



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

**DETERMINACIÓN DE MEDIDAS ABSOLUTAS DE DOSIS EN AGUA PARA
CAMPOS PEQUEÑOS DE RADIACIÓN**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA MÉDICA)

PRESENTA:
FÍS. SALVADOR PEÑA JIMÉNEZ

TUTOR
DRA. MARÍA ISABEL GAMBOA DE BUEN
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES – UNAM

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR
DRA. OLGA LETICIA ÁVILA AGUIRRE
INSTITUTO NACIONAL DE INVESTIGACIONES NUCLEARES
DRA. OLIVIA AMANDA GARCÍA GARDUÑO
INSTITUTO NACIONAL DE NEUROLOGÍA Y NEUROCIRUGÍA MANUEL
VELASCO SUÁREZ

MÉXICO, D. F. AGOSTO 2015



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

En memoria de mi hermana María de Lourdes Peña Jiménez

AGRADECIMIENTOS

Por la parte académica agradezco a:

Mi asesora, la Dra. María Isabel Gamboa de Buen, por haber tenido siempre la mejor disposición al guiar este trabajo, brindarme parte de su tiempo y conocimiento para poder concluirlo.

Los miembros de mi comité tutor: la Dra. Olga Leticia Ávila Aguirre por su paciencia y consejos en el desarrollo del trabajo y a la Dra. Olivia Amanda García Garduño por su asesoramiento y por brindarme el apoyo y el tiempo para realizar los experimentos.

Mis sinodales: la Dra. Paola Ballesteros Zebadúa, la Dra. Beatriz Elizabeth Fuentes Madariaga, el M. en C. César Gustavo Ruíz Trejo y la Méd. María Adela Poitevin Chacón, por sus comentarios, sugerencias y correcciones de este trabajo.

Al Dr. José Manuel Lárraga Gutiérrez por el apoyo durante la realización de algunos de los experimentos

Por la parte institucional deseo expresar mi agradecimiento a:

El Instituto de Ciencias Nucleares por permitirme realizar parte de este trabajo en las instalaciones aún en fines de semana y periodos vacacionales.

A la Dirección General Asuntos del Personal Académico-UNAM por el apoyo mediante el Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica PAPIIT-UNAM IN111912.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, por el apoyo otorgado para realizar este trabajo mediante el apoyo de la realización del proyecto de los fondos sectoriales SALUD-2012-01-181822.

Al Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía “Dr. Manuel Velasco Suárez” en particular a la Dirección de Investigación, al Laboratorio de Física Médica y a la Unidad de Radioneurocirugía por permitirme llevar a cabo este trabajo de maestría, al permitirme usar sus instalaciones para realizar los experimentos.

Finalmente quisiera agradecer a mis padres y hermanos por el esfuerzo que han hecho en apoyarme y por darme la libertad de elegir lo que me gusta. Y a mis compañeros del posgrado por el apoyo brindado durante los estudios.

RESUMEN

En la actualidad no hay ninguna reglamentación internacional para la radioterapia con campos pequeños de radiación y no ha sido sugerido un detector de referencia para llevar a cabo la dosimetría para estos haces de radiación. Así, la dosimetría de campos pequeños sigue siendo un proceso abierto en todo el mundo debido a que estos campos se utilizan en diferentes tratamientos.

En este trabajo se establece un protocolo para medir la dosis absoluta en agua mediante micro- cubos ($1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$) de LiF:Mg,Ti (TLD-100). Los dosímetros fueron irradiados con un haz de rayos X de 6 MV en el acelerador lineal (Novalis BrainLab, Alemania) dedicado a la radiocirugía del Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía “Dr. Manuel Velasco Suárez”. Se utilizaron campos circulares con diámetros entre 0.4 y 2.0 cm y dosis entre 0.5 y 3 Gy También se realizó un ensayo de una auditoría dosimétrica, en la misma institución, para verificar el protocolo establecido.

Los principales resultados de este trabajo son que siguiendo el protocolo de manera estricta no es necesario realizar deconvolución de la curva de brillo, que la reproducibilidad de las medidas estuvieron dentro de un $\pm 5 \%$ y que la diferencia porcentual entre la dosis medida y la prescrita, en el ensayo de la auditoría, fue menor que el 3 %.

ABSTRACT

Actually there is no international regulations for radiotherapy for small radiation fields and has not been suggested a reference detector to carry out the dosimetry for these radiation beams. So, the dosimetry of small fields remains as an open subject around the world because these fields are used in different treatments.

In this work a protocol to measure the absolute dose in water with TLD-100 micro-cubes ($1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$) was proposed. The dosimeters were irradiated with a 6 MV X-ray beam in a linear accelerator dedicated to radiosurgery at the Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía (INNN) "Dr. Manuel Velasco Suarez ". Circular fields with diameters between 0.4 and 2.0 cm and doses between 0.5 and 3 Gy were used. An assay of a dosimetry audit, at the same institution, was also performed to verify the established protocol.

The main results of this work were that using the protocol carefully it is not necessary the glow curve deconvolution, the reproducibility of the measurements were within $\pm 5\%$ and the percentage difference between the measure and prescribed doses determined in the audit, was lower than 3%.

CONENIDO

1	INTRODUCCIÓN.....	1
2	CONCEPTOS BÁSICOS.....	4
2.1	Magnitudes que describen el campo de radiación ionizante.....	4
2.2	Interacción de la radiación ionizante con la materia.....	4
2.2.1	Interacción de los electrones con la materia.....	4
2.2.2	Interacción de los fotones con la materia.....	7
3	DOSIMETRÍA.....	16
3.1	Dosimetría termoluminiscente.....	16
3.1.1	Proceso Termoluminiscente.....	17
3.1.2	Protocolo para realizar las medidas con dosímetros termoluminiscentes.....	17
3.1.3	Caracterización de los dosímetros termoluminiscentes.....	18
3.1.4	Curva termoluminiscente.....	19
4	DOSIMETRIA DE CAMPOS PEQUEÑOS.....	22
5	DESARROLLO EXPERIMENTAL.....	29
5.1	Caracterización de los TLD.....	29
5.1.1	Homogeneidad y reproducibilidad.....	29
5.1.2	Deconvolución de la curva de brillo.....	31
5.1.3	Respuesta Termoluminiscente como función de la dosis.....	32
5.2	Ensayo de una auditoria dosimétrica en el INNN.....	33
6	RESULTADOS.....	37
6.1	Caracterización de los TLD.....	37
6.1.1	Homogeneidad y reproducibilidad.....	37
6.1.2	Respuesta Termoluminiscente como función de la dosis.....	38
6.2	Ensayo de una auditoria dosimétrica en el INNN.....	41
7	CONCLUSIONES.....	44
8	BIBLIOGRAFÍA.....	46

1 INTRODUCCIÓN

Los protocolos públicos internacionales de radioterapia, como el IAEA-TRS-398 [1] y el AAPM-TG-51 [2], proporcionan cada uno un método distinto y los parámetros radiológicos necesarios para la medida de la tasa de dosis absorbida en agua, para un campo de referencia de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, usando cámaras de ionización.

En la actualidad los tratamientos con radiación, como lo son la radiocirugía estereotáxica en la que se utilizan aceleradores lineales o dispositivos como el Gamma Knife y el CyberKnife; la radioterapia de intensidad modulada (IMRT por sus siglas en inglés) y la radioterapia guiada por imágenes que emplean aceleradores lineales y la tomoterapia que usa una combinación en un mismo equipo de un sistema de obtención de imagen por tomografía computarizada y un acelerador lineal; utilizan campos de radiación de escalas milimétricas. Esto ha dado lugar a un nuevo reto dosimétrico debido al tamaño tan pequeño (que puede ser menor que $3 \times 3 \text{ cm}^2$) para la aplicación de altas dosis de radiación que generalmente se realiza en una sola sesión [3].

Como en todo tratamiento con radiaciones, uno de los objetivos importantes en los tratamientos con campos pequeños es proteger estructuras sanas, manteniendo la dosis terapéutica al blanco; esto se logra utilizando campos de radiación altamente colimados. En los tratamientos con campos pequeños esta colimación se busca empleando colimadores tipo multiláminas o cónicos comúnmente adaptados a un acelerador lineal o cascos colimados como los utilizados en el Gamma Knife e incluso con un brazo robotizado (ej. CyberKnife). Se sabe que un cambio pequeño en la dosis puede resultar en un gran cambio en la respuesta clínica, por lo cual se debe tener un control correcto en la dosis de radiación prescrita al blanco, la cual está restringida por la dosis de tolerancia de las estructuras sanas vecinas. Es aceptable tener un error en la localización del tumor de hasta 0.5 mm y un error de hasta 5% en la dosis entregada [4]. Hay evidencia de que un cambio entre 7 y 10% en la dosis al volumen blanco puede significar cambios importantes en la probabilidad de control tumoral, así como en la incidencia y severidad de la morbilidad radioinducida [5]. Adicionalmente se estima que un 10 a 15% de subirradiación en el tumor disminuye de 2 a 3 veces la probabilidad de control tumoral, y que un incremento similar en la dosis aumenta la posibilidad de daño irreversible en el tejido normal [6].

A pesar de todos los avances en la tecnología para el tratamiento con radioterapia, actualmente no se cuenta con una regulación internacional para el manejo de los campos en escalas milimétricas o un protocolo estándar (como el TG-51 o el IAEA-398) y mucho menos un detector de referencia universal para la realización de la caracterización y la determinación de la dosis de haces no convencionales de radiación (campos pequeños) pues la dosimetría de campos pequeños sigue siendo un problema abierto a nivel mundial.

En el Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía (INNN) se realiza la dosimetría absoluta de campos pequeños con una cámara de ionización, y están interesados en examinar un sistema adecuado para realizar auditorías dosimétricas en diferentes instituciones del país tales como el Instituto Nacional de Cancerología y el Hospital General de México. Este proyecto inicia con el establecimiento de un protocolo para llevar a cabo auditorías externas utilizando dosímetros termoluminiscentes.

Por esta razón, los objetivos de este trabajo son:

1. Establecer un protocolo para medir la dosis absoluta en agua utilizando dosímetros termoluminiscentes (TLD).
2. Realizar un ensayo de una auditoría dosimétrica para verificar el protocolo establecido, esto es, comparar las medidas dosimétricas que se emplean para llevar a cabo los tratamientos.

Para alcanzar los objetivos, se utilizaron dosímetros termoluminiscentes de LiF:Mg,Ti (TLD-100) de $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$, comúnmente llamados micro-cubos que fueron caracterizados obteniendo su factor de sensibilidad y reproducibilidad, así como las curvas de calibración (respuesta termoluminiscente como función de la dosis) medidas para cuatro campos cuadrados entre $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ y $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Durante la caracterización de los TLD se establecieron las condiciones de lectura necesarias para reducir la incertidumbre en las medidas. Posteriormente se establecieron los requisitos de irradiación con campos circulares con diámetros entre 0.4 y 2.0 cm.

Finalmente, se realizaron las medidas de la dosis absorbida en agua, en los campos pequeños de radiación, empleando el acelerador lineal dedicado a radioneurocirugía del INNN y se compararon con la dosis prescrita.

En este trabajo inicialmente se presentan los aspectos teóricos de los problemas que existen en lo referente a la dosimetría de los campos pequeños. Posteriormente se describe el método

experimental que se implementó para poder caracterizar los dosímetros termoluminiscentes y los resultados obtenidos. El trabajo continua describiendo el método aplicado para la comparación entre la dosis medida y la dosis prescrita. Los resultados de esta tesis muestran la curva de calibración de los dosímetros y las diferencias encontradas en los valores de dosis absorbida en agua medida y prescrita. Finalmente se presenta en las conclusiones un panorama general de los aspectos más importantes del desarrollo experimental implementado, así como también la concordancia entre los valores de dosis absoluta medidos con los dosímetros termoluminiscentes y los prescritos.

