que ha sido absorbida en su volumen sensible V [M81].

Características generales de los dosímetros.

- **Absolutos y relativos.** Un dosímetro absoluto es aquel que no requiere ser calibrado con una fuente radiactiva o con algún patrón de referencia radiológica; por el contrario, el dosímetro relativo es aquel que si se debe calibrar con base en una referencia o patrón [A86].
- **Reproducibilidad.** El dosímetro debe ser lo bastante confiable a fin de no causar preocupación alguna por las fluctuaciones que pudieran existir en los factores de medición, factores ambientales o el campo de radiación. Para esto se repite una medición N número de veces y se calcula su desviación estándar.

- **Sensibilidad.** Los dosímetros deben ser sensibles al tipo de radiación incidente, dentro del intervalo de dosis de interés. Este último punto depende de la energía y de los límites inferior y superior en los cuales el dosímetro pueda medir de manera confiable.
- **Adquisición.** Comercialmente existen distintos tipos de dosímetro como son: películas de tinte radiocrómico, dosímetros acuosos, calorímetros, dosímetros termoluminiscentes, cámaras de ionización, entre otros. Todo depende de las necesidades que se tengan.

Ahora bien, es importante señalar que nuestra atención se va a enfocar en los dosímetros termoluminiscentes (DTL), en especial el TLD-100 ya que tiene un Z efectivo parecido al tejido humano, siendo los más utilizados en dosimetría personal y ambiental. Funcionan básicamente mediante la absorción y el almacenamiento de una parte de la energía cedida por la radiación, que posteriormente convierten en emisión de luz al ser calentados.

1.3.1 Dosimetría termoluminiscente

Este fenómeno fue observado por primera vez en 1663 por Sir Robert Boyle, quien tenía un diamante que emitía luz al ser calentado con la mano. En 1904, Marie Curie al estar analizando sales radiactivas de CaF_2 exploró el origen de la luminiscencia en este material. En 1953, tras haber finalizado la 2ª Guerra Mundial, Daniels y sus colaboradores de la Universidad de Wisconsin propusieron que este fenómeno podría ser útil para medir la exposición a las radiaciones en dosimetría personal [W1].

La propiedad de termoluminiscencia la tienen aquellos materiales impuros que al ser irradiados absorben la energía proveniente de la radiación, induciendo reacomodos en su estructura interna. Luego, tras un proceso térmico, liberan la energía absorbida y regresan a su estado original por medio de la liberación de luz. La medida de la energía liberada nos da la cantidad de energía recibida por el material.

Algunos de los cristales que tienen esta propiedad son los materiales termoluminiscentes. Comercialmente se conocen varias clases de ellos como: fluoruro de litio (LiF), fluoruro de calcio (CaF_2), borato de litio ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$) y sulfato de calcio (CaSO_4), que se encuentran en forma de fichas, pastillas granuladas, polvo sinterizado a alta presión y con diferente concentración, monocristales, entre otras. En este trabajo se usa el fluoruro de litio con impurezas de titanio y magnesio (LiF:Mg,Ti) conocido comercialmente como TLD-100.

Proceso de termoluminiscencia

Al incidir un haz de fotones a un cristal TL, éste cederá energía a los electrones que se encuentran en la banda de valencia, estos absorben la energía, por lo que emigran a la banda de conducción para posteriormente retornar a su estado base, en este proceso liberan la energía absorbida en forma de fotones. Los fotones liberados no alcanzan a ser percibidos por el tubo fotomultiplicador (TFM), por lo que al cristal se le agregan intencionalmente impurezas que producirán niveles de energía específicos, y aparecen a energías intermedias en la banda prohibida (entre la banda de valencia y la de conducción). Así que al incidir el haz de fotones con energía E en la banda de valencia, los electrones ionizados migraran a la banda de conducción, y al querer regresar a su

estado base, liberarán la energía absorbida, produciendo fotones con una frecuencia que el TFM si registra. La figura 1-7 describe el proceso de termoluminiscencia en un material con impurezas.

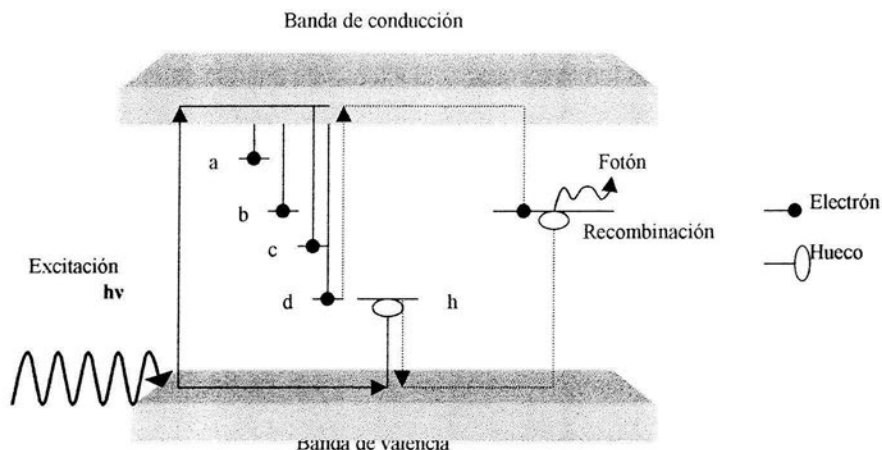


Figura 1-7. Proceso de termoluminiscencia.

Al incidir radiación ionizante sobre un material TL, se presentan eventos de ionización que liberan electrones y huecos (los huecos son portadores positivos). Los electrones migran de la banda de valencia a la banda de conducción donde son retenidos por trampas para electrones (a,b,c,d), las cuales se localizan en la banda de energías prohibidas; de igual forma los huecos son capturados por sus respectivas trampas (h). Las trampas localizadas mas cerca de la banda de conducción (a,b) absorbieron menos energía y pueden ser liberados naturalmente, en cambio aquellos electrones mas profundos (c,d) requieren de mas energía para regresar a su estado base, de aquí surge la necesidad de someter a calentamiento al cristal. Dependiendo de la profundidad de la trampa, algunos electrones y huecos no pueden ser liberados naturalmente, debido a que la temperatura a la cual se somete al material después de la irradiación no es lo suficientemente alta como para liberarlos de sus trampas. Lo

anterior permite que el tiempo de permanencia sea largo y sólo al elevar voluntariamente la temperatura de un material TL irradiado, se logra que tanto los electrones como los huecos atrapados, adquieran energía suficiente para vencer el potencial de las trampas, quedando en libertad. Los electrones liberados se recombinan con huecos en centros luminiscentes, y el exceso de energía se emite como fotones en la región visible o ultravioleta [M81].

La señal total proveniente del cristal, es decir, el número total de fotones de luz emitidos, depende de la energía absorbida, los distintos defectos en la estructura cristalina, el tipo de radiación incidente, la temperatura de calentamiento, entre otros factores. Y por otra parte, la intensidad de la luz emitida es función directa de la energía depositada en el material.

Para comprender la estructura de la señal TL con base en el proceso de liberación de los electrones de las trampas, nos ayudaremos de la figura 1-8, en la cual se observa una curva TL característica con 6 picos.

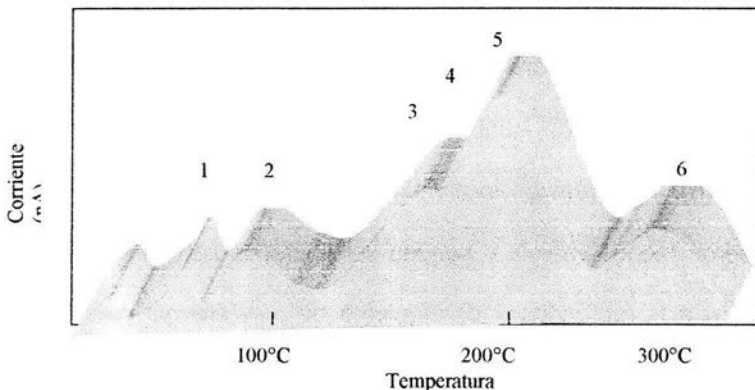


Figura 1-8. Esquema de la curva de brillo, que es la gráfica de la señal termoluminiscente como función de la temperatura a medida que se calienta el material irradiado. Las distintas profundidades a las cuales están las trampas, se representan por los números del 1 al 6.

La emisión termoluminiscente proveniente del LiF, consiste generalmente de 6 picos para un intervalo de temperatura de 50 a 300°C. Los picos 1,2 y 3 [50 a 160°C] son los que se encuentran en las bajas temperaturas, se desvanecen rápidamente, los picos 4 y 5 son más estables y se usan para dosimetría, éste último se encuentra a una temperatura aproximada de 200°C [D81].

El proceso descrito anteriormente, se puede expresar en términos de una ecuación cinética de primer orden cuyo comportamiento es exponencial, denominado como el modelo de Randall y Wilkins. En este modelo se propone que los electrones, siguen una distribución de Maxwell al llegar a una trampa de electrones. La probabilidad p de que un electrón pueda escapar de una trampa con profundidad E al ser calentado a una temperatura T está dada por:

$$p = \alpha e^{(-E/kT)} \quad (1.33)$$

donde α es el factor de frecuencia, que proviene del número de veces que los electrones chocan contra el pozo de profundidad con energía E , y k es la constante de Boltzmann.

1.3.2 Eficiencia termoluminiscente

El proceso de termoluminiscencia requiere de varios pasos antes de llegar a la emisión de un fotón. Al no poderse determinar la eficiencia en cada uno de estos procesos, se ha optado por medir la respuesta TL de un dosímetro irradiado relativa a la respuesta TL a una radiación de referencia, que generalmente es radiación γ de ^{60}Co .

El valor de la eficiencia relativa indica cuánta luz emite el material al ser expuesto a la radiación de interés, con respecto a la de referencia.

La respuesta TL por unidad de dosis que es producida tras haber irradiado un material con la radiación de interés con respecto a la que produce una radiación de referencia es medida por la eficiencia relativa (η). En este estudio la radiación de interés es la de los rayos X y la de referencia serán los rayos γ del decaimiento del ^{60}Co . Esto queda expresado en la ecuación (1.34).

$$\eta_{X,\gamma} = \frac{\text{RTL}_X / D_X}{\text{RTL}_\gamma / D_\gamma} \quad , \quad (1.34)$$

donde RTL_X y RTL_γ son la respuesta TL por unidad de masa para los rayos X y la radiación proveniente de los rayos γ del ^{60}Co respectivamente, mientras que D_X y D_γ es la dosis depositada en el material por cada una de estas radiaciones.

1.4 Rayos X para uso clínico

1.4.1 Los rayos X

Se originan cuando un número determinado de electrones inciden a muy alta velocidad sobre un blanco, produciendo fotones que son llamados rayos X. Se distinguen dos tipos de rayos X.

➤ Los rayos X característicos, son fotones cuya energía es discreta y son producidos tras haber excitado a un átomo por el haz de electrones, dejando niveles atómicos desocupados, seguido de la desexcitación. Se requiere de una fuente emisora de electrones, los cuales chocan contra un blanco. Los electrones que colisionan deben tener energía mayor que la energía de amarre de los electrones del blanco [B88].

El hueco es llenado usualmente por otro electrón de las capas superiores, dando como consecuencia la emisión de un fotón con "energía característica", que es la diferencia

de los dos niveles de energía. Estas transiciones se dan principalmente en las capas K, L, y M, como se puede apreciar en la figura 1-9.

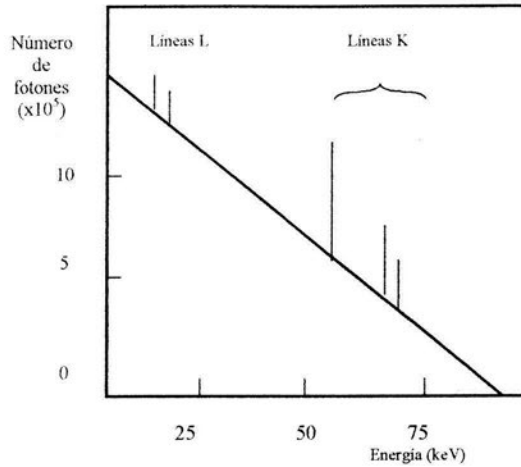


Figura 1-9. Espectro de tungsteno con rayos X característicos para electrones de 90 keV. Observamos las líneas K y L [B88].

La tabla 1-2 muestra las energías de los rayos X característicos para dos elementos distintos.

Transición	Molibdeno Z= 42 (keV)	Rodio Z= 45 (keV)
K_{α1}	17.48	20.22
K_{α2}	17.37	20.07
K_{β1}	19.61	22.72

Tabla 1-2. Molibdeno y rodio, dos de los elementos que generan rayos X característicos entre 17 y 23 keV.

➤ La radiación de frenado o Bremstrahlung es un espectro continuo (Figura 1-10) de fotones producido cuando los electrones son acelerados por la acción de un campo

Coulombiano, ya que cuando una partícula cargada es acelerada o desacelerada emite fotones.

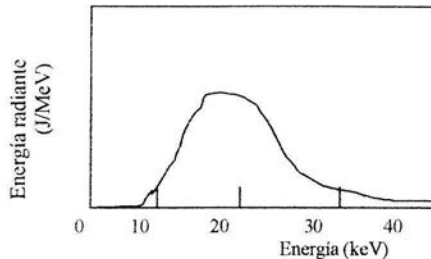


Figura 1-10. Espectro continuo de rayos X emitidos como consecuencia de la radiación de frenado.

Los materiales con número atómico alto ($Z > 35$), son favorables para la producción de rayos X; los más usados en equipos de rayos X médicos son el tungsteno, el molibdeno y el rodio.

1.4.2 Producción de rayos X

La fuente de electrones (tubo de rayos X) se localiza en una ampolla de cristal al vacío que en su interior tiene un electrodo negativo llamado cátodo, y uno positivo llamado ánodo. En el cátodo hay un filamento que emite electrones cuando se calienta, éstos son enfocados para chocar contra el ánodo rotatorio en una zona llamada foco. De esta zona surge el haz de rayos X, que se dirige al objeto en estudio (el cuerpo), y éste absorbe una cantidad de rayos X mientras otra cantidad lo atraviesa, tal como se muestra en la figura 1-11.

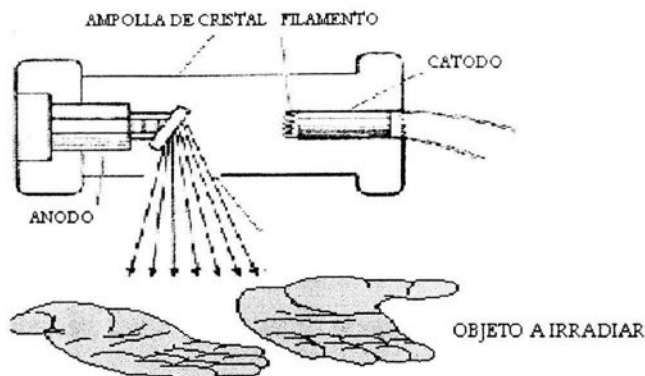


Figura 1-11. Muestra esquemática de la generación de rayos X. El ánodo debe ser rotatorio para evitar su deterioro por calentamiento.

El número de rayos X producidos por la tensión aplicada, depende del número total de electrones que golpean al ánodo, es decir, es proporcional al producto de la corriente y al tiempo de exposición (disparo), conocido como "mAs" (miliAmpere x segundo).

El número atómico del material del que está construido el ánodo y la energía del haz de electrones determinan la energía máxima y la forma del espectro. Ahora bien, en los equipos médicos comerciales, el blanco es generalmente de tungsteno para radiografía general y de molibdeno o rodio para mastografía.

1.4.3 Atenuación de los haces de rayos X

Un haz polienergético de rayos X al atravesar cualquier medio, deposita energía dependiendo del comportamiento que tenga el coeficiente másico de absorción (Figura 1-6). Lo anterior puede ser expresado en términos de la dosis D y $\Psi(E)$

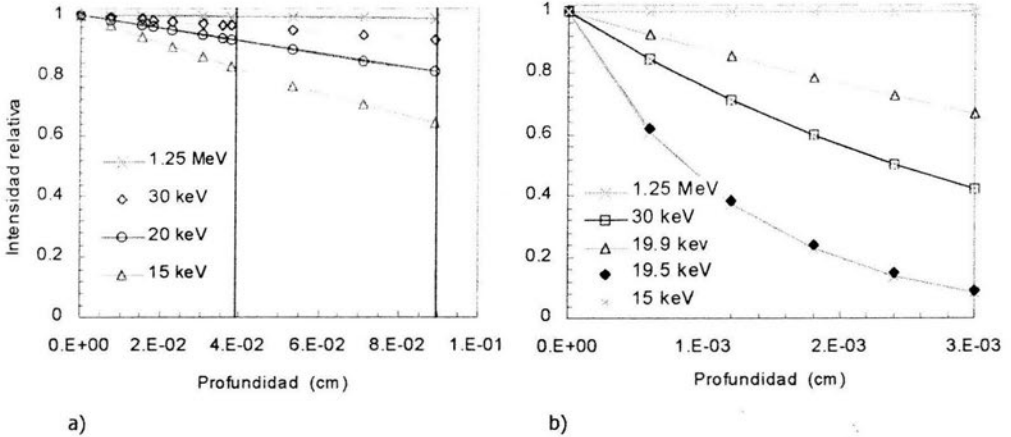
$$D = K_c \int_0^{E_{\max}} \Psi(E) \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right) dE, \quad (1.28)$$

Aquí observamos que la dosis depositada dependerá del producto del espectro de energía por el coeficiente másico de absorción de energía. Si suponemos que el haz de rayos X tiene una energía efectiva, podemos tomar el haz como si fuera monoenergético, así que la atenuación que sufre el haz de radiación es de manera exponencial y depende del coeficiente lineal de atenuación (μ/ρ), es decir:

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho x} \quad (1.35)$$

donde x es el espesor de material que atraviesa el haz, ρ es la densidad, finalmente, I_0 e I son la intensidad del número de fotones antes y después de atravesar el material, respectivamente.

Se presentan a continuación dos gráficas en las que se observa la atenuación que sufre un haz monoenergético de rayos X y de rayos γ de ^{60}Co al incidir en LiF y en molibdeno. Se observa que para fotones de altas energías (1.25 MeV) la atenuación es aproximadamente del 1% en 1 mm de LiF, mientras que a bajas energías (15 a 30 keV) la atenuación es considerable en el mismo grosor.



Gráfica 1-1. a) Atenuación de fotones monoenergéticos en 1 mm de LiF cuya densidad es $\rho_{\text{LiF}}=2.63 \text{ g/cm}^3$. Las líneas verticales indican el grosor de los dos tipos de dosímetros usados en este trabajo. b) Atenuación de fotones monoenergéticos en 30 μm de Mo con densidad $\rho_{\text{Mo}}=10.20 \text{ g/cm}^3$.

1.4.4 Efecto de los filtros en un haz de rayos X.

Un filtro es un material interpuesto entre el blanco (donde se originan los rayos X) y el objeto a irradiar con el haz de radiación. Hay que tomar en cuenta que el objetivo es disminuir la radiación no deseada. Los filtros pueden ser del mismo material que el ánodo, por ejemplo: se tiene un ánodo de Mo filtrado con 0.030 mm de Mo, o bien, un filtro de Rh de 0.025 mm para un ánodo del mismo material, combinaciones usadas en equipos para mamografía.

Para energías de los fotones menores que 300 keV, el efecto fotoeléctrico es dominante, por lo que la región de menor energía del espectro es gradualmente eliminada al poner más y más filtración. Con esto, la distribución espectral se hace cada vez más angosta acercándose al kilovoltaje aplicado, tendiendo a ser un espectro más energético.

Los filtros se usan para remover los fotones de baja energía que no contribuyen a la imagen pero que contribuirían a la dosis recibida.