Debido a que los tamaños de los campos que se emplean son pequeños con respecto a los de los detectores, se espera encontrar diferencias entre los valores de la dosis medida y la dosis prescrita, menores que 3% de acuerdo con lo reportado con anterioridad.

Cabe hacer notar que en este trabajo se propone el protocolo a seguir para realizar auditorías dosimétricas externas, el cual fue probado dentro de la misma institución (INNN) y se espera aplicarlo en las otras instituciones.

2 CONCEPTOS BÁSICOS

2.1 Magnitudes que describen el campo de radiación ionizante [7, 8]

La radiación ionizante interacciona con la materia mediante diversos procesos que convierten la energía de la radiación incidente en energía cinética de las partículas cargadas del medio, para luego depositar dicha energía en el mismo. Los efectos de la radiación en el material dependen del campo de radiación y de las interacciones ocurridas.

Un campo de radiación ionizante puede ser descrito con base en el número de partículas o de la energía que atraviesan un medio, por lo que se definen las siguientes magnitudes.

- Fluencia de partículas Φ : Es el número de partículas dN que incide en una esfera de sección transversal da , sus unidades son m^{-2} .
- Fluencia de energía Ψ : Es la energía radiante dR que entra en una esfera de sección transversal da , sus unidades son Jm^{-2} .

La energía radiante R es la energía total (sin contar la energía de la masa en reposo) que llevan los N rayos que pasan por la esfera.

2.2 Interacción de la radiación ionizante con la materia [7, 8]

2.2.1 Interacción de los electrones con la materia

Cuando los electrones interaccionan con los átomos del medio pueden excitarlos e ionizarlos. Además, también pueden radiar energía por radiación de frenado o bremsstrahlung. La contribución radiativa al poder de frenado es importante únicamente a altas energías. Por ejemplo, a 100 MeV la contribución de la pérdida de energía por radiación es de alrededor del 50% de la pérdida de energía total en agua.

La energía perdida por los electrones en la producción ionización y excitación de los átomos del medio, por unidad de longitud recorrida, es descrita por el poder de frenado por colisión, en tanto que las pérdidas radiativas, en las que se emiten rayos X, lo son por el poder de frenado radiativo.

Existen rayos X de dos tipos: Espectro de líneas o característico que es radiación electromagnética emitida por un átomo cuando llena sus vacancias en las capas K, L, M, etc.,

y espectro continuo bremsstrahlung o de radiación de frenado (Fig. 2.1) asociado a la desviación de partículas cargadas, que inciden en un medio, por campos de Coulomb.

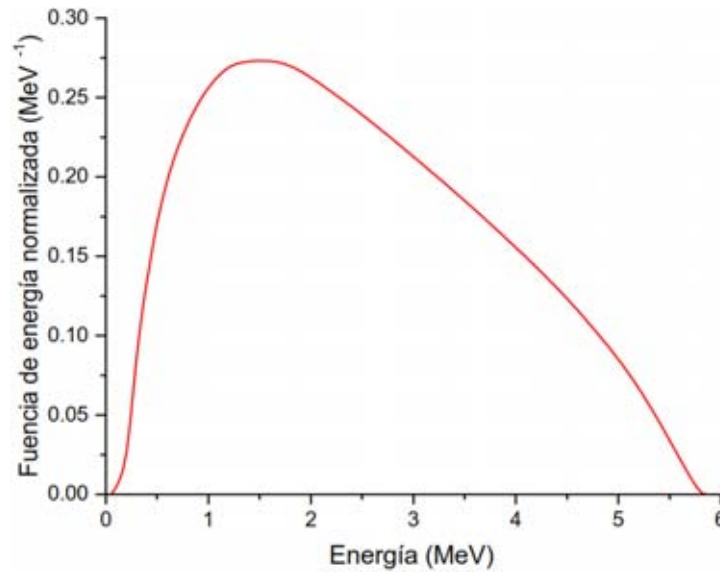


Fig. 2.1: Espectro de rayos X continuo de 6 MV [10].

Los electrones también pueden ser dispersados elásticamente por los electrones atómicos, un proceso que tiene un efecto significativo en la penetración y difusión de los electrones en la materia a bajas energías.

El poder másico de frenado por colisión para electrones de energía cinética T está dado por [7]:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c = 0.1535 \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2 (I/m_0 c^2)^2} \right) + 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - (2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^2} \right] \quad 2.1$$

donde $\tau \equiv \frac{T}{m_0 c^2}$, m_0 , z y β ($=v/c$) son la masa en reposo, el número atómico y la velocidad relativa del electrón incidente, respectivamente; Z , A e I son los números atómico y de masa y la energía de excitación promedio del átomo blanco, respectivamente y c es la velocidad de la luz en el vacío.

El poder másico de frenado radiativo está dado por [7]:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_r = 3.49 \times 10^{-4} \frac{Z^2}{A} (T + m_0 c^2) \bar{B}_r \quad 2.2$$

con:

$$\bar{B}_r = \begin{cases} \frac{16}{3} & \text{para } T \ll 0.5 \text{ MeV} \\ \approx 6 & \text{para } T = 1 \text{ MeV} \\ \approx 12 & \text{para } T = 10 \text{ MeV} \\ \approx 15 & \text{para } T = 100 \text{ MeV} \end{cases}$$

Teniéndose que el poder másico de frenado total es [7]:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{\text{tot}} = \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c + \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_r \quad 2.3$$

cuyas unidades son $\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$.

2.2.1.1 Campo de radiación

El campo de radiación $Y(T_0)$ de un electrón de energía cinética inicial T_0 es la fracción total de dicha energía que es emitida como rayos X de frenado mientras la partícula se frena y llega al reposo.

Los electrones de alta energía que interactúan con absorbentes pesados pierden la mayor parte de su energía en producir radiación.

2.2.1.2 Alcance

Consideremos un electrón de energía cinética inicial T_0 que incide en un material dado. Al penetrar en él, se va frenando gradualmente hasta detenerse, en el trayecto puede sufrir grandes desviaciones al interactuar con los electrones de los átomos del medio absorbente.

El alcance en la aproximación de frenado continuo se llama alcance CSDA (continuous slowing down approximation) es la distancia másica total recorrida por electrón sobre la trayectoria, desde el punto de incidencia hasta que se detiene, sus unidades son g/cm^2 [7].

$$R = \int_0^{T_0} \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_{\text{tot}}^{-1} dT \quad 2.4$$

En el caso de los electrones, a todas las energías existen colisiones que desvían fuertemente a los electrones de sus trayectorias. En consecuencia los alcances tienen una gran dispersión, a veces del orden de magnitud del mismo alcance. Puede ser considerable la retrodispersión de los electrones de la superficie del medio absorbente.

2.2.2 Interacción de los fotones con la materia

Cuando un fotón interactúa con un medio, puede ser absorbido y desaparecer o puede ser dispersado, cambiando la dirección de su trayectoria, con o sin pérdida de energía.

Los principales mecanismos de depósito de energía por los fotones al interactuar con la materia son:

- Efecto Compton
- Efecto fotoeléctrico
- Producción de pares

Existe también la dispersión de Rayleigh de un fotón que resulta de la acción del átomo como un todo, teniéndose que generalmente el ángulo de dispersión es muy pequeño. El fotón no pierde una cantidad de energía apreciable, sólo la suficiente para que haya conservación de cantidad de movimiento ocasionando el retroceso del átomo.

En la Fig. 2.2 se presenta la importancia relativa de estos efectos, las curvas muestran los valores de Z y de la energía del fotón incidente, $h\nu$, para los cuales la probabilidad de que ocurran los efectos adyacentes es igual.

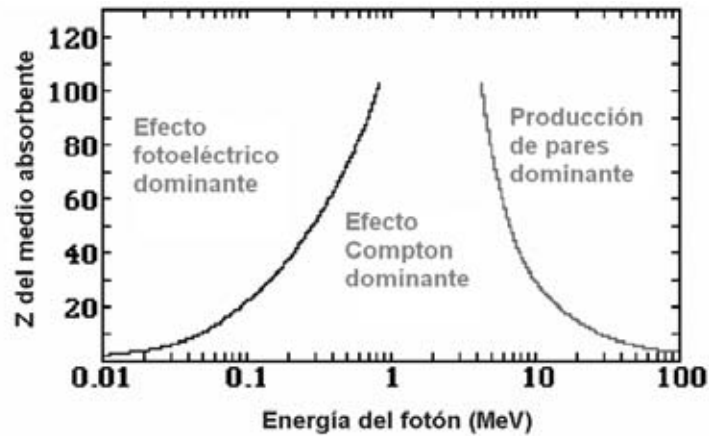


Fig. 2.2: Importancia relativa de los tres procesos de interacción de los rayos γ . Las curvas muestran los valores de Z y $h\nu$ para los cuales dos tipos de efectos son iguales [7].

2.2.2.1 Efecto Compton

Se supone que el electrón, con el que interacciona el fotón incidente, inicialmente no está ligado y está en reposo. Como e^- no está ligado entonces las relaciones cinemáticas que se obtendrán son independientes del número atómico del medio.

Esta es una suposición no rigurosa ya que el e^- ocupa varios niveles de energía atómicos, de donde los electrones están en movimiento y ligados. Sin embargo, los errores resultantes no causan consecuencias en aplicaciones de física radiológica, debido a que el efecto fotoeléctrico domina en las condiciones de alta Z y baja $h\nu$, en donde los efectos de ligadura son más importantes.

En la Fig. 2.3 se presenta la cinemática del efecto Compton. Un fotón de energía cuántica $h\nu$ que incide por la izquierda interacciona con un electrón libre y en reposo, dispersándolo a un ángulo θ con respecto a la dirección del fotón incidente, cediéndole una energía cinética T . El nuevo fotón de energía $h\nu'$, llamado comúnmente fotón dispersado, sale a un ángulo φ en el mismo plano de dispersión. La energía y la cantidad de movimiento se conservan.

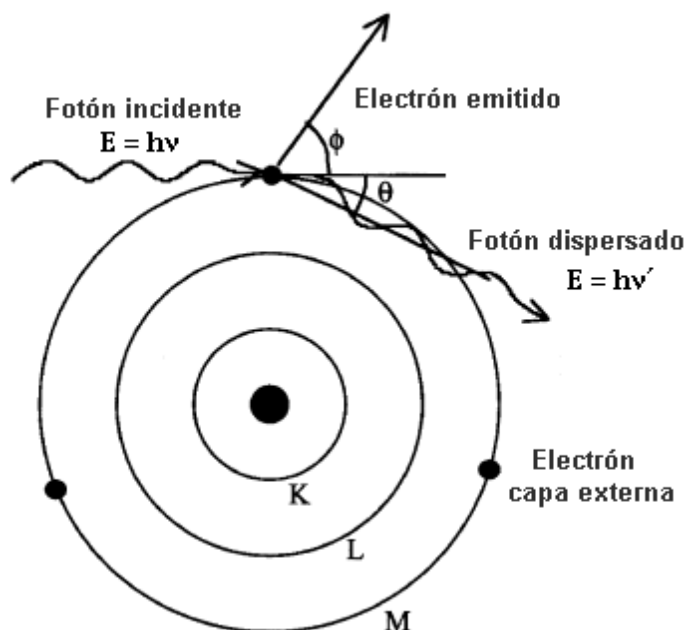


Fig. 2.3: Cinemática del efecto Compton.