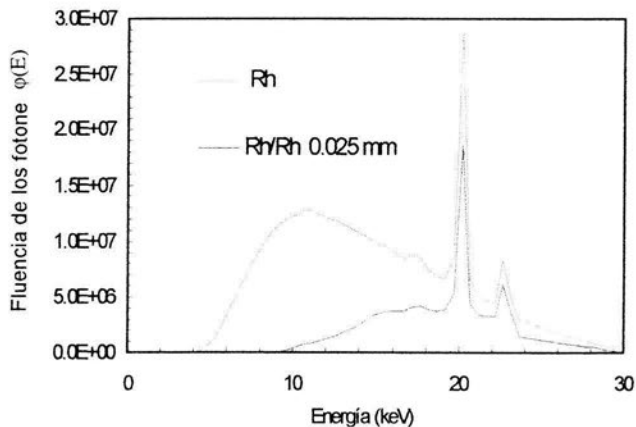
Se dice que el haz de rayos X ha sido endurecido por la filtración, conforme los fotones más blandos y más fácilmente atenuados son eliminados del espectro.

A continuación se presentan 2 casos en los cuales se hace uso de filtros.

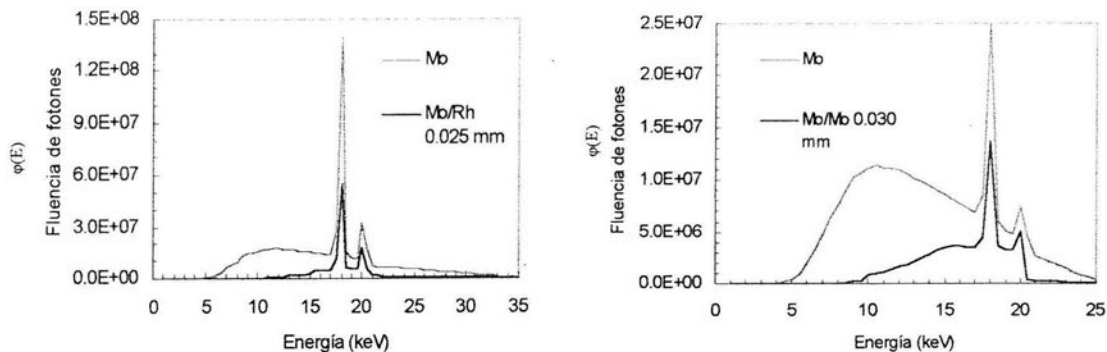
➤ Equipos de rayos X para mamografía. Debido a la necesidad de un buen contraste entre los tejidos glandulares y la grasa de la mama, la técnica optimiza la diferente atenuación usando rayos X de baja energía. Se usan blancos de molibdeno o rodio en el tubo de rayos X, junto a filtros de Mo o Rh. Ver la figura 1-11.

➤ Radiografía convencional. En esta técnica se usa un blanco de tungsteno ($Z=74$) junto a un filtro de Al, aquí no se necesita contraste para distinguir los tejidos suaves, ya que el objetivo es visualizar los huesos. Ver figura 1-11.

a) Espectro de Rodio

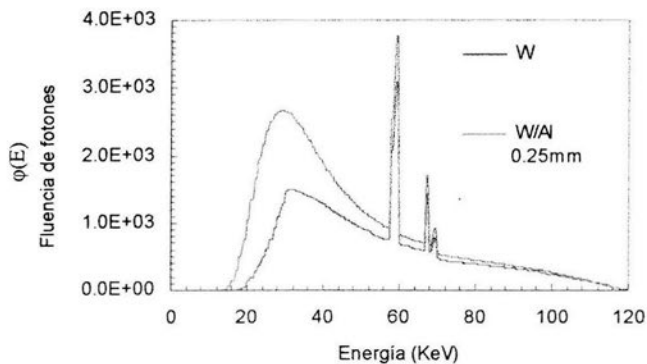


Espectros de Molibdeno



b)

Espectro de Tungsteno



c)

Figura 1-11. a) Espectro de rayos X a 30 kVp proveniente de un blanco y filtro de Rh. b) Espectros incidentes de rayos X provenientes de un blanco de Mo a kilovoltajes de 35 y 25 kVp junto con espectros filtrados por Rh (0.025 mm) y Mo (0.030 mm). c) Espectro de W a 120 kVp comparado con el espectro de W filtrado con Al. Los espectros incidentes primarios fueron proporcionados por Boone, 1997 [B97] y los filtrados fueron calculados por G-Pelagio para este trabajo.

Capítulo II

II. Cálculo de la respuesta relativa de dosímetros TL de LiF para haces de rayos X de distinta energía.

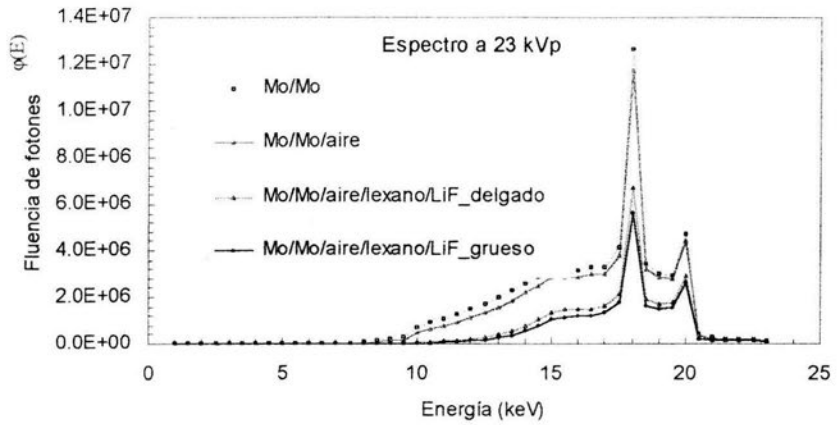
Nuestro interés radica en poder efectuar dosimetría a bajas energías de rayos X usando dosímetros TL de LiF:Ti,Mg. Lo anterior no es tan simple como parece, es necesario comparar la respuesta TL proveniente de un espectro polienergético $\phi(E)$ de bajas energías (rayos X) contra una referencia de la cual se tenga un control sobre su energía como lo es una fuente radiactiva (rayos γ de ^{60}Co), ya que a estas energías la dependencia del DTL como función de la misma es constante. Así mismo, el laboratorio de Dosimetría de la Radiación no cuenta con una fuente calibrada de rayos X usados en diagnóstico clínico, por lo cual debemos usar radiación de otra energía como calibración.

La principal inquietud al efectuar estas comparaciones radica en la forma en la cual los rayos X y los rayos γ interactúan con la materia, ya que la atenuación de los rayos X es cuantitativamente distinta de la de los rayos γ cuando pasan por los mismos medios (filtro, aire y el dosímetro), lo que nos origina una situación complicada.

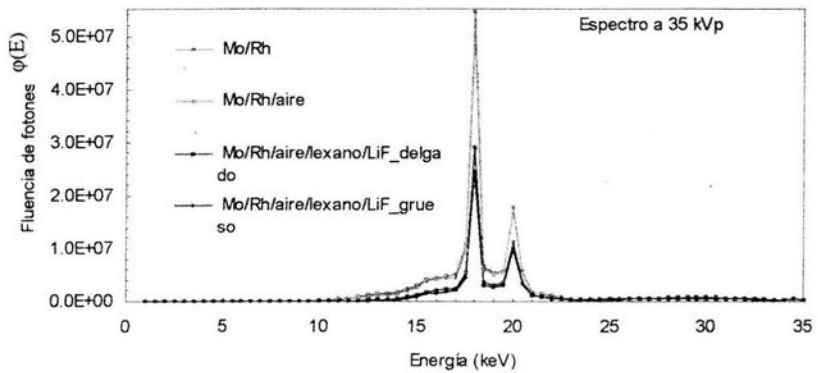
Para solucionar esta situación, se sugiere normalizar la respuesta TL de los dosímetros irradiados a una exposición dada (medida obtenida experimentalmente con una cámara de ionización) con rayos X, en relación a aquella señal originada por una exposición (calculada) a rayos γ de ^{60}Co .

Para ilustrar lo complejo del problema, en la figura 2-1 se muestra la atenuación que sufren los espectros de rayos X provenientes de blancos de Mo y Rh al pasar por el

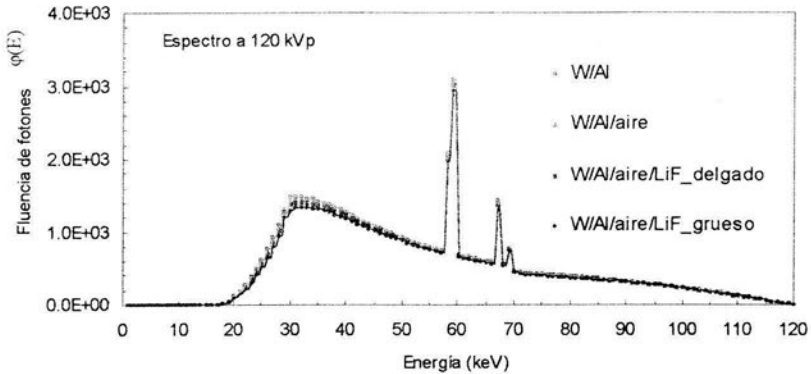
LiF, es decir, cómo se van endureciendo los haces incidentes conforme atraviesan los dosímetros TL.



a)



b)



c)

Figura 2-1. a) Atenuación del espectro de Mo en Mo/aire/lexano/LiF. b) Espectro de Mo atenuado por Rh/aire/lexano/LiF. c) Haz de rayos X de W atenuado por Al/aire/LiF. A partir del espectro incidente de Mo y W, fueron calculadas las atenuaciones al pasar por distintos medios por G-Pelagio.

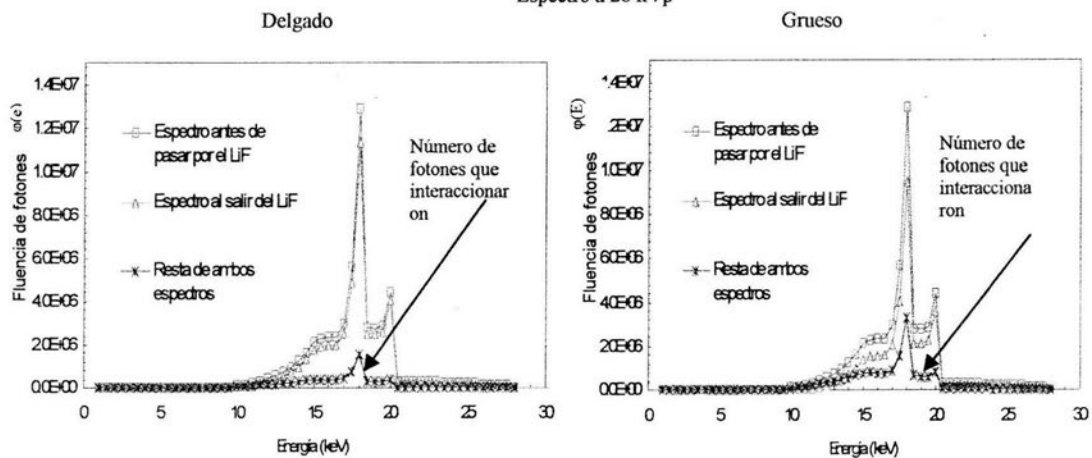
En la figura anterior se habló de dosímetros TL delgados ($3.2 \times 3.2 \times 0.38 \text{ mm}^3$) y gruesos ($3.2 \times 3.2 \times 0.89 \text{ mm}^3$).

Al observar la figura 2-2, notamos la dependencia que guarda el haz con el grosor del dosímetro. El haz de radiación que incide sobre el dosímetro se atenúa más cuando atraviesa el dosímetro grueso (en un 52% en promedio) que por el delgado (un 36% en promedio). Por otra parte la diferencia física entre el grosor de un dosímetro y otro es de 43%.

La relación existente entre el espectro incidente en el LiF y la energía depositada en el mismo, depende del espesor del dosímetro. Para entender mejor esta relación,

restamos el haz de rayos X que ha pasado por todos los medios (blanco/filtro/aire/placa de compresión) de aquel espectro que pasó por los distintos medios y además atravesó el dosímetro. Se efectúa la diferencia entre ambos espectros, a fin de obtener la fluencia neta depositada en el DTL, lo anterior se realiza para ambos tipos de dosímetros. En la figura 2-2, se observan 3 gráficas que contienen el espectro de dos haces distintos con el número de fotones que interaccionaron, pudiendo o no dejar toda su energía depositada en el volumen, el primero proviene de un blanco y filtro de molibdeno que pasa por aire y lexano (placa de compresión) y el segundo procede de un blanco de tungsteno con filtro de aluminio que atraviesa el aire.

Espectro a 28 kVp

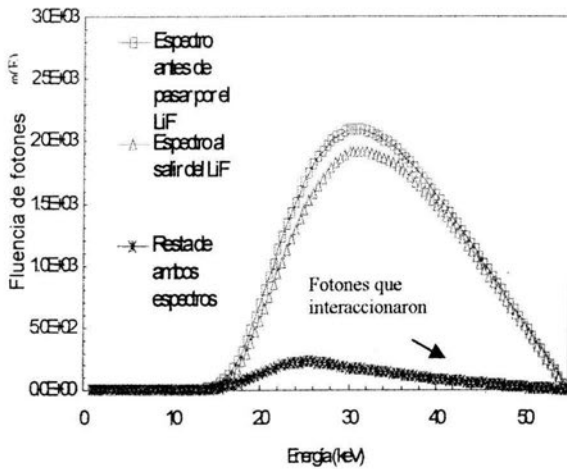


a)

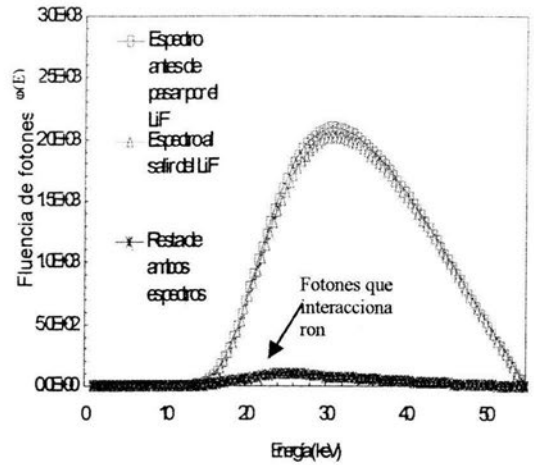
b)

Grueso

Delgado



c)



d)

Figura 2-2. a) Espectro de energía de fotones de un haz de Mo/Mo/aire/lexano a 28 kVp depositada en el dosímetro TL delgado y b) TL grueso. c) Número de fotones que interaccionaron en el dosímetro grueso tras haberse atenuado al pasar por distintos medios (W/AI/aire) a un kVp de 55 y d) lo mismo para el TL delgado.

La dosis depositada en el dosímetro TL depende de la atenuación que va teniendo el haz al interactuar con la materia en un determinado volumen.

2.1 Cálculo completo de la respuesta relativa usando el espectro del haz incidente.

En esta sección proponemos calcular la dosis absorbida en un espesor dado de LiF tras haber sido irradiado por un haz de rayos X polienergético. No se tomará en cuenta la radiación dispersa.

Cuando el haz de fotones pasa por el medio, cada componente de éste sufre una atenuación exponencial, vinculado con el coeficiente de atenuación. La respuesta del

dosímetro se normaliza con respecto de la exposición en aire. Los resultados se expresan comparando la respuesta que inducirá una exposición similar a rayos γ de ^{60}Co .

Llamemos respuesta termoluminiscente (RTL) a la señal obtenida por el dosímetro TLD-100 irradiado, esta respuesta es proporcional a la energía depositada en el volumen de LiF.

Si expresamos el párrafo anterior en términos matemáticos y usamos la ecuación (1.21) que define dosis absorbida, obtenemos la respuesta TL (2.1).

$$D = \frac{dE_{\text{impartida}}}{dm} \quad [\text{Gy}] \quad (1.21)$$

y como $dm = \rho A dx$, entonces lo que sabemos acerca de la RTL es lo siguiente:

$$\text{RTL} \approx \int dE_{\text{LiF}} = A \rho \int^t D_{\text{LiF}}(x) dx \quad , \quad (2.1)$$

donde A es el área del dosímetro y ρ la densidad del mismo, t es su grosor y dx es el elemento diferencial de longitud en la dirección perpendicular al área A del dosímetro, finalmente $D_{\text{LiF}}(x)$ es la dosis depositada a la profundidad x .

Ahora bien, para calcular la dosis promedio en LiF para cualquier espesor de dosímetro y espectro incidente, empleamos la siguiente relación:

$$\frac{\overline{D_{t,E}}}{D_0} = \frac{(1/t) \int_0^t D_{LiF}(x) dx}{D_0}, \quad (2.2)$$

D_0 representa la dosis de entrada al LiF y $\overline{D_{t,E}}$ es la dosis promedio, que depende del espesor del dosímetro t y de la energía E del haz incidente. $D_{LiF}(x)$ es la dosis depositada en el LiF a la profundidad x .

Suponemos un espectro de fluencia de energía $\Psi(E)$, que varía con la profundidad x al interior del dosímetro TL. Aplicando la relación (1.24), podemos escribir para cada una de las energías:

$$D = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E, LiF}, \quad (2.3)$$

Para un espectro de energías, la dosis en el LiF se convierte en la integral sobre el intervalo de energías, quedando como:

$$D = \int_0^{E_{max}} \Psi(E) \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E, LiF} dE \quad (2.4)$$

Sin embargo, el espectro de energía $\Psi(E)$, es función de la distancia x penetrada en el dosímetro, de forma que la ecuación (2.4) es representada como:

$$D(x) = \int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,x} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E, LiF} dE \quad (2.5)$$

Ahora bien, el espectro de energía $\varphi(E)$ es atenuado de manera exponencial para cada una de sus componentes en energía (no consideramos dispersión). Esta atenuación se puede representar matemáticamente como:

$$\varphi(E)_{E,x} = \varphi(E)_{E,0} e^{-(\mu/\rho)_E(\rho x)} \quad (2.6)$$

donde $\varphi(E)_{E,0}$ es el espectro de energía de entrada al LiF. Se agrega el subíndice E,x para enfatizar la dependencia del espectro con la energía y la profundidad.

De las relaciones anteriores, podemos sustituir $\Psi(E)_{E,x}$ en D(x) (ecuación 1.28) y a su vez en la ecuación (2.2), dando lugar al siguiente resultado:

$$\overline{D}_{t,E} = (1/t) \int_0^t dx \int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,0} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E, LiF} e^{-(\mu/\rho)_E(\rho x)} dE \quad (2.7)$$

Ordenando la ecuación anterior, a fin de que las integrales dependan de su variable correspondiente como lo son la energía y la distancia x penetrada en el dosímetro, la ecuación (2.7) queda como sigue:

$$\overline{D}_{t,E} = (1/t) \int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,0} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E, LiF} dE \int_0^t e^{-(\mu/\rho)_E(\rho x)} dx \quad (2.8)$$

La segunda integral tiene como función a integrar una exponencial, que al resolverla se obtiene:

$$\int_0^t e^{-(\mu/\rho)_E(\rho x)} dx = (1/\mu) [1 - e^{-(\mu/\rho)_E \rho t}] \quad (2.9)$$

Regresando a la relación (8), ésta queda así:

$$\overline{D}_{t,E} = 1/t \int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,0} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E, LiF} \frac{[1 - e^{-(\mu/\rho)_E \rho t}]}{\mu_{E, LiF}} dE \quad (2.10)$$

Al sustituir nuestro resultado en el lado derecho de la ecuación (2.2), se obtiene la ecuación (2.11):

$$\frac{\overline{D_{t,E}}}{D_0} = \left(\frac{(1/t) \int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,0} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,LiF} [1 - e^{-(\mu/\rho)\rho t}] / \mu_{E,LiF} dE}{D_0} \right) \quad (2.11)$$

Do, la dosis de entrada en el LiF, es:

$$D_0 = \int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,0} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,LiF} dE \quad , \quad (2.12)$$

Y al sustituir (2.12) en la relación (2.11) obtenemos:

$$\frac{\overline{D_{t,E}}}{D_0} = \left(\frac{\left(\frac{1}{t} \right) \int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,0} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,LiF} \frac{[1 - e^{-(\mu/\rho)\rho t}] dE}{\mu_{E,LiF}}}{\int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,0} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,LiF} dE} \right) \quad (2.11')$$

El lado derecho de la igualdad, es nombrado como K1, y representa los factores de atenuación de la dosis en el dosímetro, los cuales dependen de t y $\Psi(E)_{E,0}(x)$, tal que $\overline{D_{t,E}} = K1 \cdot D_0$.