Por conservación de energía y de momento se tiene que la energía del fotón dispersado está dada por [7, 8]:

$$hv' = \frac{hv}{1 + \alpha(1 - \cos\phi)} \quad 2.5$$

y la energía cinética del electrón es [7, 8]:

$$T = hv - hv' \quad 2.6$$

donde $\alpha = \frac{hv}{m_0c^2}$.

El fotón es capaz de transferir la mayor parte de su energía a un e^- en este caso, pero nunca puede dar toda a un e^- libre en una colisión Compton.

El coeficiente másico de atenuación Compton es proporcional al número de electrones por gramo, por lo que es casi independiente del número atómico del medio.

$$\frac{\sigma}{\rho} \propto Z^0 \quad 2.7$$

Donde σ/ρ es la contribución del efecto Compton al coeficiente másico de atenuación μ/ρ .

2.2.2.2 Efecto fotoeléctrico

Es la interacción más importante de fotones de baja energía con la materia, donde el fotón es totalmente absorbido. Como se observa en la Fig. 2.2, la interacción es con un electrón atómico fuertemente ligado; es decir, con los e^- de las capas internas de un átomo, especialmente en medios de Z grande.

En la Fig. 2.4 se muestra un esquema del efecto fotoeléctrico. Un fotón incidente de energía cuántica $h\nu$ interacciona con un electrón atómico, ligado con una energía de ligadura E_b , y éste es liberado (fotoelectrón). El efecto fotoeléctrico no puede ocurrir para un electrón dado a menos que $h\nu > E_b$; y es más probable que ocurra para valores pequeños de $h\nu$ siempre y cuando se cumpla la relación anterior. Como efecto secundario se tiene el llenado de la vacante generada en la nube electrónica, que está acompañada por la emisión de uno o más rayos X.

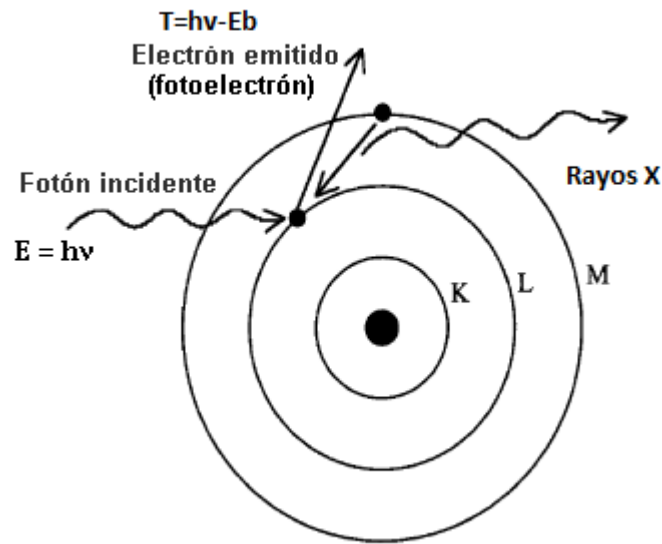


Fig. 2.4: Cinemática del efecto fotoeléctrico.

La energía cinética del fotoelectrón está dada por:

$$T = h\nu - E_b \quad 2.8$$

y es independiente del ángulo de dispersión del electrón, θ , el cual puede tomar valores entre 0 y 180°. El átomo se dispersa en la dirección necesaria para que haya conservación de momento.

El coeficiente másico de atenuación fotoeléctrico (para $h\nu < \cong 0.1 \text{ MeV}$) es:

$$\frac{\tau}{\rho} \propto \left(\frac{Z}{h\nu} \right)^3 \quad 2.9$$

2.2.2.3 Producción de pares

Es un proceso de absorción en el cual el fotón desaparece y da lugar a un electrón y un positrón. Es la interacción más importante de fotones de alta energía con la materia, como se observa en la Fig. 2.2.

Ocurre en un campo de fuerzas de Coulomb, usualmente cerca de un núcleo atómico, de dónde, para que haya producción de pares se necesita una energía mínima del fotón de 1.022 MeV.

En la Fig. 2.5 se muestra un evento de producción de pares en un campo nuclear. El fotón incidente gasta toda su energía cuántica, $h\nu$, en la creación de un par electrón-positrón con energías cinéticas T^- y T^+ , respectivamente. El átomo participa en la conservación de momento pero recibe una cantidad de energía cinética despreciable.

Por conservación de energía:

$$h\nu = 2m_0c^2 + T^- + T^+ \quad 2.10$$

en donde se ignora la energía que se cede al núcleo.

El coeficiente másico de atenuación para la producción de pares es proporcional al número atómico del medio.

$$\left(\frac{\kappa}{\rho} \right) \propto Z \quad 2.11$$

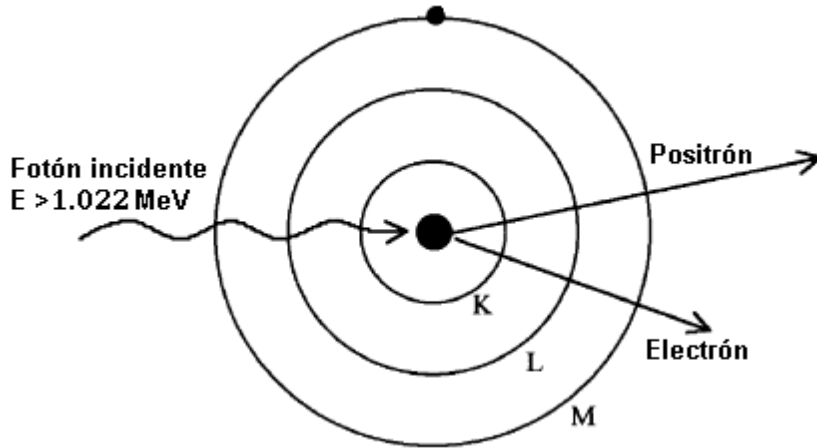


Fig. 2.5: Producción de pares en el campo de fuerzas de Coulomb de un núcleo atómico

2.2.2.4 Atenuación de un haz de fotones

La penetración de los fotones en la materia está gobernada estadísticamente por la probabilidad por unidad de distancia atravesada, de que un fotón interactúe por alguno de los procesos físicos mencionados. Esta probabilidad, denotada por μ , es llamada coeficiente lineal de atenuación y tiene unidades de inverso de longitud (cm^{-1}). El coeficiente μ depende de la energía del fotón y del material que es atravesado.

Un haz angosto de fotones monoenergéticos es atenuado exponencialmente por un blanco uniforme. Sean N_0 y $N(x)$ el número de fotones que incide y el que atraviesa un espesor x de medio sin interactuar, se tiene que:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad 2.12$$

Cuando un haz de fotones atraviesa un atenuador, salen de éste fotones primarios que no interactuaron y fotones dispersados, si en $N(x)$ solo se toman en cuenta los fotones primarios que atravesaron el atenuador se dice que el haz es angosto.

El coeficiente másico de atenuación μ/ρ , para fotones de una energía dada en un material dado, se obtiene dividiendo μ por la densidad ρ del material, se expresa en unidades de cm^2/g , y representa la probabilidad de una interacción por g/cm^2 de material atravesado. Incluye las contribuciones individuales de los procesos físicos que pueden sacar a los fotones del haz angosto, esto es:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} + \frac{\sigma_R}{\rho} \quad 2.13$$

donde τ/ρ , σ/ρ , κ/ρ y σ_R/ρ denotan, respectivamente, los coeficientes másicos de atenuación para el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton, la producción de pares y la dispersión de Rayleigh.

La Fig. 2.6 muestra el coeficiente másico de atenuación como función de la energía del haz de fotones incidente con energías entre 0.01 y 20 MeV, para agua y fluoruro de litio. A bajas energías el coeficiente másico de atenuación es mayor para LiF que para agua debido a que su número atómico es mayor, a partir de ~40 keV es menor porque el número de electrones por gramo es menor para LiF que para agua.

En general, a bajas energías la ligadura de los electrones atómicos es importante y el efecto fotoeléctrico es la interacción dominante. Los materiales de Z alta producen mayor atenuación y absorción, la cual decrece rápidamente al aumentar la energía del fotón.

Cuando la energía del fotón es de varios cientos de keV o mayor, la energía de ligadura de los electrones atómicos se vuelve relativamente poco importante y la interacción dominante es la Compton. La dispersión de Compton continúa siendo importante para energías arriba de 1.022 MeV, que es la energía umbral para que ocurra producción de pares.

A energías más altas, la producción de pares es el proceso más probable, siendo mayor conforme aumenta la carga del núcleo del medio absorbente.

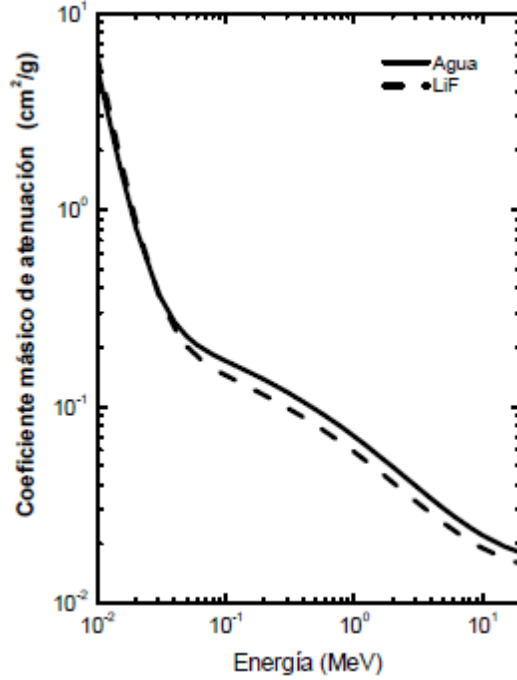


Fig. 2.6: Coeficientes másicos de atenuación como función de la energía del fotón incidente, para agua [10].

2.2.2.5 Coeficientes de transferencia de energía y de absorción de energía.

En dosimetría se debe determinar la energía absorbida por la materia expuesta a fotones, para lo cual se debe obtener la energía transferida a las partículas cargadas del medio que está relacionada con el coeficiente másico de transferencia de energía dado por [7, 8]:

$$\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) = \frac{E_{tr}}{h\nu} \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \quad 2.14$$

donde E_{tr} es la energía cinética promedio que es transferida por los fotones de energía $h\nu$ a partículas cargadas del medio.

Sea g la fracción promedio de la energía cinética inicial transferida a los electrones que se emite como radiación de frenado, se define el coeficiente másico de absorción de energía como:

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) = \frac{E_{ab}}{h\nu} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) (1 - g) \quad 2.15$$

donde E_{ab} es la energía absorbida por el medio.

Generalmente, el factor g es mayor para materiales de número atómico grande y para fotones de alta energía.

La Fig. 2.7 muestra el coeficiente másico de absorción de energía como función de la energía del haz de fotones incidente con energías entre 0.01 y 20 MeV, para agua y fluoruro de litio. A bajas energías, en donde predomina el efecto fotoeléctrico, la diferencia entre los coeficientes másicos de atenuación y de absorción de energía es pequeña debido a que el electrón se lleva gran parte de la energía del fotón, a energías en donde domina el efecto Compton, la diferencia aumenta hasta en un factor de siete debido a que a bajas energías de los fotones incidentes, la mayor parte de la energía se la lleva el fotón disperso (aproximadamente 97% a 20 keV), y a altas energías como 10 MeV, la energía promedio que se llevan los electrones aumenta hasta aproximadamente el 70% de la energía del haz incidente.

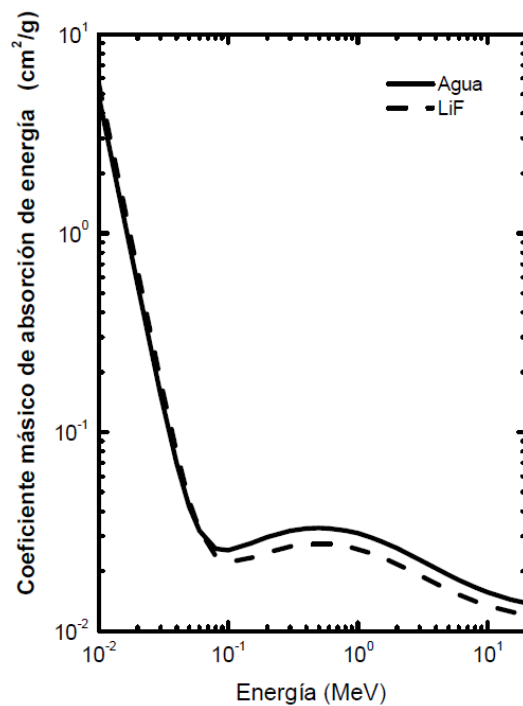


Fig. 2.8: Coeficientes másicos de absorción de energía como función de la energía del fotón en agua y fluoruro de litio [10].

3 DOSIMETRÍA

La dosimetría es la medida de la dosis absorbida o la rapidez de dosis que resulta de la interacción de la radiación ionizante con la materia. Se refiere a la determinación (medida o cálculo) de estas magnitudes.

La dosis D es el valor esperado de la energía impartida a la materia $d\varepsilon$ por unidad de masa, dm , en un punto de interés [7].

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad 3.1$$

Su unidad, llamada Gray, denotada por Gy y es igual a un J/kg.

Un dosímetro es un dispositivo capaz de proporcionar una lectura r que es una medida de la dosis absorbida D depositada en un volumen sensible V por radiación ionizante.

Para relacionar la dosis con la fluencia de energía de un campo de radiación, se debe cumplir una condición llamada equilibrio de partícula cargada (EPC).

Existe EPC en un volumen v si cada partícula cargada de un tipo y energía dados que sale de v es reemplazada por una partícula idéntica de la misma energía que entra, en términos de los valores esperados [7]. El valor esperado representa el valor promedio que se espera suceda, al repetir el experimento en forma independiente una gran cantidad de veces.

Para un haz de rayos X, si existe equilibrio de partícula cargada, la fluencia de energía se relaciona vía el coeficiente másico de absorción de energía, de la siguiente manera.

$$D = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad 3.2$$

3.1 Dosimetría termoluminiscente [7]

Los dosímetros termoluminiscentes (TLD por sus siglas en inglés) emiten una cantidad de luz al ser calentados después de haber sido expuestos a la radiación, que es proporcional a la cantidad de energía depositada por la radiación en el material.

El volumen sensible de un TLD consiste de una masa pequeña de material dieléctrico cristalino, que contiene activadores adecuados para hacerlo termoluminiscente, ya que proporcionan niveles de energía permitidos en la banda de energías prohibidas llamados

trampas. Por ejemplo al fluoruro de litio se le incorporan impurezas de magnesio y de titanio en partes por millón.

Los activadores presentan dos tipos de impurezas de la red cristalina, que son:

- Trampas para electrones y huecos¹. Estas pueden capturar y mantener a los portadores de carga en un pozo de potencial durante largos periodos de tiempo, mientras el cristal no sea calentado.
- Centros luminiscentes. Están localizados en las trampas para electrones o en las de huecos y emiten luz cuando se da la recombinación entre los dos tipos de portadores de carga (electrones y huecos).

3.1.1 Proceso Termoluminiscente

Durante la exposición a la radiación se producen eventos de ionización que liberan electrones y huecos. Los electrones migran de la banda de valencia, donde solo pueden existir ligados a grupos de átomos, a la banda de conducción, donde pueden moverse libremente. La mayoría de los electrones regresan inmediatamente a su estado energético original, pero unos pocos migran a trampas de electrones. Los huecos migran a trampas de huecos. A la temperatura a la cual se realiza la irradiación las trampas son profundas en términos de energía potencial, lo que hace difícil que electrones y huecos sean liberados a temperatura ambiente, lo que permite que permanezcan atrapados durante largos periodos de tiempo.

Cuando se da el proceso de calentamiento se logra que los electrones y huecos atrapados adquieran suficiente energía para vencer el potencial de las trampas y puedan ser libres. Los electrones regresan a la banda de conducción y migran a una trampa de agujero, la cual puede suponerse que también actúa como un centro luminiscente, o que está muy cerca de uno.

Cuando esto ocurre se da la recombinación y por tanto hay emisión de fotones (generalmente de luz visible) cuya cantidad emitida es proporcional al número total de electrones atrapados, el cual a su vez es proporcional a la cantidad de energía absorbida de la radiación.

3.1.2 Protocolo para realizar las medidas con dosímetros termoluminiscentes

Antes de ser irradiados los dosímetros deben ser sometidos a un tratamiento térmico, que consiste de un horneado a alta temperatura para borrar señales acumuladas durante su

¹ Lugar de la red cristalina en donde falta un ion negativo.

almacenamiento esto es, vaciar las trampas para electrones y huecos, y un horneado a baja temperatura para estabilizar los picos a baja temperatura.

Una vez irradiados la lectura de su respuesta se lleva a cabo en un equipo que consta básicamente de: una plancheta de calentamiento, un tubo fotomultiplicador (TFM) y el equipo electrónico de registro de la señal eléctrica generada en el TFM.

Para obtener la lectura el dosímetro se coloca en la plancheta que, al ser calentada, calienta el dosímetro quien, en consecuencia, emite luz que llega al TFM el cual la amplifica y la convierte en una señal eléctrica. Dicha señal eléctrica se integra durante el tiempo de lectura, obteniéndose un valor de carga eléctrica que es proporcional a la cantidad de luz emitida por el TLD. Cuando se realiza la lectura se hace bajo una atmósfera de nitrógeno (N_2) con el propósito de crear una atmósfera estéril y disminuir la emisión de infrarrojo por el calentamiento de la plancheta.

3.1.3 Caracterización de los dosímetros termoluminiscentes.

Para realizar dosimetría con TLD es necesario caracterizarlos, esto es, identificar y estudiar la respuesta individual de cada cristal. Para esto se deben considerar los siguientes aspectos:

- **Precisión y exactitud:** La precisión tiene que ver con los errores al azar debidos a fluctuaciones en las características de los instrumentos, condiciones ambientales y la naturaleza estocástica de los campos de radiación. Se puede obtener a partir de los datos obtenidos de medidas repetidas y usualmente se representa con la desviación estándar. La exactitud de las medidas de un dosímetro expresa la proximidad de su valor esperado al valor verdadero de la magnitud medida.
- **Estabilidad de la señal:** Se refiere al desvanecimiento de la respuesta termoluminiscente en los periodos de horneado-irradiación e irradiación-lectura, así como a la sensibilidad a la luz ambiental y de día.
- **Sensibilidad:** Permite identificar y estudiar la respuesta individual de cada cristal y compararla con la respuesta promedio de un conjunto de cristales irradiados a la misma dosis. De esto se puede obtener un factor de sensibilidad, f_i , que permite disminuir las fluctuaciones debido a la sensibilidad individual de cada cristal respecto al conjunto. Si la sensibilidad como función de la dosis es constante la respuesta será lineal.

- Dependencia con la energía: se refiere a la dependencia de su lectura por unidad de la magnitud que se mide con la energía cuántica o cinética de la radiación, es decir, la respuesta de los TLD puede depender de la calidad del haz. Si los dosímetros son calibrados con una calidad de haz diferente a la calidad de haz donde serán usados se debe corregir la respuesta con respecto a la obtenida para la calidad del haz de referencia.

3.1.4 Curva termoluminiscente

Al obtener el registro de la señal se construye la curva termoluminiscente o curva de brillo que es la gráfica de la intensidad de la luz emitida como función de la temperatura, y representa la distribución de energía de las trampas. En la Fig. 3.1 se presenta la curva de brillo de un micro-cubo TLD-100 irradiado con rayos X de 6MV a una dosis de 2 Gy.

La probabilidad de desocupación de las trampas está en función de la temperatura, a baja temperatura esta probabilidad es prácticamente nula ya que los portadores de carga no adquieren la energía cinética suficiente para escapar de la trampa. Si la temperatura aumenta la probabilidad de que las trampas se desocupen aumenta.

La teoría cinética de primer orden describe el escape de los electrones a una temperatura T (K). Supone que una vez liberados la probabilidad de ser reatrapados en una trampa para electrones es cero y fue descrita por Randall y Willkins usando la ecuación [11]:

$$p = s e^{-E/kT} \quad 3.3$$

Donde p es la probabilidad de escape, por unidad de tiempo (s^{-1}), s es el factor de frecuencia (s^{-1}), E es la energía de la profundidad de la trampa (eV) y k es la constante de Boltzman (8.62×10^{-5} eV/K).

Durante el calentamiento una fracción de los portadores de carga liberados se dirige hacia los centros de recombinación, haciendo que disminuya el número de portadores atrapados, por lo que la curva empieza a decaer, dando origen a un pico de brillo.

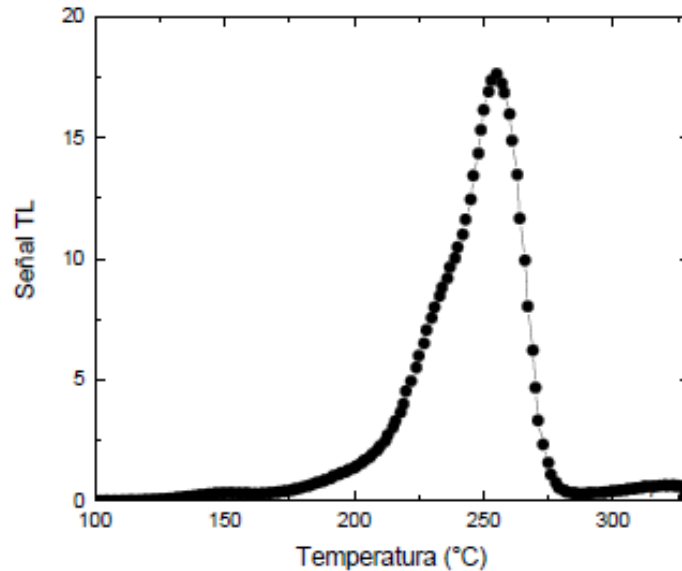


Fig. 3.1: Curva de brillo de un micro-cubo TLD-100 irradiado con rayos X de 6 MV a 2 Gy.

Si en el detector existen varios tipos de trampas (diferente profundidad) el proceso se repite para cada una de ellas dando lugar a varios picos (puntos de intensidad máxima de emisión luminosa) los cuales se llaman picos termoluminiscentes. Cada pico está caracterizado por: la temperatura máxima, la profundidad de la trampa y el factor de frecuencia.

Uno de los problemas cuando se hace dosimetría termoluminiscente es que la curva de brillo de muchos de los materiales utilizados está compuesta de varios picos. En el caso de LiF:Mg,Ti (TLD-100) se han observado hasta 11 picos entre 60 y 400 °C, y cada uno de ellos puede tener distintas características dosimétricas y su intensidad relativa depende de varios factores como son la dosis, el tratamiento térmico de los dosímetros anterior y posterior a la irradiación. Por esto, el área bajo la curva de brillo y de cada uno de sus picos componentes, o de la suma de algunos picos puede tener una dependencia diferente con la dosis.