Los valores numéricos de K1 para los haces de interés en este trabajo, se calculan en la sección 2.3

Al querer simplificar la ecuación (2.1), sustituimos en ella las relaciones (2.2) y (2.11), de la manera siguiente:

$$RTL \approx \int dE_{LiF} = A \rho \int_0^t D_{LiF}(x) dx = A \rho \left[\frac{D_{t,E}}{D_0} \right] t D_0 = M K1 D_0 \quad (1.A)$$

donde $A \rho = M$, la masa del dosímetro. Ya hemos evaluado la fracción de la dosis de entrada que se deposita en el volumen total del dosímetro. Lo próximo es relacionar la dosis en el LiF con la exposición en aire a la entrada del dosímetro.

Si tenemos dos medios (LiF y aire), en los cuales se cumple la condición de EPC expuestos a un mismo espectro de fotones, tomando como referencia la relación (2.25) del primer capítulo, la dosis de entrada $D_{0,LiF}$ impartida al LiF con respecto de la dosis impartida al aire D_{aire} en el punto de irradiación, viene dada por:

$$D_{0,LiF} = D_{aire} \frac{\left[\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right]_{LiF}}{\left[\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right]_{aire}} \quad (2.13)$$

Los valores de $\left[\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right]_{LiF}$ y $\left[\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right]_{aire}$ son el promedio del coeficiente másico de absorción de energía para dos medios distintos, dado un espectro de energía en el punto de irradiación.

Usando la relación (1.26) del primer capítulo, donde se define (μ_{en}/ρ) para sustituirla en $D_{0,LiF}$, ecuación (2.13), podemos escribir la ecuación (2.14).

$$D_{0,LiF} = D_{aire} \frac{\int \Psi(E)_{E,0} \left[\frac{\mu_{en}}{\rho} \right]_{E,LiF} dE \cdot \int \Psi_{E,0}(E) dE}{\int \Psi(E)_{E,0} \left[\frac{\mu_{en}}{\rho} \right]_{E,aire} dE \cdot \int \Psi_{E,0}(E) dE} \quad (2.14)$$

De aquí se obtiene lo que llamaremos $K2$, que representa el cociente entre los $\left[\frac{\mu_{en}}{\rho} \right]$ de dos medios distintos, que en este caso son el LiF y el aire.

$$D_{o, LiF} = D_{aire} \left(\frac{\int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,o} \left(\frac{\mu_{en}}{\bar{\rho}} \right)_{E, LiF} dE}{\int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,o} \left(\frac{\mu_{en}}{\bar{\rho}} \right)_{E, aire} dE} \right) = D_{aire} \cdot K2 \quad (2.15)$$

Si recordamos la ecuación (1.30) referente a la proporcionalidad entre exposición y dosis en aire ($D_{aire} = \bar{W}/e \cdot X$), para sustituirla en $D_{o, LiF}$, la ecuación (2.14), posteriormente sustituirla en la relación (1A), obtenemos lo siguiente:

$$RTL \approx M \cdot K1 \left(\frac{\int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,o} \left(\frac{\mu_{en}}{\bar{\rho}} \right)_{E, LiF} dE}{\int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,o} \left(\frac{\mu_{en}}{\bar{\rho}} \right)_{E, aire} dE} \right) X \quad (1B)$$

Agrupando los términos que no dependen del coeficiente másico de absorción ni de la atenuación de dosis, tenemos el producto de dos factores, el primero llamado K1 (representando la atenuación en el dosímetro) y al segundo lo llamaremos K2 (relacionando el depósito de energía en LiF y aire), tal que la ecuación (1B) se puede escribir así:

$$\frac{RTL}{M X} \approx K1 \left(\frac{\int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,o} \left(\frac{\mu_{en}}{\bar{\rho}} \right)_{LiF} dE}{\int_0^{E_{max}} \Psi(E)_{E,o} \left(\frac{\mu_{en}}{\bar{\rho}} \right)_{aire} dE} \right) \quad (1c)$$

o bien,

$$\frac{RTL}{MX} \Bigg|_{\Psi(E)} \approx [K1(E,t) \cdot K2(E)]_{\Psi(E)} \quad (A)$$

En la ecuación (1c) hemos obtenido la respuesta TL por unidad de masa y de exposición en aire como función (complicada) del coeficiente másico de absorción de energía y la atenuación de dosis, tomando en cuenta que los rayos X son polienergéticos y el espesor del dosímetro es finito.

Ahora bien, ya que resulta innecesario expresar el espectro de energía para ^{60}Co en la ecuación (1c) por ser monoenergético, obtendremos una relación equivalente para rayos γ y evaluaremos el cociente entre ambas respuestas. Esta será la eficiencia relativa.

Para conocer la dosis impartida al LiF por los rayos γ del ^{60}Co con energía de 1.17 y 1.33 MeV (en promedio 1.25 MeV), efectuaremos el procedimiento de manera análoga los cálculos anteriores, tomando en cuenta la naturaleza monoenergética que tienen los rayos γ .

Retomando la ecuación (2.2), que se muestra a continuación, para radiación monoenergética,

$$\frac{\overline{D}_{1,E}}{D_0} = \frac{1/t \int_0^t D_{\text{LiF}}(x) dx}{D_0} \quad (2.2)$$

y la relación (2.1), la dosis D, se escribe como sigue:

$$D = \varphi E_{60\text{-Co}} \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{60\text{-Co, LiF}} \quad (2.16)$$

donde el espectro del flujo de energía $\Psi(E)$ es sustituido por $\varphi \cdot E$, que es la fluencia de energía para fotones de $E = 1.25$ MeV.

Al tener un haz de fotones monoenergéticos que inciden sobre cierto material, en este caso el LiF, la dosis que se deposita en profundidad en el LiF es gobernada por un factor $e^{-(\mu/\rho)(\rho x)}$, quedando expresado de la manera siguiente:

$$D_{\text{LiF}}(x) = D_0 e^{-(\mu/\rho)(\rho x)} \quad (2.17)$$

siendo D_0 la dosis de entrada al LiF.

Si sustituimos $D_{\text{LiF}}(x)$ en la ecuación (2.2) observamos que:

$$\frac{\overline{D_{t,E}}}{D_0} = \frac{(1/t) \int_0^t D_0 e^{-(\mu/\rho)(\rho x)} dx}{D_0} \quad \text{para } ^{60}\text{Co} \quad (2.18)$$

Resolviendo la integral con respecto a x , obtenemos:

$$\frac{\overline{D_{t,E}}}{D_0} = \frac{(1/t) \int_0^t (1/\mu) [1 - e^{-(\mu/\rho)\rho t}]}{t} = \frac{1}{\mu t} [1 - e^{-(\mu/\rho)\rho t}] \quad \text{para el } ^{60}\text{Co} \quad (2.19)$$

El lado derecho de la relación anterior equivale a K_1 para fotones monoenergéticos.

Nuevamente la incógnita es la dosis de entrada D_0 , por lo que podemos tomar como antecedente la ecuación (2.13), y así conocer D_0 relacionándole con la exposición en aire como sigue:

$$D_{o, \text{LiF}} = D_{\text{aire}} \left(\frac{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{1.25 \text{ MeV, LiF}}}{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{1.25 \text{ MeV, aire}}} \right) \quad (2.20)$$

El paréntesis, que es el cociente de los coeficientes másicos de absorción de energía en LiF para una energía de 1.25 MeV con respecto a aquella en aire, será llamado K2.

Al sustituir las ecuaciones (2.19), (2.20) y (2.16), en la relación (1A), obtenemos lo siguiente:

$$\text{RTL} \approx M \left(\frac{\overline{D_{LE}}}{D_o} \right) \left(\frac{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{1.25 \text{ MeV, LiF}}}{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{1.25 \text{ MeV, aire}}} \right) X \quad \text{para el } ^{60}\text{Co} \quad (1A)$$

Agrupando los términos que dependen de la atenuación de dosis en el dosímetro y del coeficiente másico de absorción de energía, la ecuación (1A) resulta:

$$\frac{\text{RTL}}{M X} \approx \left(\frac{\overline{D_{LE}}}{D_o} \right) \left(\frac{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{1.25 \text{ MeV, LiF}}}{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{1.25 \text{ MeV, aire}}} \right) = K1 \cdot K2 \quad (1B)$$

$$\left. \frac{\text{RTL}}{M X} \right]_{\text{Co}} \approx K1(t) \cdot K2(1.25 \text{ MeV}) \quad (B)$$

Las relaciones (A) y (B) muestran el cociente de la respuesta termoluminiscente (RTL) por unidad de masa y de exposición como función de la energía y del espesor t. Si realizamos el cociente entre estas dos relaciones, obtenemos la respuesta del

dosímetro TL por unidad de masa y de exposición expuesto a rayos X, relativo a la misma respuesta a rayos γ de ^{60}Co . A esto le llamamos la eficiencia relativa η , tal que:

$$\eta = \frac{\text{RTL} / M X]_{\psi(E)}}{\text{RTL} / M X]_{\text{Co}}} = \frac{[K1(E,t) K2(E)]_{\psi(E)}}{[K1(1.25\text{MeV},t) K2(1.25\text{MeV})]} \quad (2.21)$$

Los coeficientes K1 y K2 se evalúan en la sección 2.3 para los dosímetros y haces de interés.

2.2 Cálculo simplificado usando una energía efectiva para cada haz.

Podemos obtener la respuesta relativa mediante un cálculo simplificado, a fin de simplificar el formalismo, esto se hará representando el haz incidente por una sola energía, obtenida a partir de una medida promedio del coeficiente másico de atenuación (μ/ρ). A diferencia del cálculo completo, en el cual se tomaba todo el espectro de energías, en este caso se considera al haz de rayos X como si fuera monoenergético considerando una energía efectiva (E_{ef}), esto debido a que en el área Radiológica se acostumbra obtener la CHR para determinar la Eef.

Partiendo de la ecuación (2.1), en donde la respuesta termoluminiscente es proporcional a la energía depositada por la radiación en el dosímetro, se vuelve a considerar la misma relación.

$$\text{RTL} \approx \int dE_{LiF} = A \rho \int_0^t D_{LiF}(x) dx \quad (2.1)$$

Tomando en cuenta la atenuación que está sufriendo el haz al pasar por los distintos medios, considerando que tenemos EPC, escribimos la dosis como sigue:

$$\frac{\overline{D_{t,E}}}{D_0} = \frac{1}{t} \frac{\int_0^t D_{LiF}(x) dx}{D_0} \quad (2.22)$$

donde D_0 es la dosis de entrada al dosímetro y $\overline{D_{t,E}}$ es la dosis promedio depositada en el grosor t del dosímetro.

$D_{LiF}(x) = D_0 e^{-(\mu/\rho)_{E_{ef}}(\rho x)}$, por lo que al sustituir D_{LiF} en el cociente de dosis ($\overline{D_{t,E}}/D_0$) la ecuación (2.22) y resolviendo la integral cuya función es una exponencial, queda lo siguiente:

$$D_{LiF} = D_0 [1 - e^{-(\mu/\rho)_{E_{ef}}(\rho t)}] / \mu t \quad (2.23)$$

sustituyendo el valor de D_{LiF} en la ecuación (2.22), obtenemos:

$$\frac{\overline{D_{t,E}}}{D_0} = \frac{1}{\mu t} [1 - e^{-(\mu/\rho)_{E_{ef}}(\rho t)}] \quad (2.24)$$

se le llama P1 al lado derecho de la igualdad, y representa la fracción de la dosis de entrada que se deposita en el espesor t , en promedio.

De manera gráfica podemos visualizar la operación matemática que se encuentra en el interior del paréntesis, por medio de la figura 2-3.

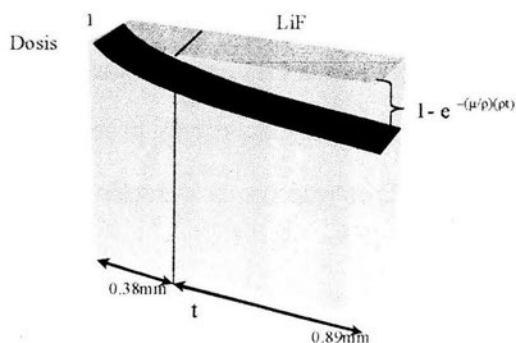


Figura 2-3. Representación esquemática de $(1 - e^{-(\mu/\rho)\rho x})$

Para calcular la dosis de entrada al LiF, nos apoyamos en la ecuación (24) del capítulo anterior, a fin de obtener un cociente entre los coeficientes másicos de absorción a las energías efectivas:

$$D_{o, \text{LiF}} = D_{\text{aire}} \left(\frac{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{Eef, LiF}}}{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{Eef, aire}}} \right) \quad (2.25)$$

El interior del gran paréntesis, es denominado como P2. Así la RTL se expresa de la siguiente forma:

$$\left. \frac{\text{RTL}}{\text{M X}} \right]_{\text{Eef}} \approx \text{P1}(E_{\text{ef}}, t) \cdot \text{P2}(E_{\text{ef}}) \quad (C)$$

Los cálculos realizados para ^{60}Co , son los mismos que en la sección anterior, así que la respuesta termoluminiscente RTL, está expresada de la manera siguiente:

$$\left. \frac{\text{RTL}}{\text{M X}} \right]_{\text{Co}} \approx \left(\frac{D_t}{D_o} \right) \left(\frac{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{1.25\text{MeV, LiF}}}{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{1.25\text{MeV, aire}}} \right) = \text{P1}(1.25\text{MeV}, t) \cdot \text{P2}(1.25\text{MeV}) \quad (1B)$$

Al realizar el cociente entre las RTL obtenemos la eficiencia η :

$$\eta = \frac{\text{RTL} / \text{M X}]_{\text{Eef}}}{\text{RTL} / \text{M X}]_{\text{Co}}} = \frac{\text{P1}(E_{\text{ef}}, t) \cdot \text{P2}(E_{\text{ef}})}{\text{P1}(1.25\text{MeV}, t) \cdot \text{P2}(1.25 \text{ MeV})} \quad (26)$$

2.3 Resultados del cálculo completo y del cálculo simplificado.

En esta sección se presentan los resultados obtenidos para el cálculo completo y simplificado, obteniendo los valores de los coeficientes K1, K2, P1 y P2 para una variedad de haces de rayos X y rayos γ de ^{60}Co .

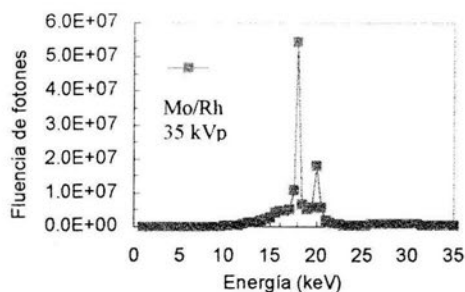
Para realizar los cálculos, se supusieron haces generados en un blanco de Mo y uno de W, obtenidos al correr un software llamados tungsten.h y molibdenium.h localizados en <http://www.aip.org/epaps/epaps.html> [B97]. Una vez que se tuvieron los distintos espectros $\phi(E)$, por medio de operaciones matemáticas realizadas en una base de datos, usando los valores del coeficiente másico de atenuación y másico de absorción [H69] se pudo calcular la atenuación que sufren los espectros al pasar por filtros de Mo, W y Al, posteriormente por aire, y en algunos casos por lexano (placa de compresión). La base de datos en la cual se realizaron los cálculos por G-Pelagio fue Excel de Office.

Los medios supuestos corresponden a lo que se usa en los equipos de mastografía y convencional de rayos X empleados en la parte experimental del trabajo (sección 3.1). En la tabla 2-1 se muestran los haces de rayos X usados.

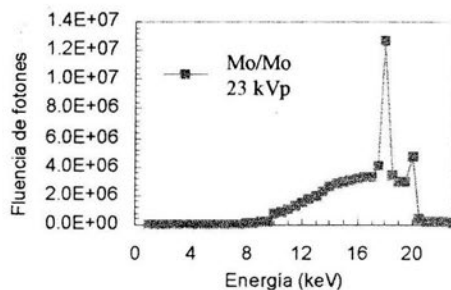
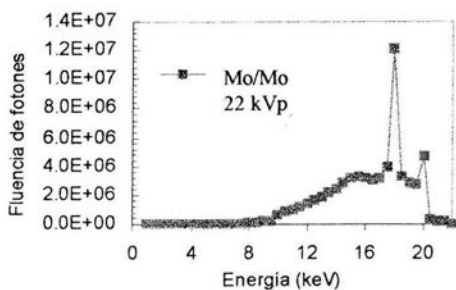
Blanco		Filtros			Voltaje (kVp)
Mo	0.025 mm Mo	59.7 cm aire	3 mm lexano		22
	0.025 mm Mo	59.7 cm aire	3 mm lexano		23
	0.025 mm Mo	59.7 cm aire	3 mm lexano		25
	0.025 mm Mo	59.7 cm aire	3 mm lexano		28
	0.025 mm Mo	59.7 cm aire	3 mm lexano		35
W	0.25 mm Al	60 cm aire			55
	0.25 mm Al	60 cm aire			120

Tabla 2-1. Haces de rayos X provenientes de distintos blancos y filtros, empleados en este trabajo.

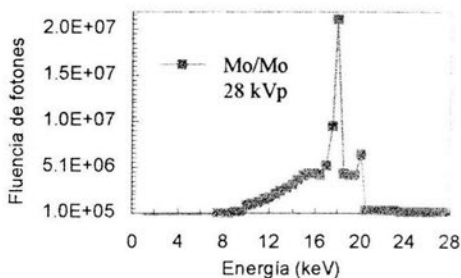
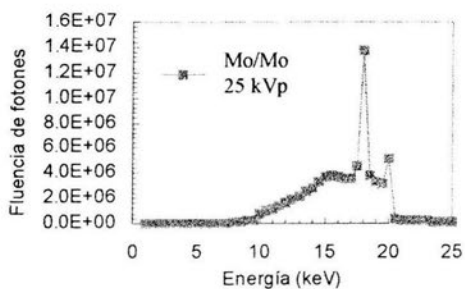
Ahora bien, los haces incidentes sobre los dosímetros son diferentes dependiendo de la interacción que tuvieron con los medios, en breve, se muestran todos los espectros $\varphi(E)_{E,D}$ incidentes. (Figura 2-4)



a)



b)



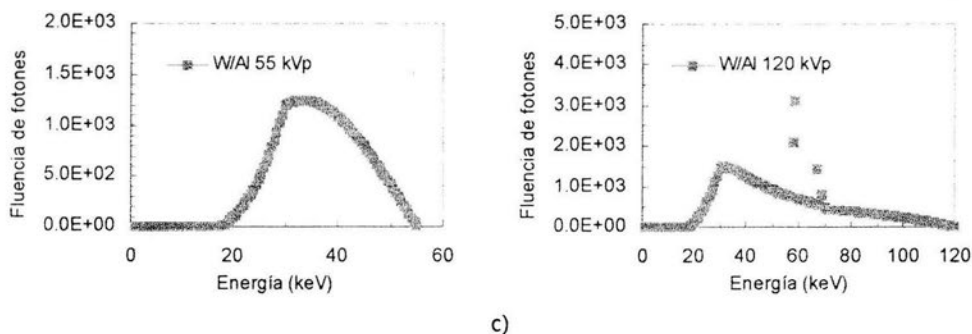


Figura 2-4. Hazes incidentes sobre los dosímetros empleados en esta tesis. a) Espectro de rayos X proveniente de un blanco de molibdeno y filtro de rodio b) Espectros de rayos X a diferente kVp tras haber pasado por el filtro de Mo. c) Espectro de rayos X originario de un blanco de tungsteno y filtrado por aluminio.