En algunos casos se tiene una mayor precisión en la medida de la dosis cuando se utiliza el área bajo la curva de brillo de los picos de baja temperatura (menor que 275 °C) o la altura del pico de mayor altura. A partir del desarrollo de programas con los que se puede descomponer la curva de brillo en sus picos, en general se ha dejado de utilizar la altura de los picos como respuesta TL.

Así, existen varios elementos que pueden proporcionar el valor de la respuesta del dosímetro a la radiación, como son:

- El área bajo la curva de brillo.
- El área bajo la curva de uno o varios de los picos termoluminiscentes.
- La altura de alguno de los picos de la curva de brillo.

Para determinar si era necesario descomponer la curva de brillo en sus picos componentes y utilizar como respuesta TL el área bajo la curva del pico dosimétrico, que es el de mayor altura y es llamado pico 5, o la suma de los picos de baja temperatura (3+4+5) se realiza la deconvolución de la curva de brillo. Un software comercial que se utiliza para realizar la deconvolución es el CGCD (Computerized Glow Curve Deconvolution, Harshaw/Filtrol), que está basado en la aproximación de Podgorsak [12] para una forma de la curva de brillo dada por la cinética de primer orden de Randall y Willkins [11]. Cada pico es aproximado por la expresión:

$$P_i(X) = I_{m_i} \exp \left[1 + W_i (X - X_{0_i}) - \exp (W_i (X - X_{0_i})) \right] \quad 3.4$$

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

La curva de brillo tiene la forma:

$$Y(X) = \sum_i P_i(X) + C + a \exp (X/b) \quad 3.5$$

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

4 DOSIMETRIA DE CAMPOS PEQUEÑOS

Para realizar la dosimetría en teleterapia con campos convencionales de fotones existen fundamentalmente dos técnicas: distancia fuente-superficie fija e isocéntrica. En la técnica distancia fuente-superficie fija se sitúa la superficie a una distancia determinada y se especifica la dosis absorbida en agua a una determinada profundidad. En la técnica isocéntrica la dosis en agua se especifica en el punto de intersección de los ejes de rotación del cabezal, de la mesa de tratamiento y del colimador, y es llamado isocentro. La técnica isocéntrica fue desarrollada para terapias rotacionales, ya que para estas la distancia fuente superficie varia con el contorno del paciente. Para ambos casos existen métodos estandarizados para la medida de la tasa de dosis absorbida en agua, para un campo de referencia de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, usando cámaras de ionización.

Con base en consideraciones de la energía del haz y la densidad del medio irradiado, se pueden establecer esencialmente tres factores que determinan la escala para considerar si un campo es pequeño o no:

1. El tamaño de las partes visibles de la fuente de radiación (mancha focal en un acelerador), proyectadas desde la posición del detector y a través del sistema de colimación.
2. El tamaño del detector en relación al tamaño de campo. Una cámara de ionización de las empleadas comúnmente para medir en un campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ es grande para un campo menor que $3 \times 3 \text{ cm}^2$.
3. El alcance de los electrones en el medio irradiado. Si el alcance de los electrones secundarios de mayor energía es mayor que las dimensiones del campo, por ejemplo menores que 0.5 cm para electrones de 1 MeV en agua, el campo se puede considerar pequeño (típicamente a un campo de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ o menor [3]).

Para un campo de radiación no convencional, o también denominado pequeño, no existen métodos estandarizados para las mediciones de la dosis, por lo que cada institución establece un protocolo. Este tipo de campos presentan los siguientes problemas para la realización de una correcta dosimetría y para la determinación y caracterización de medidas relativas y absolutas [3]:

- Perturbación del haz de radiación.

El detector produce una perturbación del haz debido a que tiene diferente composición y densidad que el medio. La perturbación, que es difícil de cuantificar, se aprecia como una perturbación en la fluencia de partículas cargadas, la cual depende de la geometría del detector, del medio en el cual se mide, de la energía del haz, y del tamaño de campo. Esta perturbación disminuye conforme el tamaño del campo aumenta y, dependiendo de la energía del haz de fotones, se vuelve despreciable para campos grandes debido a que la fluencia de electrones en el medio disminuye con el tamaño de campo.

- Zonas con falta de equilibrio lateral de partícula cargada.

La determinación principal para el equilibrio de partícula cargada es el alcance lateral de los electrones, que depende de la energía del haz. Los electrones producidos por haces de fotones de megavoltaje tienen un alcance considerable que aumenta en medios de baja densidad, por lo cual en campos pequeños no se cumple el equilibrio de partícula cargada lateral. Dado que en la dirección vertical se tiene un espesor del medio mayor que el alcance de los electrones, hay equilibrio de partícula cargada en esta dirección.

- Gradientes muy altos de dosis y falta de disponibilidad de detectores cuyas dimensiones sean comparables con las del campo de radiación.

Según lo recomendado por la Asociación Estadounidense de Físicos en Medicina (AAPM) en su reporte no. 54 [13], los campos usados en radiocirugía (campos pequeños) deben tener gradientes con un cambio porcentual en la dosis en un milímetro de un mínimo de 20%/mm, con un intervalo entre 30-50%/mm [14]. Cuando se dispone de detectores de tamaño aproximadamente igual al del campo, la medición resulta afectada en las regiones donde el gradiente varía a lo largo del detector, produciéndose el denominado efecto parcial de volumen (regiones con diferente valor de dosis son registradas como un único valor) [15]. Debido a esto, se advierte que, para caracterizar estos campos conviene utilizar detectores con alta resolución espacial (habilidad de un sistema para proveer información sobre dos valores, muy pequeños, uno cerca del otro).

- Penumbra pronunciada y sobreestimación del tamaño de campo.

Este efecto es causado por el tamaño finito y oclusión parcial de la fuente de radiación, la distancia fuente-detector y el alcance lateral de los electrones comparable con el tamaño de campo.

En un perfil de dosis, como el mostrado en la Fig. 4.1, este es uniforme en el área central pero comienza a decrecer gradualmente a medida que se acerca a los bordes del campo. Luego se produce una caída abrupta en los bordes geométricos del campo y se aproxima lentamente a cero (menor que un 1% de la dosis máxima) lejos de los bordes del campo. La región de rápida caída o alto gradiente de dosis se denomina penumbra, generalmente definida como la distancia entre los puntos del 80% y 20% de la dosis en el eje central. Cuando un campo es grande, el aplanado de la dosis en el área central se puede observar claramente. A medida que el tamaño del campo se hace más pequeño, el aplanado desaparece.

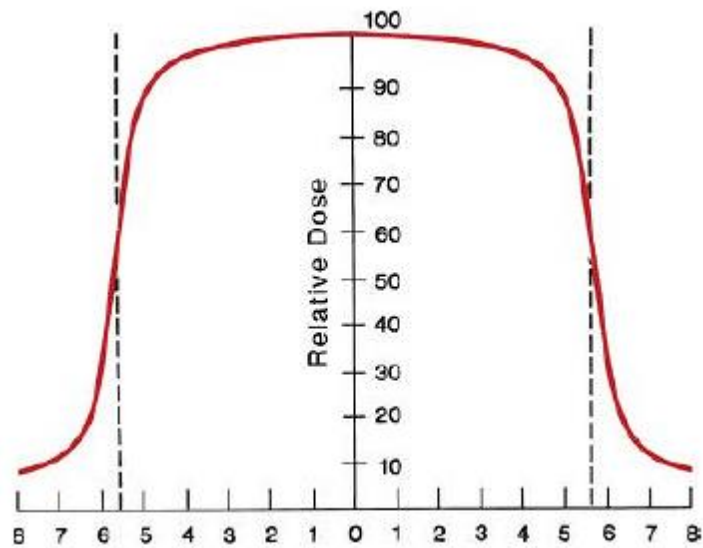


Fig. 4.1: Perfil de dosis para un campo de radiación de ^{60}Co , distancia fuente-superficie de 80 cm, a una profundidad en agua y un tamaño de campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Las líneas punteadas representan el límite del campo a los 10 cm de profundidad.

Al colimar el haz de una fuente de tamaño finito, por debajo de un cierto tamaño de campo, sólo una parte del área de la fuente será visible desde la posición del detector, y la salida será menor comparada con la salida que se obtendría con un tamaño de campo con el cual fuera visible la totalidad de la fuente (Fig.4.2). Cuando el tamaño de campo es del mismo orden que el del alcance lateral de los electrones, la penumbra de los bordes opuestos del campo se traslapa, causando un error en la determinación del tamaño de campo a partir del ancho a la semi-anchura (FWHM, por sus siglas en inglés), específicamente, una sobreestimación del mismo.

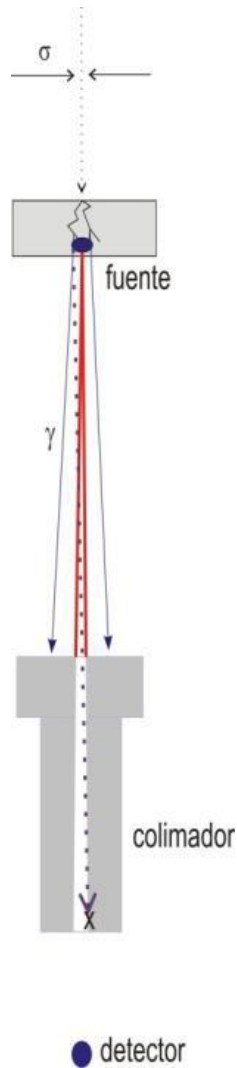


Fig. 4.2 Oclusión parcial de la fuente de radiación con colimadores cónicos que producen campos pequeños

Hasta ahora, la mayor parte de los datos reportados en la literatura acerca de la dosimetría en campos pequeños está relacionada con la dosimetría relativa, tal como mediciones de factores de salida y de cocientes de razón máximo- tejido (TMR por sus siglas en ingles), entre otros. Para realizar las medidas de la dosis absorbida se han utilizado los siguientes dosímetros cuyas características tales como tamaño, composición atómica y resolución espacial, definen si son adecuados o no.

- Las cámaras de ionización, que son el instrumento para calibración y medidas de campos en radioterapia convencional, son demasiado grandes para los campos no convencionales; aún las microcámaras son demasiado grandes para determinar la dosis en campos pequeños.

- Los detectores de diamante han sido propuestos para medidas en estos campos debido a que se consideran de tejido-equivalente y tienen una buena resolución espacial, sin embargo, son caros y su respuesta depende de la tasa de dosis.
- Los diodos de silicio son una opción común para la dosimetría en radiocirugía estereotáxica, debido al tamaño muy pequeño del volumen sensible, sin embargo, tienen dependencia direccional, con la energía y con la tasa de dosis.
- Los centelladores plásticos son casi equivalentes a agua y tienen una respuesta lineal con la dosis, su desventaja principal es el efecto del vástago debido a la radiación de Cerenkov, que es difícil de corregir.
- Las películas de tinte radiocrómico (PTR) están fabricadas con materiales de número atómico bajo, por lo que la interacción de la radiación es muy similar a la del tejido, tienen una muy buena resolución espacial y presentan una dependencia con la energía para haces de fotones de baja energía. Para este trabajo, se utilizaron películas de este tipo para determinar la posición de los TLD en el campo de radiación.
- Los dosímetros termoluminiscentes tienen formas diferentes, como barras y paralelepípedos de diferentes dimensiones del orden de mm, y polvo. Los TLD presentan linealidad en un intervalo de dosis útil [16], reproducibilidad, bajo desvanecimiento de la señal y son reusables una vez que han sido correctamente horneados. Algunas desventajas son que su respuesta tiene una dependencia con la energía [17] y una incertidumbre creciente en la medida de la dosis con la disminución del tamaño de campo de radiación, además de ser un poco laboriosa su utilización. Se utilizan generalmente en la dosimetría de campos en radioterapia de intensidad modulada con campos convencionales, aunque también son usados para campos pequeños, ya que el más pequeño mide $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$.

Por otra parte, se ha considerado importante identificar y evaluar nuevos dosímetros que sean apropiados para mediciones de dosis de referencia en los campos de radiación pequeños. Esto se debe a que las cámaras de ionización, utilizadas para las mediciones de los campos de radiación con gradientes de dosis altos, no son adecuadas porque su tamaño es grande comparado con el del campo.

Recientemente, se informó que, si se sigue un procedimiento experimental estricto y cuidadoso, se pueden usar películas de tinte radiocrómico y dosímetros termoluminiscentes

para calibrar directamente los campos pequeños en términos de la tasa de dosis absorbida en agua con una incertidumbre estándar relativa de 3 a 4% [18, 19, 20, 21]. En este trabajo se realizó dosimetría termoluminiscente con micro-cubos TLD-100, que son de fluoruro de litio dopados con magnesio y titanio (LiF:Mg,Ti), lo que les da la propiedad de ser tejido equivalentes (número atómico efectivo de 8.2), para efectuar una auditoría [18].

La necesidad de llevar a cabo auditorías externas en radioterapia se detectó en los años 70 cuando se realizaron inspecciones en centros de Radioterapia y se observó que un tercio de éstos o no disponía de equipo dosimétrico apropiado o no estaba correctamente calibrado. Solo una pequeña fracción de los centros tenía acceso a laboratorios de dosimetría para llevar a cabo la calibración de sus instrumentos. Los resultados de este estudio dieron lugar a la puesta en marcha del primer sistema de auditoría a gran escala, auspiciado por la Agencia Internacional de la Energía Atómica y la Organización Mundial de la Salud [22,23].

“Una auditoría tiene como objetivo el análisis y evaluación sistemática de una parte o la totalidad de un sistema del control de calidad para determinar si las actividades y resultados del mismo satisfacen los objetivos para los que se creó, su cometido se centra en detectar las necesidades del sistema de control de calidad” [24]

Las auditorías dosimétricas son un tipo de auditorías parciales, que se encargan de evaluar las medidas dosimétricas que se emplean para llevar a cabo los tratamientos.

Para determinar la dosis absorbida en las auditorías dosimétricas se han utilizado dosímetros termoluminiscentes [18], películas radiográficas [19], dosímetros de alanina [19] y cámaras de ionización [20, 21]. En las auditorías postales, que consisten en enviar dosímetros a la instituciones hospitalarias en donde son irradiados a una dosis prescrita y regresados a la institución evaluadora en la que se determina la dosis a la que fueron expuestos y se compara con la prescrita, se utilizan dosímetros termoluminiscentes.

En la tabla 4.1 se presentan los resultados de algunos trabajos sobre auditorías realizadas bajo distintas condiciones.

Autores	Dosímetro usado	Condiciones	Diferencia entre la dosis medida y la prescrita
Espinosa et al. 2012 [18]	TLD-100 de 1x1x1 mm ³ .	Campos: 1x1 y 3x3 cm ² . Técnica: SAD=100 cm. Profundidad: 5 y 10 cm. Dosis: 1.5 Gy.	Campo de 1x1 cm ² : Desviación menor que el 5% en el 69% de las instituciones auditadas. Campo de 3x3 cm ² : Desviación menor que el 5% en el 64% de las instituciones auditadas. Auditoria postal: Diferencias menores al 2.9 %
Budgell et al. 2011 [19]	Película (Kodak EDR2) y dosímetros de alanina.	Irradiación por IMRT, plan isocéntrico. Profundidad: 5 cm.	Excluyendo 3 mediciones fuera de un 10% de diferencia, la diferencia promedio fue de 0.05% con desviación estándar de 1.5%. Auditoria exitosa en más del 90% de centros auditados.
Hourdakis et al. 2008 [20]	Cámara de ionización (IBA Scanditronix Wellhofer FC65-P)	Campos: 10x10 cm ² . Técnica: SAD. Profundidad: 10 o 5 cm en agua. Dosis: 1 Gy.	Unidades de Co-60: 61% mayor del ±3% y 31% del ±5%. Linac: 24% mayor que el ±3% y 7% que el ±5%.
da Rosa et al. 2008 [21]	Cámara de ionización	Campo: 10x10 cm ² . Técnica: SSD 100 u 80 cm. Profundidad: 5 o 10 cm. Dosis: 1 Gy.	Algunas diferencias encontradas en un rango de 18 a 22%, el resto de las diferencias menores que el 3 %

Tabla 4.1 Condiciones en las que se realizó la medición de la dosis y las diferencias porcentuales, entre la dosis medida y la prescrita, reportadas.

5 DESARROLLO EXPERIMENTAL

Se realizaron medidas absolutas de la dosis impartida por campos pequeños de radiación con micro-cubos, de $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$, de LiF:Mg,Ti (TLD-100) en un acelerador lineal dedicado a radioneurocirugía (marca Novalis, BrainLab, Alemania) del Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía. Antes de cada uso, los micro-cubos (TLD-100) se hornearon a $400 \text{ }^\circ\text{C}$ durante una hora seguidos de un enfriado rápido y posteriormente se hornearon a $100 \text{ }^\circ\text{C}$ durante dos horas. Las irradiaciones se realizaron con un haz de rayos X de 6 MV, aproximadamente 24 h después del horneado. Su lectura se realizó aproximadamente 24 h después de la irradiación en un equipo Harshaw 3500, a una tasa de calentamiento de $10 \text{ }^\circ\text{C/s}$ e integrando desde temperatura ambiente hasta $330 \text{ }^\circ\text{C}$. En cada irradiación también se irradió una película de tinte radiocrómico EBT3, de tamaño adecuado para cada tamaño de campo de radiación que se utilizó.

5.1 Caracterización de los TLD.

5.1.1 Homogeneidad y reproducibilidad

Para evaluar la homogeneidad de la respuesta, los TLD-100 se deben irradiar a la misma dosis. Para ello, se colocaron en un soporte de acrílico para poder identificar cada uno de ellos. El soporte se colocó de tal manera que los dosímetros quedaran a bajo un espesor de acrílico de 10 cm y centrados dentro de un campo de radiación de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (a isocentro). Debajo del soporte se puso un espesor de 10 cm de agua sólida. Entre el soporte y el espesor de acrílico se colocó una película de tinte radiocrómico, Gafchromic EBT3, que se utilizó para verificar que los TLD fueran irradiados a la misma dosis (Fig. 5.1). Para hacer el análisis de las películas se hizo un escaneo para obtener un perfil de la zona irradiada que abarcaba los dosímetros y con este perfil se obtuvo la desviación estándar porcentual. En la Fig. 5.2 se muestra un perfil obtenido para un campo circular de 4 mm de diámetro. Con base en el valor de la desviación se consideró que el campo era homogéneo dentro del 3 %.



Fig. 5.1 Diseño Experimental para la parte de homogeneidad y reproducibilidad

Una vez colocados los dosímetros, se irradiaron a 112 unidades monitor (UM), que son las UM suficientes para obtener aproximadamente una dosis de 1 Gy. Estas UM se calcularon tomando el factor de salida de 0.8392 cGy/UM medido a isocentro o por el personal de la Unidad de Radioneurocirugía y haciendo un ajuste por la distancia a la que quedaron los dosímetros (distancia mayor que la distancia fuente-isocentro).

Una vez irradiados los TLD-100 se procedió con la lectura. Inicialmente las lecturas únicamente se hicieron colocando los micro-cubos lo más centradamente posible en el sistema de calentamiento (plancheta) y manteniendo el flujo de gas de nitrógeno tan bajo como era posible para evitar cualquier movimiento del micro-cubo.

Posteriormente, para tener un poco más de control en la reproducibilidad de la lectura y así disminuir la variación de la respuesta, a los TLD-100 se les hizo una marca con grafito en una de sus caras, para que así la cara termo-estimada siempre fuera la misma para evitar la dependencia de la respuesta TL con la posición del DTL debidas a diferencias en la planitud de las caras [25].

Considerando todos los factores de lectura, el proceso anteriormente descrito se repitió tres veces consecutivas, para determinar la reproducibilidad del lote. Para cada irradiación se determinó el factor de sensibilidad individual, usando la relación [26]:

$$f_i = \frac{RTL_{prom}}{RTL_i} \quad (3.1)$$

Con RTL_{prom} y RTL_i las respuestas termoluminiscentes promedio y del dosímetro i , respectivamente.

Para determinar la reproducibilidad de cada dosímetro se hizo una comparación entre sus lecturas de las irradiaciones y entre sus factores de sensibilidad asociados.

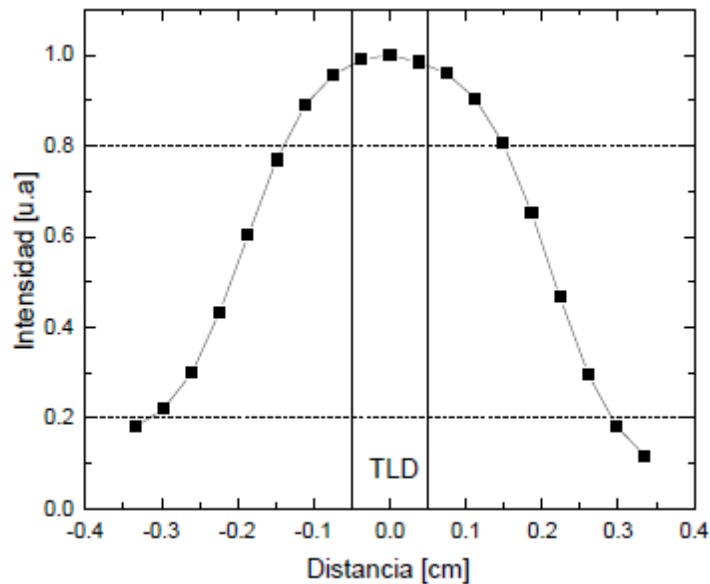


Fig. 5.2 Perfil de película irradiada con un campo circular de 4 mm de diámetro. Las líneas representan el ancho de un micro-cubo TLD-100.

5.1.2 Deconvolución de la curva de brillo

Dado que se requería determinar el área bajo los picos de baja temperatura, en la deconvolución de las curvas de brillo, se ajustaron éstos y un pico de alta temperatura [12] manteniendo fijos los ancho de los cuatro picos y dejando libres los valores de la temperatura (posición) a la que ocurre el máximo de la señal TL y las alturas de todos los picos.

5.1.3 Respuesta Termoluminiscente como función de la dosis.

Para obtener la respuesta termoluminiscente como función de la dosis (curva de calibración) primeramente se hizo la selección de los dosímetros cuya reproducibilidad fue mejor. Hecho esto, los dosímetros se separaron en grupos de cinco, de tal manera que los dosímetros que constituyeran cada grupo tuvieran una diferencia mínima, del 2 %, entre sus factores de sensibilidad individual.

Una vez hecha la separación de cada grupo de dosímetros se procedió con la irradiación. Para realizarla los cinco dosímetros se colocaron en un maniquí de agua sólida de $30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$ de tal manera que se tuviera identificado cada uno (Fig. 5.2). Se irradió bajo una técnica isocéntrica de 100 cm y a una profundidad de 5 cm, colocando sobre los dosímetros la película de tinte radiocrómico.