A continuación se presentan los resultados obtenidos al hacer el cálculo completo para la respuesta relativa.(ecuación 1_B). En todo el trabajo realizado se contó con espectros de fluencia de fotones $\phi(E)$ (en unidades arbitrarias). El formalismo requiere espectros de fluencia de energía $\Psi(E)$, por lo cual, en todas las integrales se substituyó $\Psi(E)$ por $\phi(E) \cdot E$.

Con base en la ecuación 2.11, se obtienen los factores de atenuación de dosis K_1 en dosímetros LiF delgados ($t=0.38$ mm) y gruesos ($t=0.89$ mm), usando el espectro de energía $\Psi_{E,0}$ para cada haz incidente. Se obtienen los valores que aparecen en la tabla 2-2.

Blanco /Filtro	Voltaje (kVp)	K1	
		TLD delgado	TLD grueso
Mo/Mo	22	0.910	0.810
Mo/Mo	23	0.910	0.811
Mo/Mo	25	0.911	0.811
Mo/Mo	28	0.915	0.820
Mo/Rh	35	0.934	0.866
W/Al	55	0.974	0.941
W/Al	120	0.976	0.946
Co	E=1.25MeV	0.997	0.994

Tabla 2-2. Factores de atenuación de dosis K1 en los tipos de dosímetros.

En la tabla 2-3, se muestran los valores K2 obtenidos de la ecuación (2.15). En la parte inferior aparece el valor para el ^{60}Co .

Blanco /Filtro	Voltaje (kVp)	$(\bar{\mu}_{en}/\rho)_{\text{LiF}}$ (cm^2/g)	$(\bar{\mu}_{en}/\rho)_{\text{aire}}$ (cm^2/g)	K2
Mo/Mo	22	1.258	1.048	1.200
Mo/Mo	23	1.249	1.041	1.200
Mo/Mo	25	1.238	1.031	1.200
Mo/Mo	28	1.168	0.9739	1.200
Mo/Rh	35	0.8524	0.7129	1.196
W/Al	55	0.1724	0.1487	1.159
W/Al	120	0.09646	0.08452	1.141
Co	E=1.25 MeV	0.02470	0.02666	0.9264

Tabla 2-3. Coeficientes máscicos promedio de absorción de energía y factores K2, para haces de rayos X y rayos γ del ^{60}Co .

Pasemos ahora al cálculo simplificado.

Primero se debe obtener el valor efectivo de los coeficientes de atenuación (μ/ρ) asociándoles a cada uno, una energía efectiva (E_{ef}). Esto se hizo experimentalmente, al medir la CHR para cada haz tal como se describe en la sección 3.2.

Una vez que se conoce el valor de la energía efectiva, se le asocia un valor de coeficiente másico de absorción (μ_{en}/ρ) $_{E_{ef}}$ y másico de atenuación (μ/ρ) para el LiF y el aire, de las tablas publicadas por J.H. Hubbell [H69] y [W2] para cada haz de rayos X. Es lo mismo para los rayos γ del ^{60}Co . Los cálculos anteriores se presentan en la tabla 2-4.

Blanco / Filtro	Voltaje nominal (kVp)	CHR (cm Al)	$(\mu/\rho)_{Al}$ (cm ² /g)	Energía efectiva E_{ef} (keV)	$(\mu/\rho)_{LiF, E_{ef}}$ (cm ² /g)	$(\mu_{en}/\rho)_{LiF, E_{ef}}$ (cm ² /g)	$(\mu/\rho)_{aire, E_{ef}}$ (cm ² /g)	$(\mu_{en}/\rho)_{aire, E_{ef}}$ (cm ² /g)
Mo/Mo	22	0.0316	8.154	14.87	1.901	1.691	1.684	1.403
Mo/Mo	23	0.0341	7.556	15.18	1.843	1.616	1.627	1.341
Mo/Mo	25	0.0378	6.817	15.61	1.760	1.483	1.512	1.233
Mo/Mo	28	0.0418	6.164	16.03	1.682	1.407	1.446	1.172
Mo/Rh	35	0.0534	4.825	18.02	1.280	1.025	1.112	0.8550
W/Al	55	0.222	1.157	29.87	0.3774	0.1976	0.3581	0.1685
W/Al	120	0.471	0.5471	40.35	0.2558	0.07781	0.2457	0.0678
Co	E=1.25 MeV			1250.00	0.05271	0.02470	0.05687	0.02666

Tabla 2-4. Valores del coeficiente de atenuación y másico de absorción de energía para los distintos haces usados. El valor de la CHR fue medido, con base en el valor de $(\mu/\rho)_{Al}$ se obtuvo la energía efectiva y posteriormente se buscó el valor de los coeficientes de atenuación y másico de absorción de acuerdo a la energía efectiva (ver sección 3.2).

En la ecuación 2.24, se tiene un cociente entre D_t y D_o que da como resultado los factores de atenuación de dosis en los dos tipos de dosímetros. En la tabla 2-5, se muestran los valores calculados del factor P1.

Blanco /Filtro	Voltaje(kVp)	P1	
		TLD delgado	TLD grueso
Mo/Mo	22	0.910	0.807
Mo/Mo	23	0.913	0.811
Mo/Mo	25	0.917	0.819
Mo/Mo	28	0.920	0.826
Mo/Rh	35	0.938	0.864
W/Al	55	0.981	0.957
W/Al	120	0.987	0.971
^{60}Co	E=1.25MeV	0.997	0.994

Tabla 2-5. Factores de atenuación P1 usando energías efectivas E_{ef} .

Basándonos en la ecuación 2.25, en donde se hace referencia al cociente entre coeficientes máscicos de absorción de energía (μ_{en}/ρ), obtenemos los valores de P2.

Blanco /Filtro	Voltaje (kVp)	$(\mu_{en}/\rho)_{LiF,E_{ef}}$	$(\mu_{en}/\rho)_{aire,E_{ef}}$	P2
		(cm^2/g)	(cm^2/g)	
Mo/Mo	22	1.691	1.403	1.205
Mo/Mo	23	1.616	1.341	1.205
Mo/Mo	25	1.483	1.233	1.202
Mo/Mo	28	1.407	1.172	1.201
Mo/Rh	35	1.025	0.855	1.199
W/Al	55	0.1976	0.1685	1.173
W/Al	120	0.07781	0.06780	1.148
^{60}Co	E=1.25MeV	0.02470	0.02666	0.926

Tabla 2-6. P2 es el cociente de coeficientes máscicos de absorción de energía para LiF y

aire.

Seguendo la ecuación 2.21 para calcular la eficiencia relativa (η) al ^{60}Co , de acuerdo al cálculo completo, los resultados son los siguientes (Tabla 2-7):

Blanco	Voltaje	K1	K1	K2	K1*K2	K1*K2	η	η
/ Filtro	(kVp)	TLD delgado	TLD grueso		TLD delgado	TLD grueso	TLD delgado	TLD grueso
Mo/Mo	22	0.910	0.810	1.200	1.092	0.973	1.183	1.056
Mo/Mo	23	0.910	0.811	1.200	1.093	0.973	1.183	1.057
Mo/Mo	25	0.911	0.811	1.200	1.093	0.974	1.183	1.057
Mo/Mo	28	0.915	0.820	1.200	1.098	0.984	1.189	1.069
Mo/Rh	35	0.934	0.866	1.196	1.116	1.035	1.209	1.115
W/Al	55	0.974	0.941	1.159	1.129	1.090	1.222	1.184
W/Al	120	0.976	0.946	1.141	1.114	1.079	1.206	1.172
^{60}Co	E=1.25MeV	0.997	0.994	0.9264	0.924	0.921	1.000	1.0001

Tabla 2-7. Valores de los factores K1, K2 y η relativos para el cálculo completo.

Por otro lado, la eficiencia relativa para el cálculo simplificado en donde se toma una energía efectiva para cada haz, nos lleva a los resultados siguientes (Tabla 2-8):

Blanco	Voltaje	P1	P1	P2	P1*P2	P1*P2	η	η
/ Filtro	(kVp)	TLD delgado	TLD grueso		TLD delgado	TLD grueso	TLD delgado	TLD grueso
Mo/Mo	22	0.910	0.807	1.205	1.097	0.972	1.188	1.056
Mo/Mo	23	0.913	0.811	1.205	1.100	0.978	1.191	1.062
Mo/Mo	25	0.917	0.819	1.202	1.102	0.985	1.193	1.069
Mo/Mo	28	0.920	0.826	1.201	1.105	0.992	1.196	1.077
Mo/Rh	35	0.938	0.864	1.199	1.125	1.035	1.218	1.125
W/Al	55	0.981	0.957	1.173	1.151	1.122	1.245	1.219
W/Al	120	0.987	0.971	1.148	1.133	1.114	1.226	1.210
^{60}Co	E=1.25MeV	0.998	0.995	0.926	0.924	0.921	1.000	1.000

Tabla 2-8. Valores de P1,P2 y η para el cálculo simplificado.

En el capítulo 5: Discusión de resultados, se hará una comparación entre estas predicciones y los datos experimentales.

Capítulo III

III. Método Experimental

3.1 Irradiación con haces de rayos X y γ

Los haces de radiación empleados en este trabajo provienen de dos equipos distintos de rayos X utilizados en diagnóstico clínico.

- El primero es un mastógrafo marca IMS modelo Giotto con número de serie 63/36/38. El voltaje en el cual opera este equipo varía de 22 a 35 kVp, consta de un blanco de molibdeno con dos filtros, rodio y molibdeno.
- El segundo equipo es un generador de rayos X convencional de la marca Philips Medical Systems SA tipo 9806 206 11102, con blanco de tungsteno y filtro de aluminio, el voltaje de operación puede variar de 40 a 125 kVp.

Ambos equipos pertenecen al área de Rayos X del Instituto Nacional de Cancerología, INCan, en el Distrito Federal. En la figura 3-1, se muestran los dos equipos usados así como el multímetro UNFORS usado para medir el voltaje.

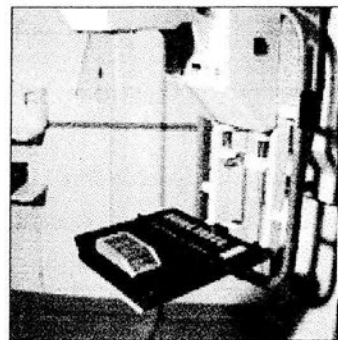
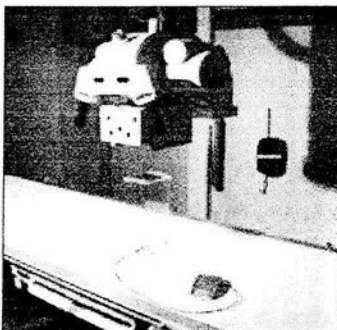


Figura 3-1. La 1ª fotografía es un equipo de rayos X convencional y la 2ª es un mastógrafo. El medidor UNFORS está colocado sobre la camilla y sobre el portachasis, respectivamente.

Se efectuaron 40 irradiaciones con rayos X en el mastógrafo y 12 en el equipo convencional de rayos X. A continuación se muestran los parámetros usados en cada una de las irradiaciones.

Blanco/ Filtro	Voltaje (kVp)	Carga (mAs)	Dosímetro delgado			Dosímetro grueso		
			Exposición (mR)	Factor de Corrección por (P,T)	Exposición corregida por (P,T) y distancia (mR)	Exposición (mR)	Factor de Corrección por (P,T)	Exposición corregida por(P,T) y distancia (mR)
Mo/Mo	22	70	303.5	1.301	403.66	291	1.301	387.03
	22	70	303.5	1.301	403.68	291	1.301	387.07
	22	100	410	1.308	548.12	421	1.301	559.93
	22	100	410	1.308	548.07	421	1.301	559.98
	23	70	360	1.301	478.80	361	1.301	480.13
	23	70	360	1.301	478.82	361	1.301	480.18
	23	100	506	1.301	673.05	507	1.301	674.31
	23	100	506	1.301	672.98	507	1.301	674.38
	25	70	477	1.308	637.69	483	1.301	642.39
	25	70	477	1.308	637.75	483	1.301	642.39
	25	100	674	1.308	901.05	676	1.301	899.17
	25	100	674	1.308	901.14	676	1.301	899.08
	28	70	697	1.308	931.80	697	1.308	931.80
	28	70	697	1.308	931.89	697	1.308	931.89
28	100	981	1.308	1311.47	979	1.308	1308.79	
28	100	981	1.308	1311.60	979	1.308	1308.92	
Mo/Rh	35	70	997	1.308	1332.86	996	1.308	1331.52
	35	70	997	1.308	1332.99	996	1.308	1331.65
	35	100	1411	1.308	1886.32	1417	1.308	1894.34
	35	100	1411	1.308	1886.50	1417	1.308	1894.53
W/AI	55	120	867	1.0	886.07	866	1.0	885.05
	55	120	867	1.0	886.16	866	1.0	885.14
	55	120	867	1.0	886.25	866	1.0	885.23
	120	60	2702	1.0	2761.9	2705	1.0	2764.05
	120	60	2702	1.0	2761.44	2705	1.0	2764.51
	120	60	2702	1.0	2758.74	2705	1.0	2764.78

Tabla 3-1. Irradiaciones efectuadas con los equipos de rayos X usados clínicamente. Los parámetros que variaron corresponden al blanco/filtro, la tensión y la carga total de cada disparo.

Las distancias a las cuales estaban la C.I. y los dosímetros con respecto del punto focal del tubo de rayos X, varía dependiendo el equipo usado. En la tabla 3-1, existe una columna con el nombre de exposición corregida por las variaciones de la presión atmosférica y la distancia durante las mediciones.

El término denominado como carga total, es el producto de la corriente a través del tubo de rayos X por el tiempo que dura la exposición. Se mide en miliamperes-segundo (mAs).

Los dosímetros TLD-100 se colocaron sobre un maniquí de polimetil-metacrilato (lucita), material muy usado por considerarse que simula la mama femenina comprimida a 4.2 cm. El maniquí usado (figura 3-2) ha sido acreditado por el American College of Radiology (ACR). Las dimensiones del maniquí son: 10.6 cm de largo x 10.0 cm de ancho x 4.3 cm de alto [W4].

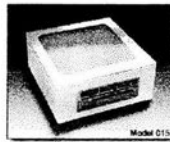


Figura 3-2. Maniquí sobre el cual se efectuaron las irradiaciones.

La distancia que existe entre el tubo generador de rayos X y el dosímetro (55.7 cm para el mastrógrafo y 55.8 cm para el equipo convencional), fue suficiente para lograr el equilibrio de partícula cargada, ya que el alcance máximo de los electrones secundarios en aire para una energía de 0.02 MeV es de 0.812 cm y para $E = 0.05$ MeV es de 4.07 cm, por lo que la distancia existente es suficiente.

Dependiendo del equipo de rayos X usado para la irradiación, el número de dosímetros empleados es diferente. Para las irradiaciones hechas en el mastógrafo se situaron 3 dosímetros (triada) encima del maniquí formando un triángulo, mientras que para el equipo convencional se colocaron 2 dosímetros (par) alineados en el centro del maniquí. Por cada irradiación se puso un par/triada de dosímetros delgados y

posteriormente se repitió la irradiación con igual número de dosímetros gruesos. En la figura 3-3 se aprecia la manera en la que estuvieron dispuestos los dosímetros.

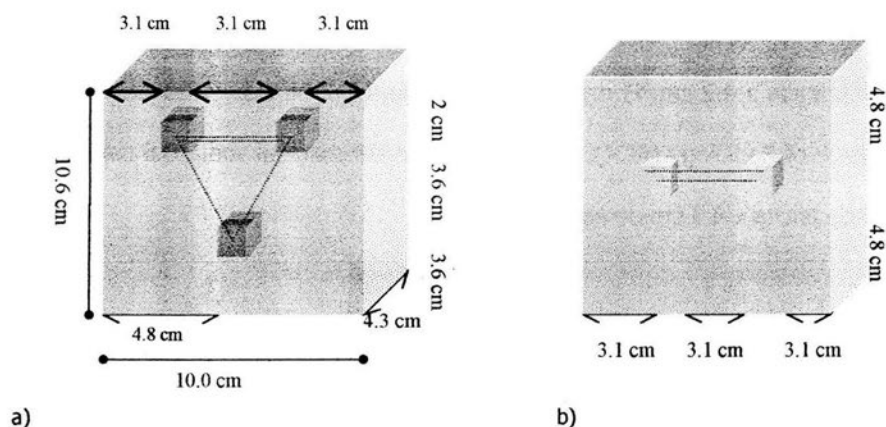


Figura 3-3 a) Forma en la que se colocaron los dosímetros sobre el maniquí para ser irradiados en el mastógrafo. b) Manera en la que se acomodaron los dosímetros en el maniquí, para ser irradiados en el equipo de rayos X convencional.

Cada vez que se efectúan las irradiaciones con rayos X en el INCan, también se realizan dos irradiaciones por cada tipo de dosímetro (delgado y grueso) con la fuente de ^{60}Co del IFUNAM, que emite rayos γ de energía promedio de 1.25 MeV, con una tasa de dosis en agua de $D' = 0.043$ mGy/min al 1 de abril del 2003 bajo condiciones de equilibrio de PC. El EPC se logra al colocar el dosímetro en un irradiador, cubriendo con una placa de 0.6 cm de lucita, tal que el alcance de los electrones secundarios generados es menor que esta distancia, así nos asegura que las partículas que entran, en promedio, son las que salen. Estas medidas verifican que las señales provenientes de dosímetros irradiados a la misma dosis sean las mismas, pudiendo concluir entonces que nuestro equipo trabaja bajo condiciones reproducibles.

La dosis en agua proporcionada a los dosímetros fue de 2.63 mGy, después de aproximadamente 1 hr de irradiación, que equivale a 2.36 mGy en aire, calculada a partir de la siguiente relación:

$$D_{\text{aire}} = D_{\text{H}_2\text{O}} \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{aire}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{H}_2\text{O}}} = 2.63 \text{ mGy} \frac{0.02666}{0.02965} = 2.36 \text{ mGy}$$

Esta información se utilizó para normalizar la señal proveniente de los dosímetros irradiados con rayos X con respecto a la respuesta TL obtenida del ^{60}Co . Para calcular la exposición en aire de los rayos γ , conociendo solamente la dosis, se aplicó la relación 1.32:

$$D_{\text{M}}[\text{Gy}] = 0.876 \times 10^{-2} X[\text{R}] \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{M}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{aire}}} \rightarrow$$

$$X[\text{R}] = \frac{D_{\text{M}}[\text{Gy}]}{0.876 \times 10^{-2}} \frac{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{aire}}}{(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{M}}} = 269.95 \text{ mR}$$

Obteniendo un valor para la exposición de $X = 269.95 \text{ mR}$ para la dosis de 2.63 mGy en agua.

Los dosímetros estudiados fueron irradiados con haces de rayos X y con rayos γ . También se tuvo control sobre 4 dosímetros testigo, tanto delgados como gruesos, para cada día de trabajo. Estos no fueron expuestos a ningún haz de radiación directa, dos de ellos eran llevados al hospital, lejos de la zona de irradiación. Por el contrario, los dos restantes permanecían en el Laboratorio de Dosimetría de la Radiación en el IFUNAM. Una vez que todos los dosímetros estaban de regreso en el laboratorio (los irradiados en el INcan, los que se expusieron a rayos γ y los dosímetros testigo), se guardaban en un lugar oscuro y alejados de cualquier fuente de radiación en el

laboratorio por un lapso de 24 hrs y transcurrido este tiempo se leyó su señal con el equipo lector, tal como se describe en 3.3.2.