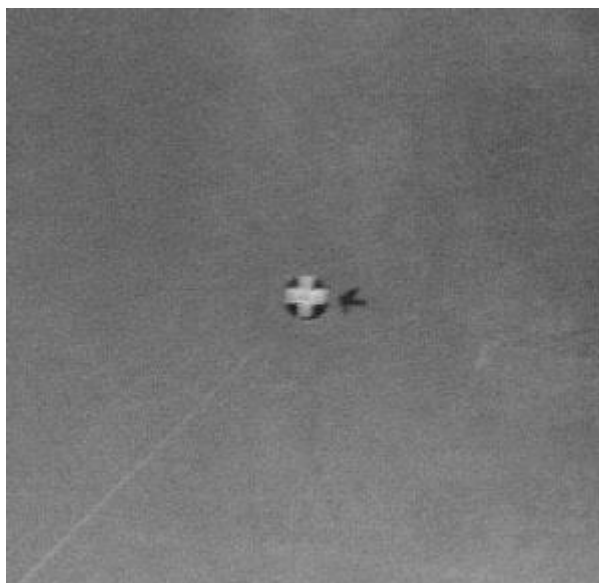


Fig. 5.2. Vista superior de los dosímetros colocados en el maniquí de agua sólida, para realizar la experimentación de la respuesta termoluminiscente como función de la dosis.

Se hicieron irradiaciones para tamaños de campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $1 \times 1 \text{ cm}^2$ y $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, a diferentes dosis dentro de un intervalo de 0.5 y 3 Gy. Las UM aplicadas para obtener estas dosis se calcularon mediante los factores de salida mostrados en la tabla 3.1, que son los factores que tienen medidos del acelerador. Los detectores que se usaron para medirlos son dos: un detector de diamante CVD PTW-60019 (volumen sensible de 0.004 mm^3 , espesor

1 μ m, diámetro 2.2 mm) para los campos de 12.5 a 20 y 10 x 10 cm², y un diodo SFD de IBA (volumen sensible de 0.017 mm³, espesor 60 μ m, diámetro 0.6 mm) para los tamaños de campo chico de 10 a 4.0 mm. Para ambos el protocolo de medición fue a una profundidad de 5 cm y el campo de referencia con que se normalizó fue de 10 x 10 cm².

Tamaño de campo [cm²]	Factor de salida [cGy/UM]
10x10	1.000
2x2	0.886
1x1	0.773
0.5x0.5	0.585

Tabla 5.1: Factores de salida, para cada tamaño de campo, usados para realizar la curva de calibración.

Las lecturas de los dosímetros se hicieron bajo las mismas condiciones que para las últimas lecturas de la caracterización. Para obtener la curva de calibración se promediaron las respuestas TL, en nC, de cada grupo de dosímetros, para cada tamaño de campo y dosis, y este valor se graficó como función de la dosis (Gy).

Al hacer el análisis de las lecturas asociadas al tamaño de campo de 0.5x0.5 cm² se observó una discrepancia entre los valores de las lecturas de cada grupo de dosis y entre las lecturas con los otros tamaños de campo debido a que algunos de los dosímetros ya no quedaban completamente dentro de un campo homogéneo, hecho que se corroboró con las películas. Por esta razón las irradiaciones para este campo se repitieron bajo las mismas condiciones, pero esta vez irradiando cada dosímetro de manera individual colocándolo en una placa de agua sólida con un nicho para un micro-cubo (Fig. 5.4).

5.2 Ensayo de una auditoria dosimétrica en el INNN

Se usaron los dosímetros previamente caracterizados. Las medidas se realizaron para tamaños de campo circulares de 4.0, 6.0, 7.5, 10.0, 12.5, 15.0 y 20.0 mm de diámetro a isocentro.

Los dosímetros se colocaron de manera individual en el mismo maniquí de agua sólida, bajo técnica isocéntrica de 100 cm, a una profundidad de 5 cm. Para cada tamaño de campo se irradiaron 5 dosímetros (colocándolos de la misma manera que en la sección 5.1.2) a la dosis

prescrita de 2 Gy que fue elegida porque es del orden de la que se imparte al tumor por sesión en un tratamiento. La dosis prescrita se obtuvo a partir de los factores de salida de la calibración que tienen del acelerador en el INNN y aplicando las UM mostradas en la tabla 5.2.

Tamaño de campo [mm]	Factor de salida [cGy/UM]	Unidades Monitor
20.0	0.883 ± 0.002	227
17.5	0.871 ± 0.002	230
15.0	0.856 ± 0.003	234
12.5	0.834 ± 0.002	240
10.0	0.784 ± 0.002	255
7.5	0.733 ± 0.002	273
6.0	0.677 ± 0.002	295
4.0	0.580 ± 0.001	345

Tabla 5.2: Factores de salida y unidades monitor aplicadas, para cada tamaño de campo, en la auditoria del INNN.

Se promediaron las lecturas de cada grupo de dosímetros, para cada tamaño de campo, y con el valor de la lectura promedio se obtuvo el valor de la dosis y ésta se comparó con respecto a la dosis prescrita.

Debido a que al analizar los primeros resultados había mucha discrepancia (alrededor del 10%) entre el valor de las lecturas de los dosímetros de cada grupo y entre los promedios de los grupos, y por consiguiente entre la dosis calculada y la prescrita, se decidió verificar la posición de los dosímetros respecto al centro del campo de radiación. Para hacer esta verificación, se hizo una marca en la película, que correspondía a la posición del dosímetro central, observando que para cada irradiación la posición del dosímetro cambiaba lo suficiente (Fig. 5.3) como para generar las variaciones en las lecturas.

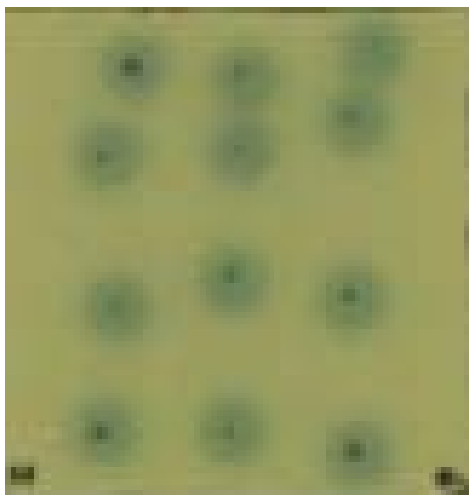


Fig. 5.3: Imagen de la película usada para verificar la posición del dosímetro (Fig. 5.2) en el campo de radiación.

Para corregir este problema, para cada tamaño de campo se hicieron 12 irradiaciones de 5 dosímetros, como las hechas para las curvas de calibración, siguiendo el mismo procedimiento de la película pero esta vez poniendo la marca en la posición del dosímetro central. Después, observando la película se determinó, de cada grupo de dosímetros, cuál era el dosímetro más cercano al centro del campo, considerando que el punto negro (Fig. 5.3) corresponde a la posición del dosímetro central, y su lectura fue la que se tomó para obtener el promedio de las lecturas y con este hacer el cálculo de la dosis que se comparó con la dosis prescrita.

Para evitar el uso de la película de tinte radiocrómico, se puede utilizar una placa de agua sólida que tiene hecha una perforación en el centro, en donde cabe exactamente un microcubo y unas marcas que permiten hacerla coincidir con los sistemas de posicionamiento del acelerador (Fig. 5.4). El inconveniente de esta placa es la fijación, ya que al colocar el espesor de agua sólida sobre ella se mueve y el dosímetro no queda en el centro del campo. Si se encuentra la manera de evitar este movimiento se evitaría el uso de las películas.

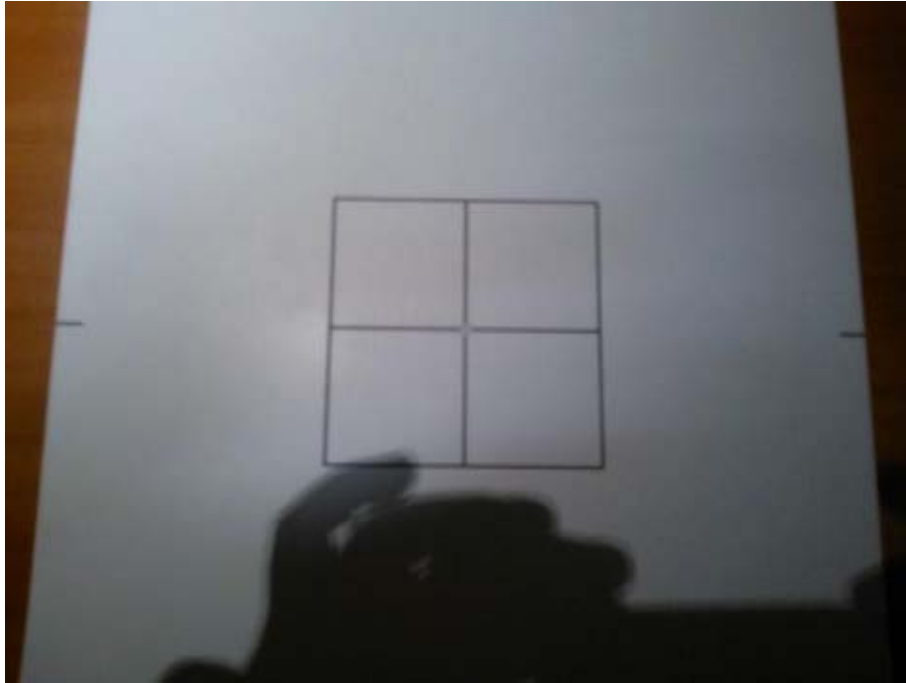


Fig. 5.4 Placa de agua solida, para colocar dosímetros individuales, con marcas para posicionamiento.

Algo que se debe mencionar es que todos los factores de salida del acelerador que se usaron tienen una incertidumbre asociada a la propia medición que tienen de estos en el INNN. Esta incertidumbre, aunque pequeña, es otro factor adicional que influye en la incertidumbre de calibración de los dosímetros, pero que para este trabajo no se consideró.

6 RESULTADOS

6.1 Caracterización de los TLD

6.1.1 Homogeneidad y reproducibilidad

Se analizaron 200 dosímetros cuyas lecturas asociadas a la homogeneidad presentaron una desviación estándar de 5.9%. Al aplicar el factor de sensibilidad la desviación se redujo a 1.3%. La distribución de la respuesta termoluminiscente se muestra en la Fig. 6.1.

Fig. 6.1: Distribución de la respuesta TL, de los micro-cubos, antes y después de aplicar el factor de sensibilidad.

Las lecturas para la reproducibilidad, antes de hacer la marca en los dosímetros, presentaron una desviación estándar del 10%; al hacer la marca esta desviación se redujo en un 7%, es decir, la desviación final fue del 3%, lo que llevó a la decisión de mantener la marca en los dosímetros.

Así, al final de la caracterización, se seleccionaron los dosímetros que tienen una reproducibilidad de $\pm 5\%$ y un factor de sensibilidad de 1.00 ± 0.05 , obteniendo un total de 180 dosímetros que cumplieron con ambas condiciones.

6.1.2 Respuesta Termoluminiscente como función de la dosis.

Para los cuatro tamaños de campo de radiación utilizados la respuesta de los dosímetros fue lineal dentro del intervalo de dosis aplicado. En la Fig. 6.2 se muestran las gráficas de la respuesta termoluminiscente como función de la dosis (curvas de calibración) para todos los tamaños de campo, tanto de los datos experimentales como de los ajustes lineales.



Fig. 6.2: Respuesta TL como función de la dosis para cada tamaño de campo: a) 10 x 10 cm², b) 2 x 2 cm², c) 1 x 1 cm² y d) 0.5 x 0.5 cm².