3.2 Capa hemirreductora de los haces utilizados.

El espesor de un determinado material necesario para reducir a la mitad la intensidad original de un haz de radiación es conocido como capa hemirreductora (CHR). Es una medida característica (un número) de un haz de rayos X que permite caracterizar la "calidad", o capacidad de penetración de un espectro polienergético [K84]. Para obtener el valor de la CHR con equipos de rayos X de baja energía, usualmente se usa aluminio 1100 de alta pureza (99.9% Al) procurando tener una geometría de haz angosto en el montaje.

El procedimiento para medir la CHR consiste en lo siguiente [R00]:

- Colocar la placa de compresión de lexano (equipo de mastografía) de 1.5 mm de espesor, lo más cercana posible al tubo generador de rayos X. Para el caso del equipo convencional, se sitúa el tubo de rayos X a una distancia de 60 cm por arriba de la camilla.
- Sobre la camilla o portachasis (ver figura 1), se sitúa la cámara de ionización (C.I.) a una distancia de 5 cm arriba del portachasis verificando que ésta quede totalmente cubierta por el haz de rayos X.

La C.I. se usa para la dosimetría de haces de radiación. Es una cavidad de gas encerrada por una cubierta sólida, que a través de una diferencia de potencial, proporciona una lectura, en carga o en corriente, cuando es expuesta a un campo de radiación, así que registra el valor de la exposición proveniente del haz de rayos X. Normalmente la calibración de la cámara se realizó para una temperatura de 22°C y

presión de 760 torr, pero no todas las C.I. operan a estas condiciones atmosféricas, por lo que siempre se debe efectuar una corrección por presión y temperatura que viene dada por:

$$M = M' \left(\frac{760 [273^\circ + T(^{\circ}\text{C})]}{P(\text{torr}) [273 + 22]} \right) \quad (3.1)$$

donde M' es la carga medida y M es el valor corregido.

Antes de efectuar las correcciones por presión y temperatura, es necesario leer el manual de la cámara de ionización.

- Se procede a efectuar la primera irradiación de la C.I. sin que exista ninguna lámina de aluminio entre el tubo de rayos X y la cámara de ionización.
- Se irá añadiendo 0.1 mm de Al entre el tubo de rayos X y la cámara de ionización cada vez que se efectúe una irradiación, asegurándonos que la C.I. quede totalmente cubierta por el haz de radiación y luego se anotará el valor de la exposición.
- Cuando una lectura sea menor que la mitad de la exposición obtenida en la primera lectura (sin aluminio), se retiran todas las placas de Al y se efectúa una última irradiación en condiciones idénticas a la primera, verificando que el valor de esta irradiación no difiera en más del 2% de la exposición inicial.

Los pasos anteriores se repiten para todos los valores de kilovoltaje de los cuales queramos conocer la CHR.

La exposición fue medida con dos cámaras de ionización de la marca Radcal Corporation de distintos modelos, esto debido a su sensibilidad a la radiación. Para el caso del haz de molibdeno se usó una C.I. modelo 202X6-6M propiedad del ININ, por otro lado para el haz de tungsteno se empleó el modelo 20X6-180 que posee el IFUNAM. Los valores obtenidos por la primera C.I. fueron corregidos por el factor de presión y temperatura ya que la temperatura fue de $T=20.5\pm 0.25$ °C y la presión $P=582.5 \pm 0.5$ mm Hg. En este caso la corrección por (P,T) tiene un valor de $C_a=1.308$ y 1.301 debido a que las irradiaciones fueron hechas en dos días distintos. La segunda C.I. tiene un circuito integrado que realiza las correcciones automáticamente. La Tabla 3-1 incluye información relativa al arreglo experimental, la medición de la exposición y la exposición con las correcciones atmosféricas y de distancia.

Se midió de manera no-invasiva el voltaje suministrado al equipo de mastografía por medio de un multímetro marca UNFORS Instruments modelo 404 S/N 8589 que pertenece al laboratorio de Física Médica del IFUNAM.

En la figura 3-4 observamos el dispositivo experimental para medir la CHR, en donde se tiene la placa de compresión, que corresponde al equipo de mastografía.

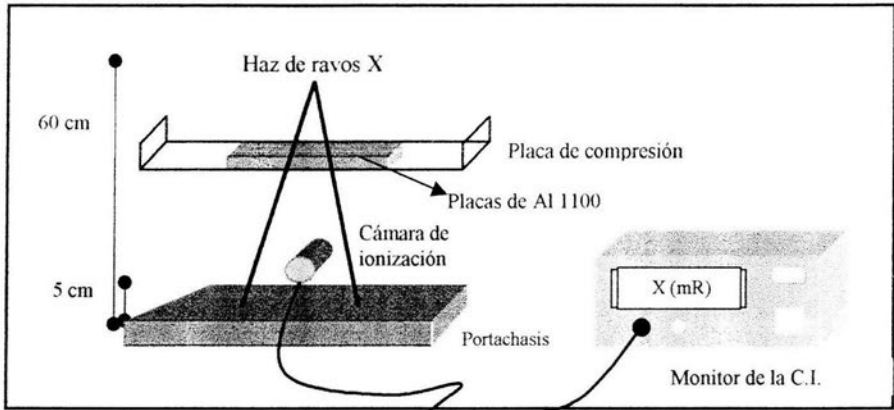


Figura 3-4. Montaje para medir la CHR. Los 5 cm de distancia entre la C.I. y el portachasis, se miden a partir de la región sensible de la cámara. Este último dato se obtiene del manual de operación. Para el caso del equipo de rayos X convencional, se toman 60 cm de distancia entre el tubo de rayos X y la camilla, la C.I. se coloca de igual forma a 5 cm arriba de la camilla.

Si tuviéramos un haz monoenergético, en ausencia de dispersión y con una geometría de haz angosto, podríamos obtener el valor de la CHR usando la relación (3.2), en donde vemos la dependencia que la CHR tiene con el coeficiente lineal de atenuación (μ),

$$I = \frac{I_0}{2} = I_0 e^{-(\mu\rho)\rho\text{CHR}} \longrightarrow \text{CHR} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (3.2)$$

donde I_0 representa el valor de la intensidad original de haz que queremos atenuar a la mitad.

En la figura 3-5, se representa la CHR para un medio determinado, en las condiciones ideales de atenuación exponencial.

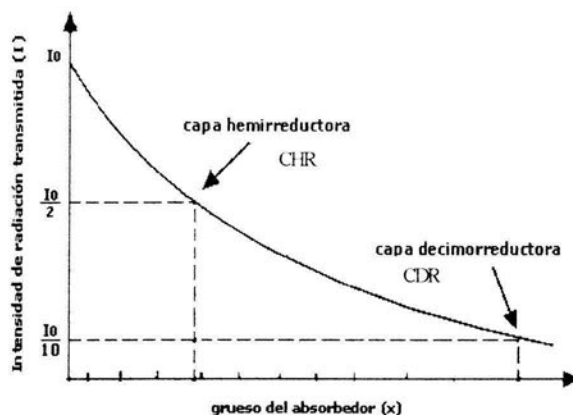


Figura 3-5. Representación gráfica de la CHR para cualquier medio absorbente. Se observa como se atenúa a la mitad o a la décima parte la intensidad del haz.

3.3 Protocolo para el manejo y preparación de los dosímetros

TLD-100

Se usó un mismo lote de 59 dosímetros termoluminiscentes LiF:Mg,Ti de la marca Harshaw Chemical Company, conocidos comercialmente con el nombre de TLD-100.

Treinta de estos dosímetros tienen dimensiones de $3.17 \times 3.17 \times 0.89 \text{ mm}^3$, mientras que veintinueve miden $3.17 \times 3.17 \times 0.38 \text{ mm}^3$, a los primeros se les designó con el nombre de "gruesos" y a los segundos "delgados".

3.3.1 Tratamiento térmico de los dosímetros TL

Previo a cada irradiación los dosímetros se someten a un tratamiento térmico con el objetivo de vaciar las trampas termoluminiscentes y/o de luminiscencia que los portadores de carga puedan estar ocupando.

El tratamiento térmico que se sigue en el laboratorio de Dosimetría de la Radiación, consiste en hornear en aire por una hora a 400 °C, seguido de dos horas a 100 °C, enfriando entre horneado y horneado durante quince minutos hasta alcanzar una temperatura aproximada de 19 °C. El horneado a alta temperatura tiene como finalidad borrar la señal acumulada durante su almacenamiento así como dispersar las impurezas relativas a su configuración original. El objetivo de hornear a 100 °C es estabilizar los picos de baja temperatura [G96].

A lo largo de todo el proceso, el aire acondicionado del laboratorio permanece encendido manteniendo la temperatura ambiente constante a 19 °C.

El horno digital usado es marca Thermolyne Corporation modelo 47900-749 con temperatura máxima de calentamiento de 1200 °C, que se encuentra en el laboratorio de Dosimetría de la Radiación del IFUNAM.

Para que los dosímetros TL sean horneados de manera homogénea, se colocan en un portadosímetros, que es una placa metálica de 10.0×6.0×0.2 cm³ con 50 nichos circulares en donde se ponen los dosímetros y de esta forma se logra un horneado uniforme.

Ya que se han horneado los dosímetros, se dejan reposar por veinticuatro horas para asegurar una buena disposición de las trampas, transcurrido este tiempo son irradiados y se dejan reposar por el mismo tiempo antes de ser leídos.

3.3.2 Lectura de los dosímetros TL

El equipo lector consiste básicamente en una fuente de voltaje que calienta una plancheta (calentamiento óhmico de una resistencia) sobre la que se coloca el dosímetro. El equipo posee un tubo fotomultiplicador que colecta la señal luminosa proveniente del cristal termoluminiscente, transformándola en señal eléctrica. Esta señal es procesada por una computadora para así desplegar en el monitor una curva de brillo, tal y como se muestra en la figura 3-6.

El área bajo la curva de brillo es la integral de la señal eléctrica durante un determinado intervalo de temperatura, siendo su integral la respuesta del dosímetro. Las unidades de la señal TL son nC .

La temperatura máxima a la cual puede calentar el equipo es de 600 °C, siendo necesario el suministro de nitrógeno para evitar oxidación de la plancheta, además funciona como un gas de arrastre que evita interacciones entre el mismo LiF con alguna partícula del aire que pueda emitir luz y alterar la señal registrada.

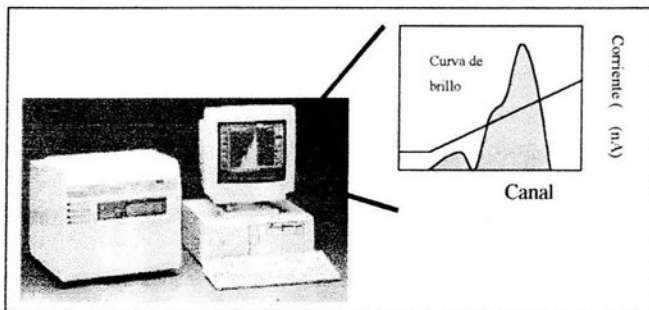


Figura 3-6. Equipo lector Harshaw 3500 asociado a una computadora. En el extremo superior derecho se visualiza una curva de brillo proveniente de un dosímetro TLD-100.

El equipo lector que se usó, fue Harshaw 3500 TLD Reader ubicado en el laboratorio de Dosimetría de la Radiación del IFUNAM, operado bajo las siguientes condiciones:

- Voltaje de operación del tubo fotomultiplicador: 897 V
- Ventana de integración : (18, 300) °C
- Tasa de calentamiento : 10 °C/s
- Tiempo de lectura : 33 s
- Suministro de nitrógeno: activado

El valor promedio de la señal de referencia del equipo lector fue de $S_r = 173.60 \pm 0.25$ nC.

3.3.3 Selección de los dosímetros TL.

Para poder usar los dosímetros, necesitamos caracterizar su respuesta, es decir agrupar los dosímetros con respuestas similares ante una cierta dosis, es por eso que previo a su estudio se irradian a una dosis constante con una fuente radiactiva y posteriormente se lee su respuesta en un equipo lector Harshaw 3500 para determinar tras un análisis estadístico su desviación estándar, pudiendo de esta forma eliminar aquéllos cuya respuesta exceda un valor preestablecido de la desviación estándar.

Los 59 dosímetros fueron irradiados a una misma dosis de $D=0.402$ Gy utilizando una fuente emisora de partículas β^- de ^{90}Sr - ^{90}Y propiedad del IFUNAM. La tasa de dosis reportada para dicha fuente era de 0.3359 cGy/s en febrero de 2003. El procedimiento

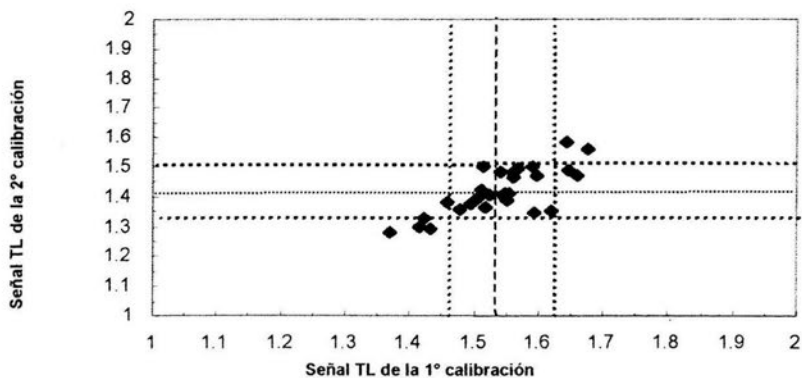
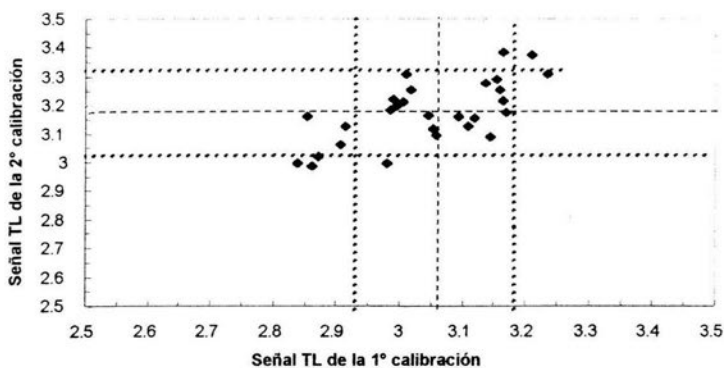
anterior se realiza dos veces, a fin de poder obtener una mejor estimación de la desviación estándar.

Obtenidas las señales TL del conjunto de dosímetros, se realizó un análisis estadístico en el cual se obtuvo el valor promedio (S_p) de la señal y su desviación estándar (σ). Todos los dosímetros cuya respuesta se encontró dentro de $S_p \pm 1\sigma$ fueron incluidos en el estudio. A continuación se muestran los valores de $S_p \pm 1\sigma$ para los dosímetros delgados y los gruesos.

Dosímetros	1° calibración (μC)	2° calibración (μC)	Promedio (μC)
Delgados	1.54 \pm 0.08	1.41 \pm 0.08	1.47 \pm 0.08
Gruesos	3.1 \pm 0.1	3.2 \pm 0.1	3.1 \pm 0.1

A fin de realizar con mayor precisión la caracterización de los dosímetros TL, ya que conocemos el valor promedio de las señales TL para dosímetros delgados y gruesos, se procede a realizar una gráfica en la que están las respuestas TL de los dosímetros, el eje x corresponde a la 1° calibración, mientras el eje y es designado para la 2°. Ver la gráfica 3-1.

a)



b)

Gráfica 3-1. a) Selección de dosímetros gruesos b) Selección de dosímetros delgados. A lo largo de cada eje, se observan 3 líneas punteadas, la de en medio corresponde al promedio y las dos restantes a la desviación estándar.

Los dosímetros escogidos son aquellos que se encuentran en el área encerrada por la intersección de las curvas punteadas fde las gráficas anteriores, ormando un rectángulo.

3.3.4 Obtención de la respuesta TL

Existen dos métodos para conocer la respuesta termoluminiscente neta del dosímetro, que son:

- Restar la segunda señal de la primera.

Habitualmente se realizan dos lecturas al mismo dosímetro, la primera lectura representa la señal total inducida por la radiación y la segunda lectura se puede interpretar como una señal remanente o una señal de fondo. Con la 2º lectura se obtiene la curva de infrarrojo, así al restarla, obtenemos una curva independiente del IR, esto se ilustra en la Figura 3-7.

- Efectuar deconvolución

Si queremos obtener una medida más precisa de la primera lectura, se efectúa la deconvolución, es decir mediante un Software especial llamado CGCD (Computerized Glow Curve Deconvolution) de Harshaw/Filtrol, basado en la ecuación cinética de primer orden de Randall y Wilkins, se logra separar la señal de fondo de la señal termoluminiscente.

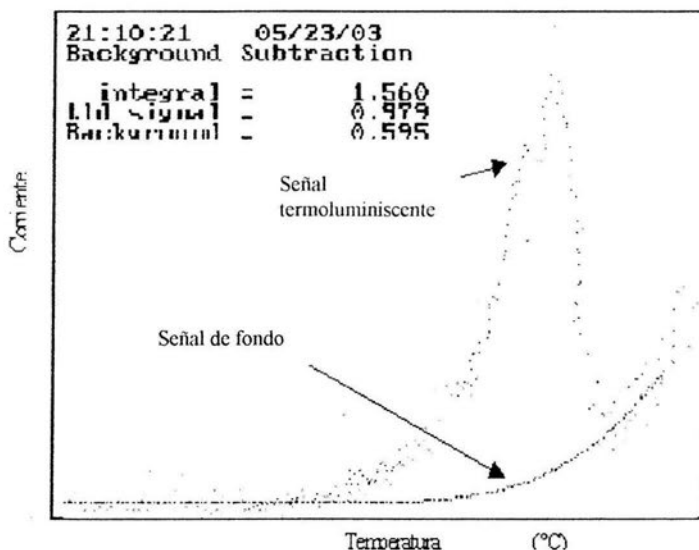


Figura 3-7. Los puntos dispersos representan la curva de brillo, mientras que la curva continua representa la señal de fondo. El valor que aparece en la parte superior izquierda referente a la señal TLD, es el valor total menos la señal de fondo.

Los dos métodos se utilizaron en este trabajo para obtener la respuesta termoluminiscente. El primer método, que consiste en la resta de señales, se aplicó para los dosímetros irradiados con rayos γ de la fuente de ^{60}Co y con rayos X, esto se debe a que la señal era lo suficientemente grande como para distinguir la 1ª lectura de la 2ª. El método de deconvolución fue usado para las lecturas de los DTL testigos

Capítulo IV

IV. Resultados

A continuación se muestran los resultados obtenidos al aplicar el método experimental descrito en el capítulo tercero a 52 irradiaciones con haces polienergéticos de rayos X y 16 irradiaciones con haces monoenergéticos de rayos γ .

Se presentan los valores obtenidos al irradiar los TLD-100 con los distintos haces (rayos X y rayos γ), se muestran las curvas de brillo medidas, las gráficas de la señal TL por unidad de masa y de exposición, para finalmente mostrar los datos y las curvas de respuesta relativa de los dosímetros expuestos con rayos X con respecto de la exposición a rayos γ de ^{60}Co como función de la energía efectiva E_{ef} y del kVp.

4.1 Irradiación de TLD-100 con haces de rayos X y γ : respuesta TL

Recordamos los valores obtenidos de la capa hemirreductora en aluminio para los haces usados en la tesis. El método fue descrito en la segunda sección del capítulo anterior. Los valores se muestran en la tabla 4-1.

Blanco / Filtro	Voltaje aplicado	CHR
	(kVp)	(mm Al)
Mo/Mo	22	0.316
Mo/Mo	23	0.341
Mo/Mo	25	0.378
Mo/Mo	28	0.418
Mo/Rh	35	0.534
W/Al	55	2.22
W/Al	120	4.71

Tabla 4-1. Valores de la CHR para distintos haces

La tabla 4-2 muestra los valores medidos de la señal TL neta (RTL) para las diferentes irradiaciones. El valor de RTL se obtiene de restar la primera menos la segunda lectura, tal y como se describió en el 3° capítulo. Se incluye el valor de la exposición corregida por factores ambientales y por la distancia .

Blanco / Filtro	DTL delgados						DTL gruesos					
	Voltaje (kVp)	Carga (mAs)	Día de trabajo	Exposición (mR)	Señal (nC)		RTL (nC)	Día de trabajo	Exposición (mR)	Señal (nC)		RTL (nC)
					1° lectura	2° lectura				1° lectura	2° lectura	
Mo/Mo	22	70	1	403.66	20.9	2.055	18.84	1	387.03	39.42	2.274	37.14
	22	70	1	403.68	22.71	3.038	19.67	1	387.07	38.63	1.682	36.94
	22	100	2	548.12	25.93	2.614	23.31	1	559.93	59.55	2.098	57.45
	22	100	2	548.07	29.59	2.588	27.00	1	559.98	54.96	1.700	53.26
	23	70	1	478.80	24.36	1.236	23.12	1	480.13	50.73	2.683	48.04
	23	70	1	478.82	26.45	1.667	24.78	1	480.18	47.52	1.608	45.91
	23	100	1	673.05	35.01	1.673	33.34	1	674.31	67.82	1.645	66.18
	23	100	1	672.98	37.26	1.98	35.28	1	674.38	70.04	1.854	68.19
	25	70	2	637.69	31.82	2.808	29.01	1	642.39	68.35	2.253	66.10
	25	70	2	637.75	32.03	3.603	28.43	1	642.39	70.61	2.276	68.33
	25	100	2	901.05	50.46	2.263	48.20	1	899.17	95.84	2.335	93.51
	25	100	2	901.14	46.62	2.089	44.53	1	899.08	91.05	1.957	89.09
	28	70	2	931.80	50.28	2.823	47.46	2	931.80	106.0	3.018	103.0
	28	70	2	931.89	50.02	3.254	46.77	2	931.89	102.2	3.541	98.70
	28	100	2	1311.47	65.48	5.408	60.07	2	1308.79	147.0	3.823	143.2
	28	100	2	1311.60	66.64	2.006	64.63	2	1308.92	153.3	10.59	142.7
Mo/Rh	35	70	2	1332.86	70.95	2.363	68.59	2	1331.52	165.1	2.034	163.1
	35	70	2	1332.99	71.63	2.618	69.01	2	1331.65	152.8	2.225	150.6
	35	100	2	1886.32	103.0	2.216	100.8	2	1894.34	219.6	2.384	217.2
	35	100	2	1886.50	101.6	2.331	99.31	2	1894.53	229.6	2.384	227.2
W/Al	55	120	3	886.07	50.03	1.415	48.62	3	885.05	125.4	1.141	124.3
	55	120	3	886.16	52.72	1.191	51.53	3	885.14	119.9	1.15	118.8
	55	120	3	886.25	56.20	2.003	54.20	3	885.23	131.1	1.144	130.0
	120	60	4	2761.44	131.3	0.8765	130.4	4	2764.51	343.3	1.132	342.2
	120	60	4	2758.74	129.7	0.9811	128.7	4	2764.78	319.0	1.177	317.8

			DTL delgados					DTL grueso				
Blanco / Filtro	Voltaje (kVp)	Carga (mAs)	Día de trabajo	Exposición (mR)	Señal (nC)		RTL (nC)	Día de trabajo	Exposición (mR)	Señal (nC)		RTL (nC)
					1° lectura	2° lectura				1° lectura	2° lectura	
	120	60	4	2761.98	133.8	0.9684	132.8	4	2765.05	325.8	1.136	324.7
⁶⁰ Co	E=1.25 MeV	1	269.95	8.321	0.6686	7.652	1	269.95	17.64	0.61	17.03	
		1	269.95	9.144	0.6685	8.475	1	269.95	18.35	0.5826	17.77	
		2	269.95	8.985	2.132	6.853	2	269.95	21.33	1.097	20.23	
		2	269.95	6.871	1.516	5.355	2	269.95	20.49	1.091	19.39	
		3	269.95	11.074	0.6632	10.410	3	269.95	20.42	0.5346	19.89	
		3	269.95	8.448	0.8014	7.646	3	269.95	20.72	0.6766	20.04	
		4	269.95	8.053	0.3484	7.704	4	269.95	19.14	0.3517	18.78	
		4	269.95	8.906	0.3804	8.525	4	269.95	19.95	0.4165	19.53	

Tabla 4-2. Medidas de la señal TL para las irradiaciones realizadas con rayos X y rayos γ de los dosímetros delgados y gruesos. La exposición atribuida al ^{60}Co corresponde a aquella que fue calculada para una dosis de 2.63 mGy según se describe en 3.1.

Podemos notar que el valor de la RTL es diferente para los dosímetros delgados y gruesos.

4.2 Curvas de brillo

Como recordamos, la señal termoluminiscente proveniente del dosímetro, tal que al mostrarla en función de la temperatura se conoce como "curva de brillo", es característica del dosímetro irradiado. A continuación se muestran 5 curvas de brillo para cada tipo de dosímetro, representativas de nuestros resultados, esto en la figura 4-1.

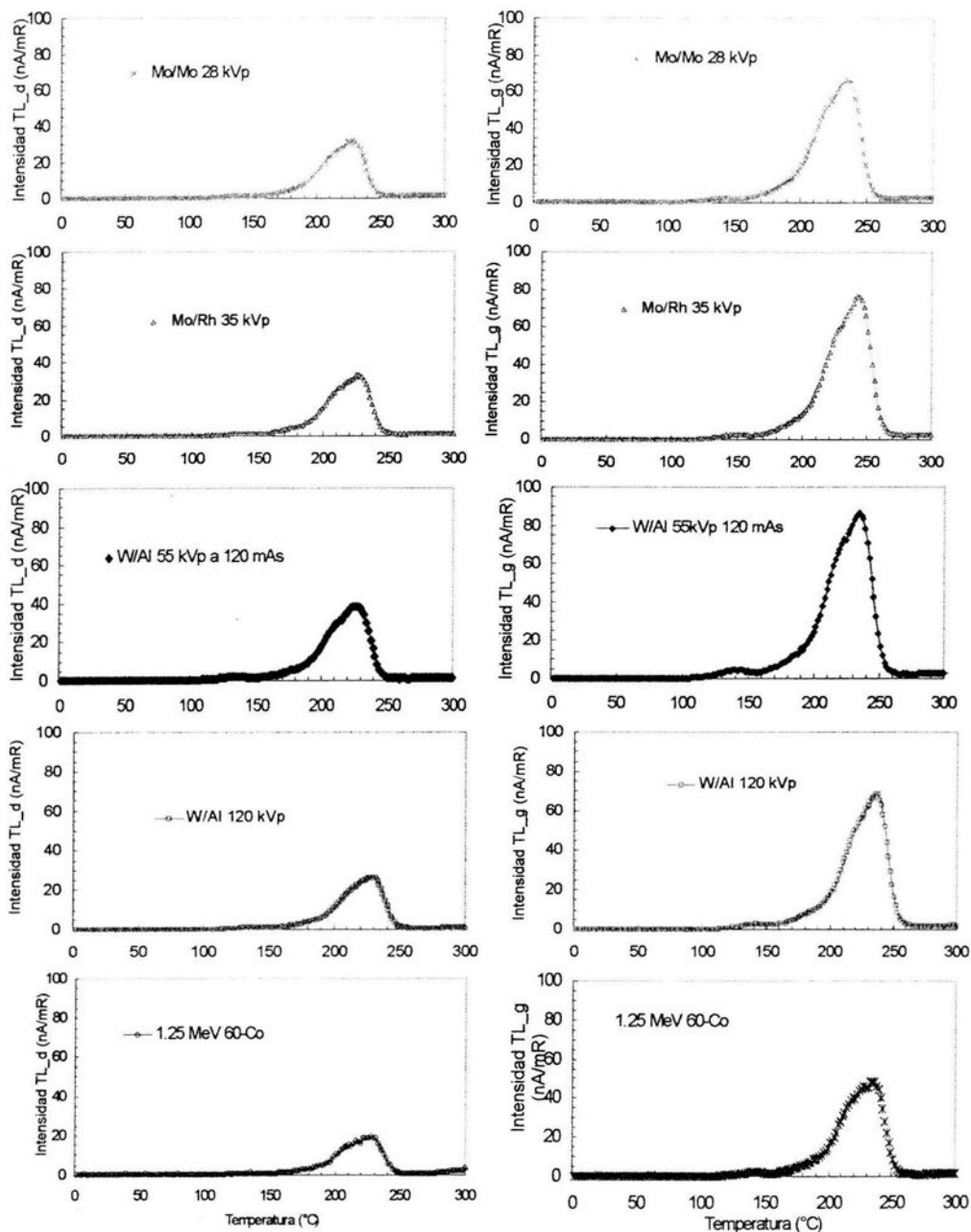


Figura 4-1. Curvas de brillo normalizadas por exposición de los dos tipos de dosímetros TLD-100 de diferente espesor, irradiados con rayos X y rayos γ . a) Dosímetros delgados. b) Dosímetros gruesos.

Cada una de las curvas presentadas en la figura 4-1 fue normalizada con respecto de su exposición. La curva de ^{60}Co fue normalizada a un valor de exposición de $X=269.95$ mR, que es el valor calculado en el capítulo tres, sección 3.1

En ambas gráficas el eje de las ordenadas indica la intensidad relativa del espectro de radiación expresado en carga por unidad de exposición en aire (nA/mR). Si observamos cuidadosamente, notamos que la respuesta TL de los dosímetros gruesos es casi del doble que la respuesta de los dosímetros delgados. Interpretamos esta observación diciendo simplemente que en los dosímetros gruesos existe mayor depósito de energía por tener un mayor volumen.

Los máximos que se observan en las 10 curvas corresponden a lo que se les denominan picos 4 y 5, que son usados para cuestiones de dosimetría y habitualmente se encuentran alrededor de una temperatura de 200°C [G96]. En las curvas presentadas, el pico 5 está en un intervalo de 220 a 230°C para los dosímetros delgados, mientras que para los gruesos se localiza de 235 a 245°C .

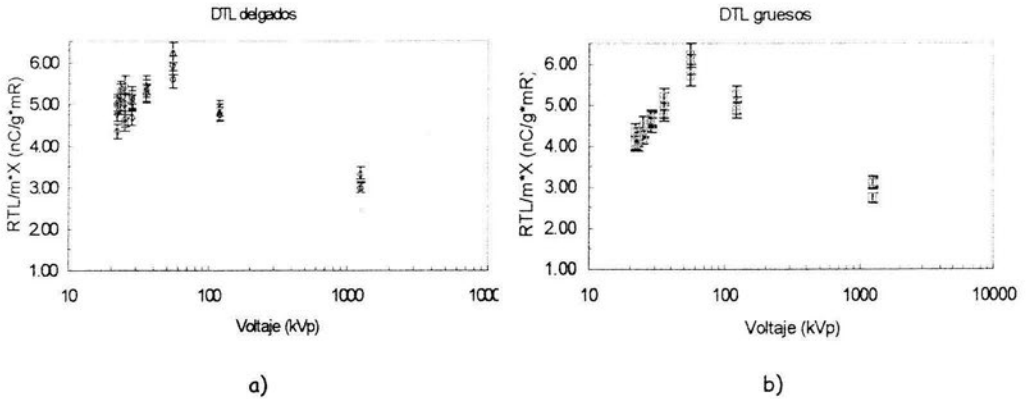
4.3 Señal TL por unidad de masa y de exposición .

En la tabla 4-2, observamos que la respuesta TL de un dosímetro grueso es mayor que la de un dosímetro TL delgado. Esto es predicho por el formalismo teórico expuesto en el segundo capítulo; siguiendo las ecuaciones A y B, presentamos en la tabla 4-3, nuestros datos experimentales normalizados por la masa y la exposición.

		Dosímetro delgado			Dosímetro grueso		
Blanco/ Filtro	Voltaje (kVp)	RTL (nC)	Exposición (mR)	RTL/m·X (nC/g·mR)	RTL (nC)	Exposición (mR)	RTL/m·X (nC/g·mR)
Mo/Mo	22	18.85	403.66	4.65	37.15	387.03	4.08
	22	19.67	403.68	4.85	36.95	387.07	4.06
	22	23.32	548.12	4.24	57.45	559.93	4.36
	22	27.00	548.07	4.91	53.26	559.98	4.04
	23	23.12	478.80	4.81	48.05	480.13	4.25
	23	24.78	478.82	5.16	45.91	480.18	4.07
	23	33.34	673.05	4.93	66.18	674.31	4.17
	23	35.28	672.98	5.22	68.19	674.38	4.30
	25	29.01	637.69	4.53	66.10	642.39	4.37
	25	28.43	637.75	4.44	68.33	642.39	4.52
	25	48.20	901.05	5.33	93.51	899.17	4.42
	25	44.53	901.14	4.92	89.09	899.08	4.21
	28	47.46	931.80	5.07	102.98	931.80	4.70
	28	46.77	931.89	5.00	98.66	931.89	4.50
	28	60.07	1311.47	4.56	143.18	1308.79	4.65
	28	64.63	1311.60	4.91	142.71	1308.92	4.64
Mo/Rh	35	68.59	1332.86	5.13	163.07	1331.52	5.21
	35	69.01	1332.99	5.16	150.58	1331.65	4.81
	35	100.78	1886.32	5.32	217.22	1894.34	4.88
	35	99.27	1886.50	5.24	227.22	1894.53	5.10
W/Al	55	48.62	886.07	5.46	124.26	885.05	5.97
	55	51.53	886.16	5.79	118.75	885.14	5.70
	55	54.20	886.25	6.09	129.96	885.23	6.24
	120	130.42	2761.44	4.70	342.17	2764.51	5.26
	120	128.72	2758.74	4.65	317.82	2764.78	4.89
	120	132.83	2761.98	4.79	324.66	2765.05	4.99
⁶⁰ Co	E=1.25MeV	8.06	269.95	2.97	17.40	269.95	2.74
	E=1.25MeV	6.10	269.95	2.26	19.82	269.95	3.12
	E=1.25MeV	9.02	269.95	3.33	19.96	269.95	3.14
	E=1.25MeV	8.11	269.95	2.99	19.61	269.95	3.09

Tabla 4-3. Valores de RTL normalizados por la masa y la exposición. La masa de los dosímetros delgados es $m=0.0100$ g y de los dosímetros gruesos es $m=0.0235$ g.

Esta tabla enfatiza la estrecha relación que guarda la respuesta TL por unidad de masa con el kilovoltaje aplicado, es por eso que surge la necesidad de hacer una gráfica de estos dos parámetros (Gráfica 4-2).



Gráfica 4-2. Respuesta TL medida, normalizada por unidad de masa y de exposición, como función del kilovoltaje aplicado para a) dosímetros delgados y b) dosímetros gruesos. Los 4 puntos que están en E=1250 keV, corresponden a las medidas tomadas para cada día de trabajo.

Observamos que ambas curvas siguen un comportamiento cóncavo alrededor de 50 kVp (energías bajas), pasando este máximo los valores empiezan a disminuir (energías altas).

4.4 Respuesta relativa para rayos X con respecto de rayos γ de ^{60}Co .

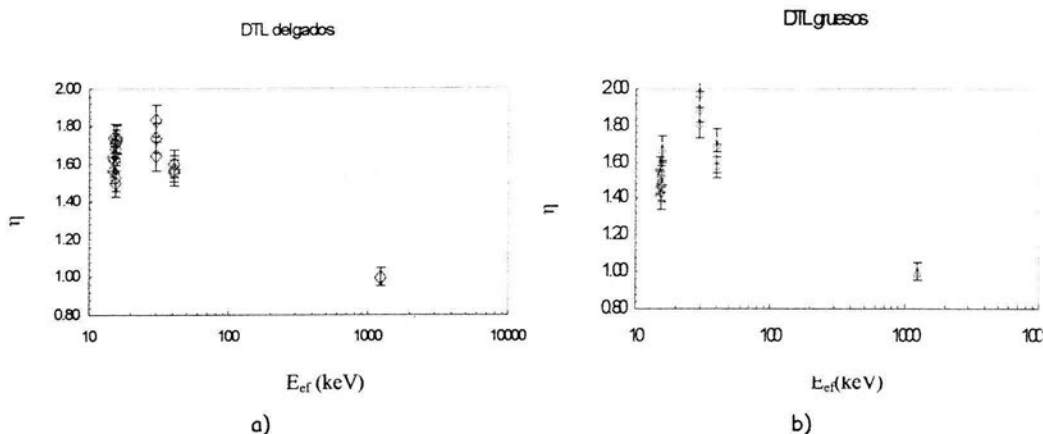
Debido a la imposibilidad de evaluar la constante de proporcionalidad que relaciona el lado izquierdo de las ecuaciones 1_B y 1_C del segundo capítulo, decidimos obtener eficiencias relativas usando como referencia los rayos γ del ^{60}Co tal como se expresa en las ecuaciones A y B del mismo capítulo.

Recordemos que al calibrar los DTL a una sola energía, éstos pueden ser usados para determinar la dosis absorbida o la exposición recibida a distintas energías. La tabla 4-4 muestra la eficiencia (η) experimental para cada tipo de dosímetro.

Blanco/ Filtro	Voltaje (kVp)	E_{ef} (keV)	η Delgados		η Gruesos	
Mo/Mo	22	14.87	1.57	± 0.08	1.49	± 0.06
	22	14.87	1.63	± 0.08	1.48	± 0.06
	23	15.18	1.62	± 0.08	1.55	± 0.06
	23	15.18	1.74	± 0.09	1.48	± 0.06
	25	15.61	1.53	± 0.08	1.40	± 0.06
	25	15.61	1.49	± 0.07	1.45	± 0.06
	28	16.03	1.71	± 0.09	1.51	± 0.06
	28	16.03	1.68	± 0.08	1.44	± 0.06
Mo/Rh	35	18.02	1.73	± 0.09	1.67	± 0.07
	35	18.02	1.74	± 0.09	1.54	± 0.06
W/Al	55	29.87	1.64	± 0.08	1.90	± 0.08
	55	29.87	1.74	± 0.09	1.81	± 0.07
	55	29.87	1.83	± 0.09	1.99	± 0.08
	120	40.35	1.57	± 0.08	1.70	± 0.07
	120	40.35	1.55	± 0.08	1.58	± 0.06
	120	40.35	1.60	± 0.08	1.62	± 0.07
^{60}Co	1250	1250.00	1.00	± 0.05	1.00	± 0.04
	1250	1250.00	1.00	± 0.05	1.00	± 0.04
	1250	1250.00	1.00	± 0.05	1.00	± 0.04
	1250	1250.00	1.00	± 0.05	1.00	± 0.04

Tabla 4-4. Respuesta TL por unidad de masa y de exposición para dosímetros irradiados con rayos X normalizada con respecto de lo mismo para rayos γ , la cual se obtuvo a partir de los valores de la tabla 4-3.

A continuación, hacemos una gráfica en donde se muestra la eficiencia relativa η de cada uno de los dosímetros irradiados con rayos X y rayos γ , como función de la energía efectiva E_{ef} , como se aprecia en la gráfica 4-3.



Gráfica 4-3. a) Valores medidos de la eficiencia relativa a rayos γ y de ^{60}Co para dosímetros delgados y b) Dosímetros gruesos como función de la energía efectiva.

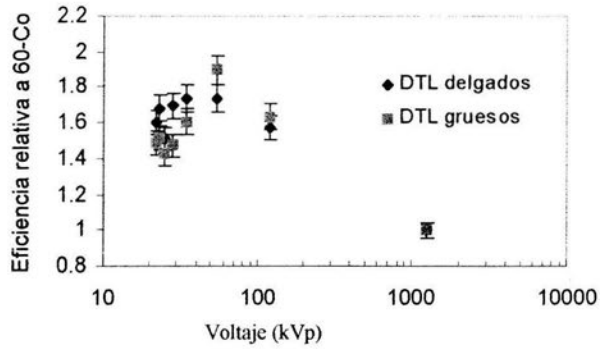
Podemos explorar los posibles cambios en el equipo lector día a día, obteniendo un valor de $\eta = \text{RTL}/\text{MX}]_x / \text{RTL}/\text{MX}]_{^{60}\text{Co}}$ cada uno de los 4 días de irradiación. En la parte inferior de la tabla 4-3 se muestran los valores promedio de la RTL de cada uno de los 4 días de trabajo.

En la tabla 4-4 se presentaron 2 ó 3 medidas de la η según el kVp usado, ahora en la Tabla 4-5 mostramos el promedio de estos valores. Las incertezas corresponden a una desviación estándar.

Blanco/ Filtro	Voltaje (kVp)	E_{ef} (keV)	η	
			Delgados	Gruesos
Mo/Mo	22	14.87	1.60 \pm 0.08	1.49 \pm 0.06
	23	15.18	1.68 \pm 0.08	1.52 \pm 0.06
	25	15.61	1.51 \pm 0.08	1.43 \pm 0.06
	28	16.03	1.70 \pm 0.08	1.48 \pm 0.06
Mo/Rh	35	18.02	1.74 \pm 0.09	1.61 \pm 0.07
W/Al	55	29.87	1.74 \pm 0.09	1.90 \pm 0.08
	120	40.35	1.57 \pm 0.08	1.63 \pm 0.07
^{60}Co	1250	1250.00	1.00 \pm 0.05	1.00 \pm 0.04

Tabla 4-5. Promedio de las eficiencias experimentales para los DTL usados.

A continuación se presenta la $\eta = (RTL/MX)_X / (RTL/MX)_{60-Co}$ como función del kilovoltaje aplicado, esto en la gráfica 4-4.



Gráfica 4-4. Eficiencia TL relativa a rayos γ , medida como función del kVp aplicado.

Capítulo V

V. Discusión de resultados

5.1 Cálculo completo de la respuesta relativa comparado con el cálculo simplificado

En el capítulo 2 se mostró el formalismo y los resultados numéricos para calcular la respuesta relativa de los dosímetros TL LiF:Mg,Ti que fueron irradiados por un espectro polienergético de rayos X de uso clínico, con respecto de su respuesta a rayos γ de ^{60}Co .

Recordemos que lo anterior se hizo por dos métodos diferentes. En el primero (sección 2.1) se tomó todo el espectro de energía de radiación de rayos X, y en el segundo caso (sección 2.2) se representó el espectro de rayos X por una única energía efectiva E_{ef} , obtenida de medidas de CHR en aluminio, es decir como si el espectro fuera monoenergético. Los factores que tuvieron influencia en el cálculo de la respuesta relativa por unidad de masa y de exposición fueron:

- el espectro de rayos X incidente en los dosímetros (generado en el blanco y filtrado por todos los medios por los cuales pasa antes de llegar al TLD).
- los coeficientes de atenuación de los rayos X en LiF, que determinan la dosis promedio.
- los coeficientes de absorción de energía de los rayos X en LiF y aire.
- el valor de la exposición a la entrada del dosímetro y
- la masa del TLD.

En el capítulo dos, calculamos la eficiencia de los dosímetros TL expuestos a rayos X con respecto de aquella a rayos γ de ^{60}Co (tablas 2-7 y 2-8). Esta sección va a mostrar las comparaciones entre estos dos tipos de cálculos (completo y simplificado).

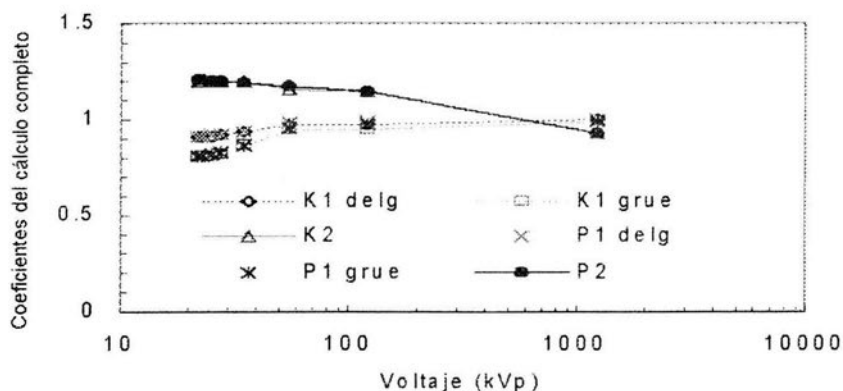
Empezaremos comparando en la tabla 5-1, las eficiencias calculadas por los dos métodos para dosímetros delgados y gruesos

Blanco / Filtro	Voltaje (kVp)	η_k TLD delgado	η_K TLD grueso	η_p TLD delgado	η_o TLD grueso
Mo/Mo	22	1.183	1.056	1.188	1.056
Mo/Mo	23	1.183	1.057	1.191	1.062
Mo/Mo	25	1.183	1.057	1.193	1.069
Mo/Mo	28	1.189	1.069	1.196	1.077
Mo/Rh	35	1.209	1.115	1.218	1.125
W/Al	55	1.222	1.184	1.245	1.219
W/Al	120	1.206	1.172	1.226	1.210
^{60}Co	E=1.25MeV	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabla 5-1. Eficiencias relativas respecto de rayos γ del ^{60}Co calculadas para dosímetros delgados y gruesos. η_k , pertenece al cálculo completo, mientras η_p corresponde al cálculo simplificado.

A simple vista notamos que las eficiencias relativas obtenidas por el cálculo completo (η_k) tienen valores menores que aquellos del cálculo simplificado (η_p). La máxima diferencia es del 2 % entre ambos métodos para los dosímetros delgados (a 55 kVp), mientras que para los dosímetros gruesos del 4 % (120 kVp).

A continuación se muestra el comportamiento entre los factores $K_{1\gamma 2}$ comparados con $P_{1\gamma 2}$, para los dos tipos de dosímetros.

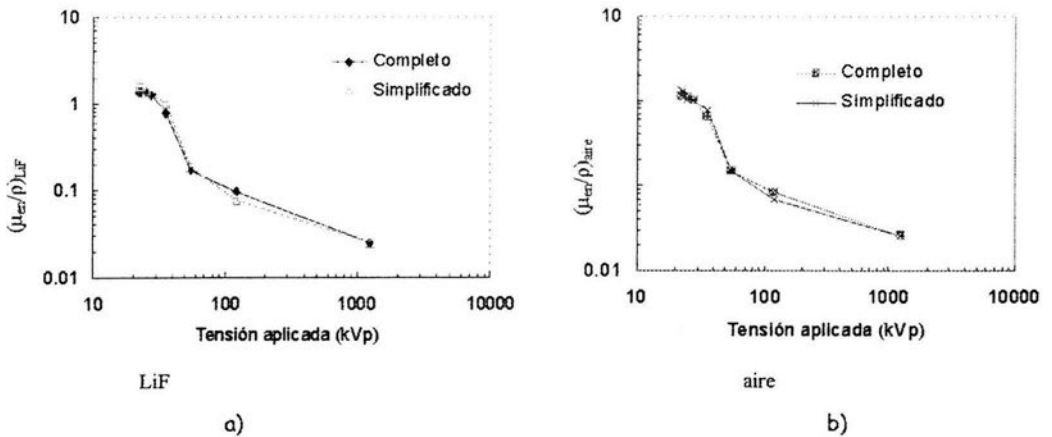


Gráfica 5-1. Comportamiento de los factores K y P para los dosímetros delgados y gruesos

La diferencia entre ambos métodos es mínima para los factores 2 (cociente de μ_{en}/ρ en aire y LiF), podemos decir que es inapreciable a simple vista. Las diferencias para los factores 1 (atenuación de dosis) son del orden del 10 % para los kVp menores. Esto sugiere pensar que los cálculos realizados por ambos métodos son similares, de tal forma que al calcular la dosis promedio en el dosímetro (K1 y P1) y el depósito de energía (K2 y P2) con el espectro de fluencia de energía o con una energía efectiva no hace "gran" diferencia.

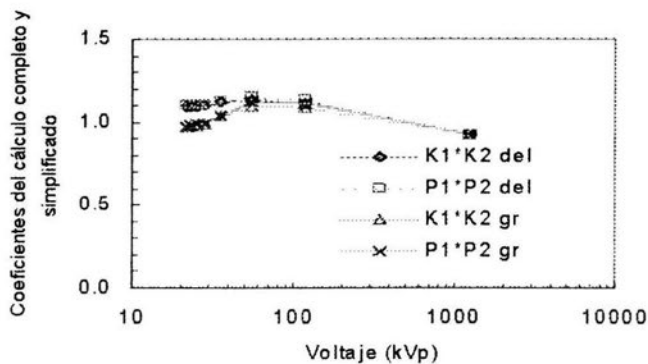
Observamos que K2 y P2 son muy parecidos, podría decirse que hasta una tensión de 35 kVp tienen valores de ≈ 1.2 . Si regresamos a la figura 1.6 veremos que las curvas representativas de (μ_{en}/ρ) son "paralelas", de aquí se deduce que al efectuar el cociente entre (μ_{en}/ρ) , el resultado sea ≈ 1.2 . A continuación se muestran dos gráficas con los valores de $(\mu_{en}/\rho)_{LiF}$ y $_{aire}$ calculados mediante la interpolación de los valores de las tablas proporcionadas por J. Hubbell [H69], así nos daremos cuenta que desde que calculamos los coeficientes de atenuación y másico de absorción, la diferencia entre

ellos era mínima así que al obtener el valor de P2 y K2 que solo relaciona el cociente de $(\mu_{en}/\rho)_{LiF}$ son valores parecidos, el mismo caso para P1 y K1.



Gráfica 5-2. Valores de (μ_{en}/ρ) para LiF y aire. Aparece el cálculo para ambos métodos.

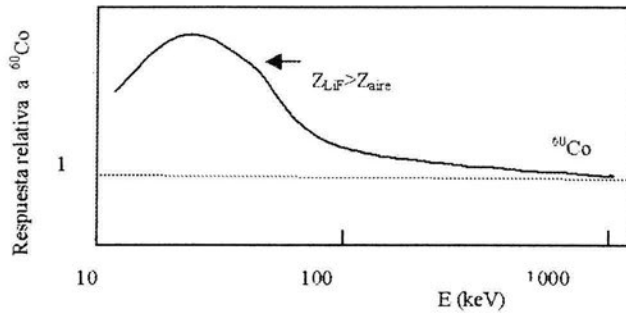
En la gráfica 5-3, se presenta el producto de $K_1 \cdot K_2$ y $P_1 \cdot P_2$



Gráfica 5-3. Curvas representativas del producto de los factores de atenuación exponencial y del coeficiente másico de absorción de energía, para los dos métodos y para los a) dosímetros delgados y b) dosímetros gruesos.

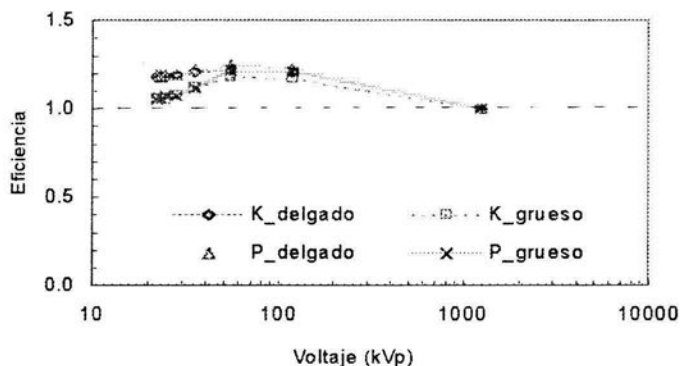
Al momento de realizar el producto de $K_1 \cdot K_2$ y $P_1 \cdot P_2$ para cada tipo de dosímetro, notamos que para los dosímetros delgados es mayor este producto que en los gruesos.

En la gráfica 5-4, observamos la dependencia que tiene la respuesta relativa a ^{60}Co conforme aumenta la energía. Notamos que a bajas energías es dominante el efecto fotoeléctrico en el aire respecto del LiF, ya que tiene un Z bajo ($Z_{\text{aire}} < Z_{\text{LiF}}$), conforme aumenta la energía el coeficiente másico de absorción del aire y del LiF son muy parecidos (30 a 50 keV), a medida que sigue aumentando la energía (≈ 100 keV) el efecto fotoeléctrico es predominante en el LiF. Así pues, podemos observar una concavidad por arriba de la unidad, poco a poco la curva empieza a descender hasta hacerse plana, esto por la predominancia del efecto fotoeléctrico en el LiF. Es importante recordar la Figura 1-1 del primer capítulo.



Gráfica 5-4. Dependencia de los materiales con Z mayor que el aire respecto de la energía [A86].

Presentaremos la curva de eficiencia relativa de rayos X con respecto a rayos γ de ^{60}Co por unidad de masa y de exposición (Tabla 5-1) en la gráfica 5-5.



Gráfica 5-5. Eficiencia calculada de dosímetros delgados y gruesos obtenida por dos métodos numéricos con respecto de aquella del ^{60}Co . Todos los valores han sido normalizados a la eficiencia obtenida con rayos γ .

Podemos observar que a un $\text{kVp} < 60$, las diferencias entre ambos métodos alcanzan valores hasta 11 % para ambos tipos de dosímetros (22 kVp).

Las curvas de eficiencia relativa al ^{60}Co correspondientes al cálculo completo y simplificado para ambos tipos de dosímetros denotan que el dosímetro delgado tiene mayor eficiencia que el grueso, debido a que existe menor atenuación en éstos, tal como se observó en la gráfica 1-1 a) del primer capítulo.

En la tabla 5-2, se presenta un cociente de la eficiencia calculada por las predicciones del método completo entre el simplificado, y así poder darnos cuenta de la diferencia que existe entre ellos es casi nula, lo que nos ayudará a decidirnos por el método simplificado al momento de calcular la eficiencia relativa, si el tener diferencias del 4 % son aceptables.

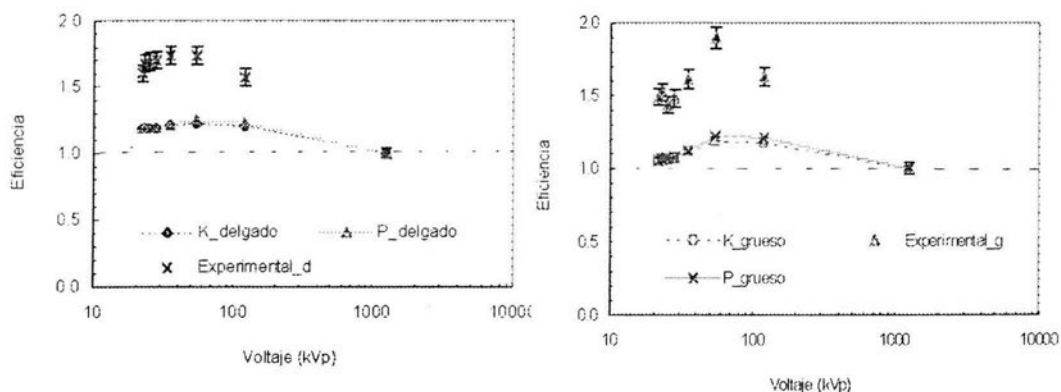
Blanco / Filtro	Voltaje (kVp)	η_p/η_k TLD delgado	η_p/η_k TLD grueso
Mo/Mo	22	1.00 ± 0.05	1.00 ± 0.04
	23	1.01 ± 0.05	1.00 ± 0.04
	25	1.01 ± 0.06	1.01 ± 0.05
	28	1.00 ± 0.06	1.00 ± 0.05
Mo/Rh	35	1.00 ± 0.06	1.01 ± 0.05
W/Al	55	1.02 ± 0.05	1.03 ± 0.04
	120	1.02 ± 0.05	1.03 ± 0.04
⁶⁰ Co	E=1.25MeV	1.00 ± 0.05	1.00 ± 0.04

Tabla 5-2. Cociente entre la η calculada por el método completo y simplificado.

5.2 Comparación de los datos experimentales con los cálculos teóricos

En la gráfica 4-3, se mostraron los valores experimentales obtenidos de η , los cuales fueron normalizados a rayos γ de ⁶⁰Co para ambos tipos de dosímetros.

En esta sección se muestra una gráfica en donde se comparan los cálculos teóricos con los datos experimentales, encontrando notables diferencias entre ellos, lo cual se aprecia en la gráfica 5-6.



Gráfica 5-6. Eficiencias relativas a ^{60}Co por unidad de masa y de exposición calculadas por dos métodos teóricos y obtenida de manera experimental.

Se aprecia a simple vista que las medidas experimentales son mayores que los cálculos realizados. El comportamiento de los tres conjuntos de puntos es similar, tenemos una concavidad hacia arriba con el máximo en 35 y 55 kVp con una eficiencia de 1.74 para el experimento y de 1.245 para los dos métodos hablando del dosímetro delgado. Por el contrario para los dosímetros gruesos el máximo se localiza en 55 kVp para el método experimental con una eficiencia de 1.9 y a 35 kVp está el valor máximo de la eficiencia para el método completo con 1.184 y para el simplificado de 1.219. Las seis secuencias de puntos siguen aquél comportamiento observado en la gráfica 5-4.

Al hacer el cociente entre los valores experimentales y las curvas teóricas, observamos en la Tabla 5-3 que se alcanzan valores de hasta 1.4 para el cálculo completo y el simplificado de dosímetros TL delgados, y valores de 1.6 para ambos métodos en los DTL gruesos.

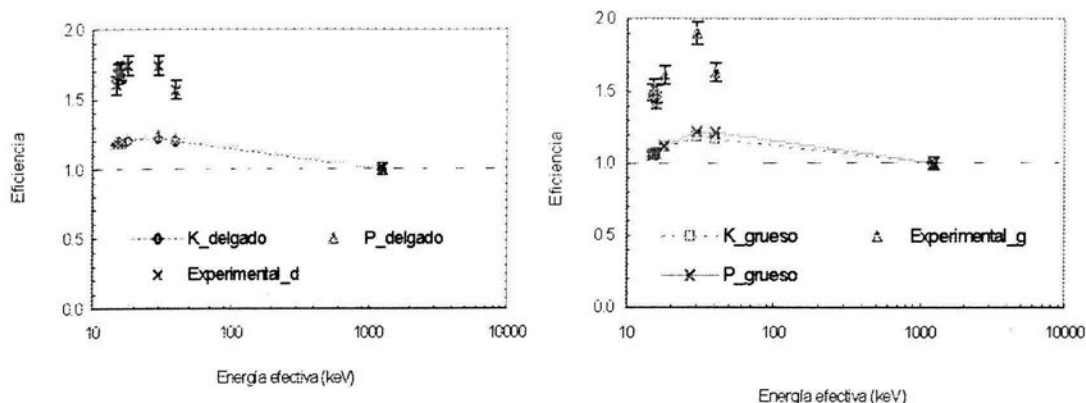
Blanco / Filtro	Voltaje (kVp)	η_{exp}/η_K TLD delgados	η_{exp}/η_K TLD gruesos	η_{exp}/η_P TLD delgados	η_{exp}/η_P TLD gruesos
Mo/Mo	22	1.35 ± 0.08	1.41 ± 0.05	1.35 ± 0.07	1.41 ± 0.06
	23	1.42 ± 0.08	1.44 ± 0.05	1.41 ± 0.07	1.43 ± 0.06
	25	1.43 ± 0.07	1.35 ± 0.05	1.42 ± 0.05	1.34 ± 0.05
	28	1.43 ± 0.08	1.38 ± 0.05	1.43 ± 0.06	1.38 ± 0.05
Mo/Rh	35	1.44 ± 0.08	1.44 ± 0.05	1.43 ± 0.05	1.44 ± 0.05
W/AI	55	1.42 ± 0.07	1.60 ± 0.06	1.40 ± 0.07	1.56 ± 0.06
	120	1.30 ± 0.07	1.39 ± 0.06	1.28 ± 0.07	1.35 ± 0.06

Tabla 5-3. Cocientes entre eficiencias experimentales y predicciones para cada uno de los dosímetros TL.

La comparación entre el experimento y las predicciones hace pensar que la dispersión ocasionada por el maniquí al incidir los rayos X es muy importante. En los cálculos teóricos no se tomó en cuenta, debido a la imposibilidad de realizar un cálculo analítico o numérico de este proceso. Se puede estimar, a partir de la Gráfica 5-6 y la Tabla 5-3, que la radiación total que llega al dosímetro proveniente de la radiación de rayos X y la radiación dispersa ocasionada por el maniquí es ≈ 1.4 veces mayor que la radiación primaria para los dosímetros delgados, y ≈ 1.6 para los DTL gruesos, sin embargo podemos concluir que para las energías más bajas (hasta 55 kVp) los dosímetros delgados tienen mayor eficiencia que los gruesos. Y existe mayor dispersión del haz incidente de radiación en los dosímetros gruesos ocasionado por el maniquí, que en los TLD delgados.

En la literatura se manejan valores de la radiación dispersa de un 60% respecto de la radiación primaria para un maniquí de 5 cm de espesor a 32 kVp, según trabajos publicados por Barnes, 1978 [B78].

Mostraremos en la gráfica 5-7, la η como función de la E_{ef} .



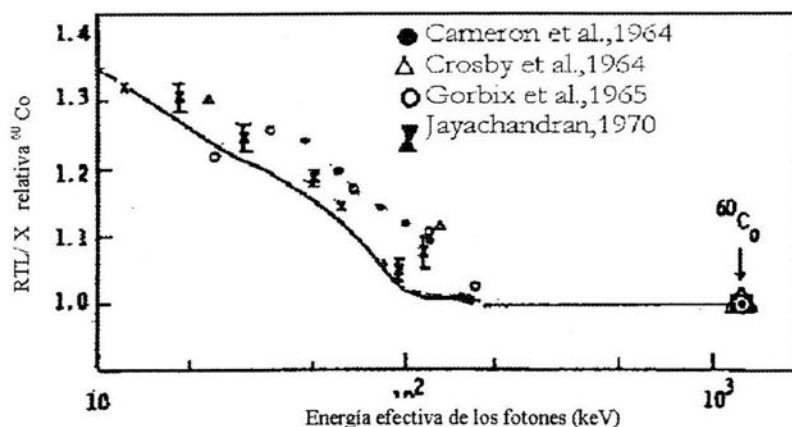
Gráfica 5-7. Eficiencia relativa a rayos γ y de ^{60}Co para dosímetros delgados y dosímetros gruesos como función de la energía efectiva.

Para poder comparar la η de los TLD-100 como función de la E_{ef} , apoyémonos en la gráfica 5-7 a fin de relacionarla con aquellos resultados encontrados por otros autores.

Empecemos con los resultados experimentales de Cameron [C64], Crosby [C64], Gorbics [A68] y Jayachandran [J70] quienes de manera independiente lograron obtener la RTL/X de los TLD-100 en distintas presentaciones (polvo sinterizado y pastillas) referida a los rayos γ y de ^{60}Co . Cada autor toma en cuenta la posible existencia de radiación dispersa, por lo que emplea dispositivos experimentales distintos dependiendo si las irradiaciones son hechas a energías altas o bajas. Se procura que en las irradiaciones de bajas energías el efecto de la radiación dispersa sea el menor posible.

Tomando en cuenta esta consideración realizada por otros autores, nuestros datos deben mostrar valores mayores que los de todos estos experimentos, tal como ocurre.

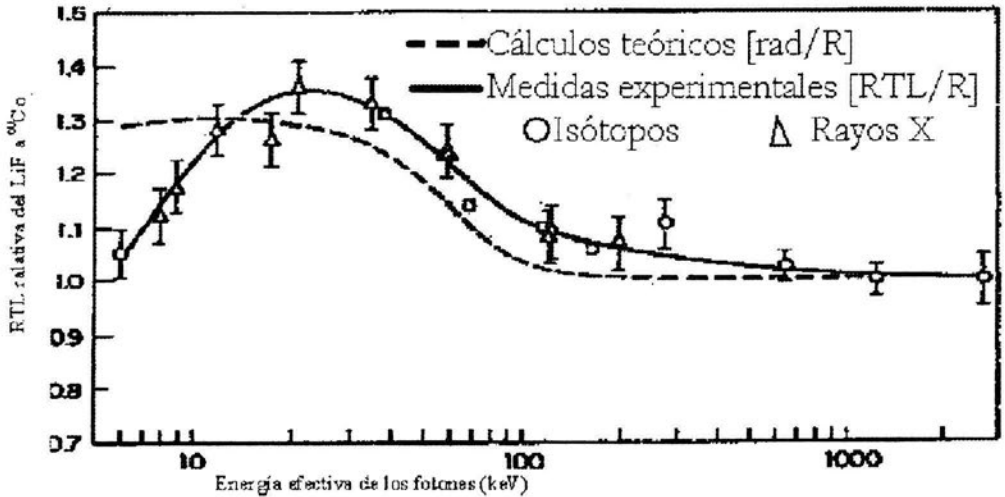
El comportamiento generalizado de nuestras predicciones y de los experimentos, es consistente en cierta forma, con aquellos presentados en la gráfica 5-8. Los dosímetros en polvo usados por otros investigadores son entre 11 y 26 veces más delgados que los nuestros, que miden 99 y 234 mg/cm².



Gráfica 5-8. Resultados experimentales de diversos autores. Los dosímetros tenían espesor máximo de 70 a 90 mg/cm² para el trabajo realizado por Jayachandran, de 50 a 110 mg/cm² en el caso de Gorbix, 70 a 130 mg/cm² en el caso de Crosby y de más de 100 mg/cm² para Cameron.

Cada autor usó técnicas distintas de irradiación, hablaremos de Jayachandran quien usó equipos estándares de rayos X como lo son las unidades GE Maximar destinadas a trabajos de investigación, en donde fueron acoplados ciertos mecanismos a la salida del espectro de energías a fin de minimizar la radiación dispersa. El dispositivo experimental usado para bajas energías consistió en formar una delgada capa de polvo TL formando un círculo de 2 cm de diámetro y de 75 a 150 μm de espesor, todo esto cubierto por 25 μm de Melinex. El efecto de la radiación dispersa en LiF TLD-100 en polvo de 70 a 90 mg fue de un 5%, siendo máximo a energías de 40 a 60 keV.

Siguiendo en la misma línea tenemos a Tochilin et al. [T68], quienes realizaron una serie de experimentos para poder obtener la eficiencia relativa a ^{60}Co , aparte de efectuar predicciones teóricas tomando en consideración los coeficientes de atenuación, la curva se observa en la gráfica 5-9.

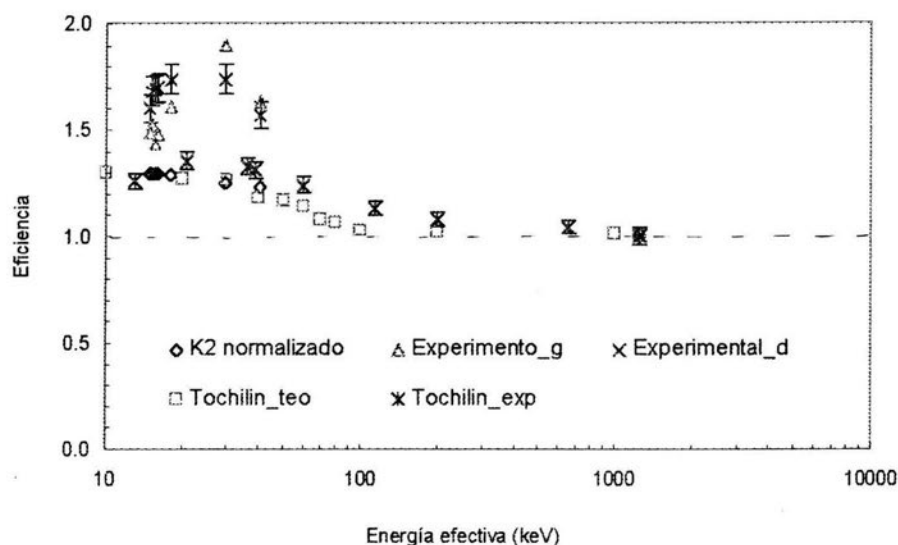


Gráfica 5-9. Respuesta relativa de LiF irradiados con fuentes radiactivas y rayos X, normalizada a ^{60}Co . Los cuadrados sin rellenar son datos de NRL, valores obtenidos con una cámara de ionización. [T68].

Este grupo de trabajo irradió a $E < 20$ keV el polvo de TL con 9 mg/cm^2 y polvo de 100 mg/cm^2 para $E > 20$ keV, con fuentes radiactivas y aparatos de rayos X. Observaron un incremento en la señal TL conforme la E_{ef} de los fotones disminuía. El dispositivo experimental usado a bajas energías fue distinto que el empleado a altas energías, ya que supusieron una posible contribución de la radiación dispersa en las medidas. No se menciona la manera en la cual fueron obtenidos los datos teóricos de Tochilin, por el contrario se hace una amplia discusión del método experimental.

En la gráfica 5-10, observamos un compendio de nuestras medidas experimentales con ambos tipos de dosímetros, nuestros cálculos teóricos de $K_{2x}/K_2^{60\text{Co}}$ y aquellos resultados de Tochilin [T68] teóricos y experimentales.

Los dosímetros TL usados en este trabajo son en forma de chip con 234 mg/cm^2 y 99 mg/cm^2 para todas las energías, mientras que los TL usados en el trabajo de Tochilin fue polvo TL dopado con Ti y Mg en la misma proporción que el TLD-100, de 9 mg/cm^2 para $E < 20 \text{ keV}$ y 100 mg/cm^2 para $E > 20 \text{ keV}$.



Gráfica 5-10. Los resultados experimentales obtenidos en este trabajo, se denominan como Experimental_d para los DTL delgados y Experimento_g para los gruesos, el espesor másico de los primeros es de 99 g/cm^2 y de 234 g/cm^2 . Nuestras predicciones teóricas corresponden al factor K2 del cálculo completo normalizado con respecto del mismo factor para ^{60}Co , expresado como K2 normalizado. Se muestran los resultados experimentales de Tochilin para polvo TL de 9 y 100 mg/cm^2 (Tochilin_exp), junto con sus predicciones teóricas (Tochilin_teo), sin tomar en consideración la atenuación de la dosis en el dosímetro ni la dispersión. Todas las medidas experimentales fueron unidas por una línea, como ayuda para el ojo.

La gráfica 5-10 es una muestra de los distintos trabajos experimentales que se pueden hacer para obtener experimental o teóricamente la eficiencia relativa de los TLD-100. Observamos que cualquier variable puede alterar el comportamiento de la curva. Tochilin trató de evitar los efectos que causaba la radiación dispersa por lo que diseñó dos dispositivos especiales, y así poder contrarrestarla; es este trabajo buscamos condiciones de dispersión similares a las producidas durante una exposición a un paciente.

Capítulo VI

VI. Conclusiones

En este trabajo se realizaron medidas experimentales de la eficiencia relativa de dosímetros TLD-100 delgados y gruesos ($3.17 \times 3.17 \times 0.38 \text{ mm}^3$ y $3.17 \times 3.17 \times 0.89 \text{ mm}^3$) expuestos a rayos X de 22, 23, 25, 28, 35, 55 y 120 kVp por comparación con la respuesta de los mismos dosímetros irradiados con rayos γ de ^{60}Co . Los dosímetros se colocaron sobre un maniquí de lucita de $10.6 \times 1.0 \times 4.3 \text{ cm}^3$ con el fin de igualar las condiciones de dispersión a las producidas durante una exposición sobre un paciente.

Se encontró que, para valores de la tensión iguales o menores que 35 kVp, los dosímetros delgados tienen mayor eficiencia relativa que los gruesos y que a partir de 55 kVp, la relación se invierte. La máxima eficiencia relativa medida es de 1.7 (35 y 55 kVp) para los dosímetros delgados y de 1.9 (55 kVp) para los dosímetros gruesos. Para la menor tensión estudiada (22 kVp) las eficiencias medidas fueron de 1.6 y 1.5 para delgados y gruesos, respectivamente. De acuerdo con los cálculos realizados en este trabajo, esta diferencia entre dosímetros delgados y gruesos se debe a la atenuación que sufre la radiación en el volumen del TLD-100.

Otro resultado importante de este trabajo consistió en haber calculado por dos métodos, la eficiencia relativa de los TLD-100 irradiados con haces polienergéticos de rayos X.

Para realizar este cálculo, se tomó en cuenta el coeficiente de atenuación lineal (μ/ρ), el coeficiente másico de absorción (μ_{en}/ρ) para el LiF y aire, el espectro de rayos

X filtrado por los distintos medios y el grosor de los dosímetros TL. Un primer método, llamado completo, tomó en consideración el espectro completo de rayos X, mientras un segundo método, llamado simplificado, empleó una energía efectiva, obtenida experimentalmente. Ambos métodos predicen una fuerte dependencia de la eficiencia con la energía de los rayos X. Esto se debe a dos factores que dependen de la energía: los coeficientes de absorción de energía en LiF y aire, y la atenuación de la radiación en el volumen de cada dosímetro. Como consecuencia se predice que, los dosímetros delgados tendrán eficiencias relativas mayores que los dosímetros gruesos.

Al comparar el método completo con el simplificado, encontramos diferencias de hasta el 2 % (55 kVp) y el 4 % (120 kVp) para dosímetros delgados y gruesos, respectivamente. La decisión de utilizar uno u otro dependerá de la precisión deseada teniendo en cuenta que la principal ventaja de usar el método simplificado es el ahorro en trabajo y tiempo dedicado, ya que sólo se tiene que medir la CHR para obtener la energía efectiva. El método completo requiere conocer el espectro de rayos X incidente.

Al haber realizado dos procedimientos para obtener la eficiencia relativa, concluyendo que el camino corto (método simplificado) es aceptable, nos llevó a efectuar la comparación entre estos dos métodos con los resultados experimentales. La eficiencia obtenida experimentalmente siempre es mayor que la obtenida por cualquier método teórico. Las diferencias típicas entre los valores experimentales y los calculados son del 40 %, siendo siempre mayores los primeros.

Podemos sugerir que la menor eficiencia calculada (respecto de los experimentos) se deba a la presencia de radiación dispersa en la ubicación de los dosímetros. Nuestro formalismo no toma en cuenta este efecto, anteriormente reportado para la radiación que atraviesa maniquies similares al usado en este trabajo. Si ésta es la explicación,

podemos decir que la radiación total (primaria + dispersa) que llega al TLD-100 que fue ubicado encima del maniquí es ≈ 1.4 veces mayor que la radiación primaria.

Para un caso real, en el cual se quiera conocer la dosis de entrada al cuerpo de un paciente usando dosímetros TL, por ejemplo a la mama de una mujer durante una mamografía, se requiere realizar medidas previas de eficiencia relativa, simulando lo mejor posible las condiciones de radiación directa y dispersa que se encuentran en la situación real, a fin de obtener una curva de calibración. Para esto se requiere tener, además de un número suficiente de TLD-100, una cámara de ionización calibrada para el espectro pertinente, un maniquí y una fuente certificada de referencia donde, idealmente, se pueda medir la exposición.

Bibliografía

[A68] Attix, H y Gorbics, S. 1968, Health Physics, 15, 54 (1968)

[A86] Attix F.H., Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, John Wiley and Sons, U.S.A. (1986)

[A00] Avila Aguirre Leticia, Tesis de Doctorado en Ciencias de Materiales " Depósito de energía en LiF ante irradiación con partículas cargadas pesadas y su relación con la respuesta termoluminiscente del material" CICESE, (2000)

[B78] Barnes G. " The Intensity of scattered radiation in Mammography" Radiology 126-1,243-247 (1978)

[B88] Beiser Arthur, Conceptos de Física moderna, Mc Graw Hill Book Company Inc. (1988)

[B97] Boone J, Fewell T, Jennings J Molybdenum, rhodium, and tungsten anode spectral models using interpolating polynomials with application to mammography, Med. Phys. 24 (12), 1863 (1997)

[B99] Bhatt, S, Mitra R., "Effects of Pre and Post-irradiation temperature treatments on TL characteristics and radiation induced sensitisation of various TL peaks in LiF TLD-100" Rad. Prot. Dos. 84, 184(1999)

[C64] Cameron J, Zimmerman D, Kenny G, et al. Health Physics, 10,25 (1964)

[C64] Crosby, E. Boone, M, Almond, P et al. Luminiscence Dosimetry, Proc. 1º Int. Conf. On luminiscence Dosimetry USAEC-650637,p. 137 (1964)

[F98] Flores Moreno A., Tesis de Licenciatura en Física "Medidas de Supralinealidad en la respuesta termoluminiscente de LiF:Mg,Ti expuesto a radiación y rayos X de baja energía", UNAM (1998.)

[G96] Gamboa de Buen Ma. Isabel, Tesis de Doctorado en Ciencias " Medida de la respuesta termoluminiscente de LiF: Mg,Ti expuesto a radiación altamente ionizante", UNAM, (1996).

[H68] Hendee W.R., Ibbott G.S. y Gilbert D.B. "Effects of total dose en energy dependence of TLD-100 LiF dosimeters" Int. J. Appl. Rad. AND Isot. 19, 84(1968)

[H69] Hubbell, J. H "Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV" Report NSRDS-NBS29 ,U.S. National Bureau of Standards, Vol I-3 (1969)

[J70] Jayachandran C " The Response of Thermoluminiscent Dosimetric Lithium Borates Equivalent to air, water and soft tissue and of LiF TLD-100 to low Energy X-rays" Phys. Med. Biol., 15, 325 (1970)

[K84] Khan Faiz M, The Physics of Radiation Therapy, Lippincott Williams and Wilkins, (1984)

[M81] Mckinlay A.F. Thermoluminescence Dosimetry, The Adam Hilger, (1981)

[N67] Naylor G.P. British Journal of Radiology 40,1 70 (1967)

[R00] Ruiz-Trejo César, Tesis de Maestría en Física Médica "Calidad de imagen y dosis en Mamografía. Evaluación de 2 Servicios de Salud pública en el Distrito Federal", UNAM, (2000)

[S02] Skopec M, Price J, Guardala N, Moscovitch M. "Glow curve analysis applied to the discrimination of X ray versus proton irradiation" Rad. Prot. Dos. 101, 263 (2002)

[T68] Tochilin E, Goldstein N " The quality and LET dependence of three TLD and their potential use as secondary standards" Procedures of 2nd International Conference of Luminiscence Dosimetry U.S. A.E.C. CONF-680920, NIST, Springfield, Va., 424 (1968)

[W66] Woodley R. Rad. Bot. 7,1 (1967)

Páginas Web usadas

[W1] <http://www.geocities.com/CapeCanaveral/8563/tlesp.htm>

[W2] <http://www.nist.gov>

[W3] <http://www.aip.org/epaps/epaps.html>

[W4] www.fcpharma.com