Todas las curvas de calibración (ajuste lineal) tienen un comportamiento de la siguiente manera:

$$\text{Respuesta TL} = A \text{ Dosis} - B \quad (6.1)$$

donde los valores de la pendiente A, de la ordenada al origen B y del coeficiente de determinación r^2 , para cada curva, se muestran en la Tabla 6.1.

Tamaño de campo [cm²]	A [nC/Gy]	B [nC]	r²
10x10	248.53±4.07	-6.50±7.92	0.9989
2x2	249.94±9.47	-5.98±18.44	0.9941
1x1	251.25±3.08	-24.64±5.99	0.9994
0.5x0.5	239.64±2.82	-19.191±5.49	0.9994

Tabla 6.1: Valores de las pendientes, ordenadas al origen y coeficientes de determinación de las curvas de calibración, para los diferentes tamaños de campo.

Si se compara el valor de las pendientes con la del campo más grande, se tiene que la máxima diferencia entre éstas es de 3.6 %, que corresponde a la comparación con el campo más pequeño, la diferencia con respecto a los otros dos campos es menor que 1 %. Entonces se puede considerar que, dentro del 3.6%, la respuesta termoluminiscente como función de la dosis es independiente del tamaño de campo, que es lo que se desea.

La diferencia entre las respuesta TL por unidad de dosis obtenida puede deberse a su dependencia con la energía del haz como se observa en la Fig. 6.3 donde se muestra la respuesta relativa de LiF (RR). La RR, que es la respuesta por unidad de dosis en agua dividida entre el mismo cociente para rayos gamma de 1.25 MeV, tiene un valor de $1.00 \pm 2\%$ para energías entre 0.15 y 6 MeV y aumenta al disminuir la energía hasta un valor máximo de $\sim 1.36\%$ a 0.03 MeV y decrece a energías menores. Por otro lado, como se observa en la Fig. 6.4, la fluencia de fotones de energía menor que ~ 2 MeV se reduce al disminuir el tamaño de campo.

Debido a lo anterior la respuesta TL de los campos mayores puede ser mayor que la medida para los campos menores.

Además, dadas las dimensiones del TLD y del campo menor, si el dosímetro se mueve 0.5 mm con respecto al centro del campo, la respuesta TL disminuye alrededor de 2%, debido a que el dosímetro puede caer dentro de la región de la penumbra del campo (Fig. 3.2).

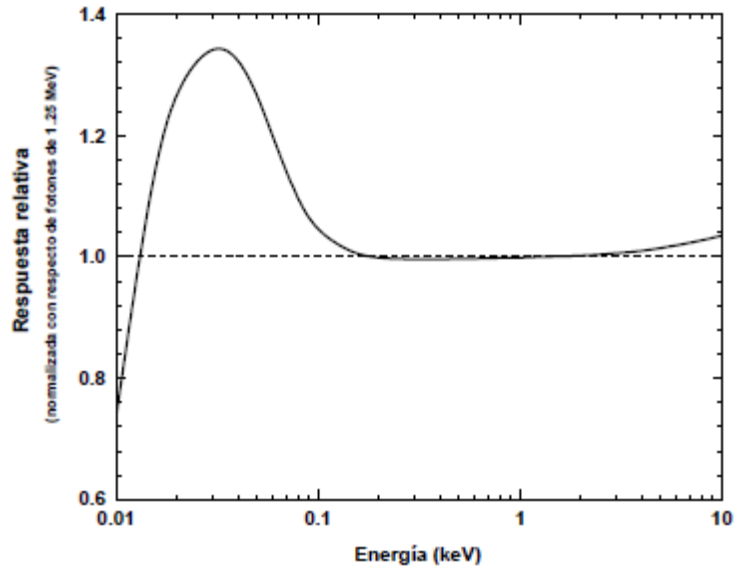


Fig. 6.3 Respuesta por unidad de dosis en agua con respecto a la obtenida para rayos gamma de 6 MeV [27].

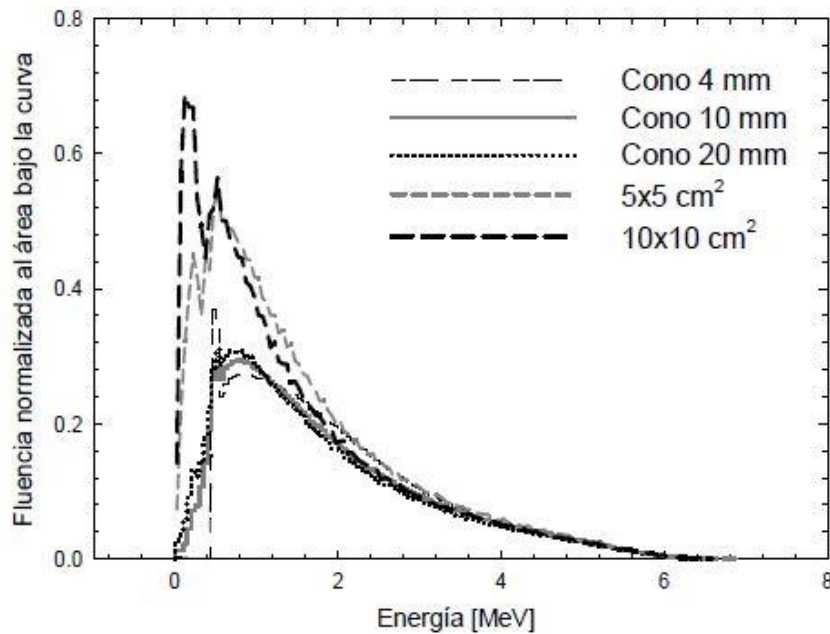


Fig. 6.4 Espectros de fotones generados con diversos tamaños de campo a la profundidad de 5 cm [28].

Se analizaron las curvas de brillo de los microcubos irradiados en el campo más pequeño mediante su deconvolución (Fig. 6.5), tomando la integración de los picos tres, cuatro y cinco, para poder hacer una comparación con los resultados de la calibración obtenidos utilizando el área bajo la curva de brillo. Al equiparar los resultados con deconvolución y sin

ella, se encontró una diferencia de 0.2% por lo cual se puede considerar que las respuestas TL se pueden analizar sin la necesidad de hacer deconvolución de la curva de brillo.

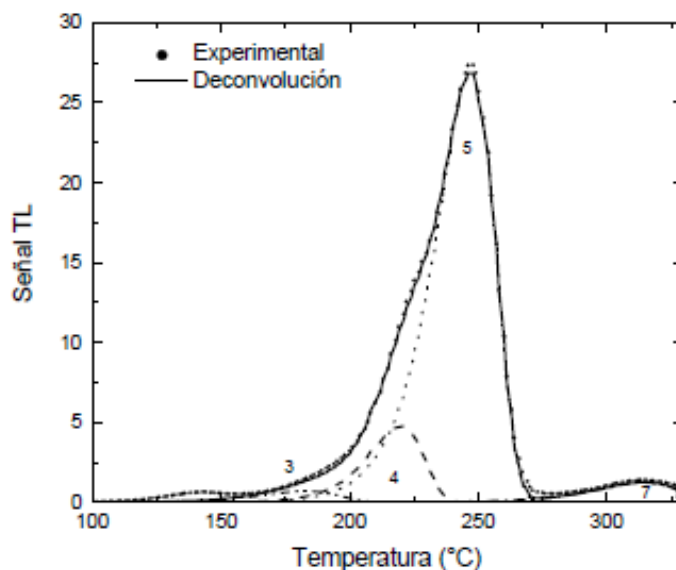


Fig. 6.5: Curva de brillo de un micro-cubo TLD-100 expuesto a rayos X de 6 MV a una dosis de 3 Gy y su deconvolución en los picos 3 a 5 y 7.

6.2 Ensayo de una auditoria dosimétrica en el INNN

La dosis prescrita se obtiene mediante el factor de salida para cada tamaño de campo y las unidades monitor aplicadas. Estos valores se muestran en la Tabla 6.2.

Diámetro del campo [mm]	Factor de Salida [cGy/UM]	UM	Dosis [Gy]
20.0	0.883 ± 0.002	227	2.004
17.5	0.871 ± 0.002	230	2.003
15.0	0.856 ± 0.003	234	2.003
12.5	0.834 ± 0.002	240	2.002
10.0	0.784 ± 0.002	255	1.999
7.5	0.733 ± 0.002	273	2.001
6.0	0.677 ± 0.002	295	1.997
4.0	0.580 ± 0.001	345	2.001

Tabla 6.2: Valores de los factores de salida y de las dosis impartidas para cada tamaño de campo.

La dosis medida se determina mediante la curva de calibración del tamaño de campo más cercano al tamaño de campo auditado, que en este caso fue: para los campos de 4 y 6 mm de diámetro se usó la curva del campo de 0.5 x 0.5 cm², para los campos de 20.0 y 17.5 mm de diámetro se aplicó la curva del campo de 2 x 2 cm² y para el resto la curva del campo de 1 x 1 cm².

Así bien, comparando la dosis medida y la dosis estimada se obtienen los resultados de la Tabla 6.3:

Diámetro del campo [mm]	Dosis medida [Gy]	Diferencia porcentual
20.0	1.97 ± 3.6%	1.99
17.5	1.95 ± 3.6%	2.87
15.0	2.06 ± 1.5%	2.63
12.5	2.06 ± 1.5%	2.90
10.0	2.05 ± 1.5%	2.62
7.5	1.96 ± 1.5%	1.99
6.0	2.04 ± 1.5%	1.94
4.0	1.96 ± 1.5%	2.15

Tabla 6.3: Valores de las dosis medidas en el ensayo de auditoría y la diferencia porcentual con respecto a la dosis prescrita.

De estos resultados se observa que, para los dos campos más grandes, la diferencia porcentual entre la dosis medida y la prescrita es menor que la incertidumbre porcentual de la dosis medida, por lo cual se puede considerar que para estos campos existe una buena concordancia entre ambas dosis. Para el resto de los campos las diferencias porcentuales son mayores que las incertidumbres de las medidas, lo que muestra cuán difícil es hacer calibraciones para estos campos pequeños.

Debido a que los problemas de posicionamiento y de energía del haz ya están considerados dentro de la calibración de los TLD, las diferencias entre las dosis se pueden atribuir a los diferentes detectores empleados. De acuerdo a [29], en donde se analizan diferentes propiedades de los detectores que usaron para determinar los factores de salida del acelerador empleados en este trabajo, se tiene por ejemplo que existe una diferencia en el porcentaje de dosis en profundidad (para profundidades en agua entre d_{max} y 10 cm) de $\pm 2\%$ y 1% , medido con el CVD con respecto al obtenido con el SFD (sección 5.1.3), para un campo de 0.5 x 0.5

cm y uno de 1.5 x 1.5 cm, respectivamente. Estas diferencias son del orden de las obtenidas en este trabajo por lo que se puede decir que, debido a las propiedades de los detectores (volumen sensible, resolución, etc.), se esperan al menos estas diferencias cuando se comparan valores dosimétricos.

7 CONCLUSIONES

En el presente trabajo se estableció un protocolo adecuado para realizar medidas de dosis en agua impartida por campos pequeños (de 4 a 20 mm de diámetro), para un intervalo de dosis de 0.5 a 3 Gy, con micro-cubos TLD-100.

Los principales aspectos de este método son:

- Horneado de una hora a 400 °C y dos horas 100 °C de los dosímetros.
- Uso de película de tinte radiocrómico para identificar el posicionamiento de los dosímetros durante la irradiación.
- Empleo de 5 dosímetros para cada irradiación para obtener la curva de calibración y realizar la auditoría.
- Marcación de una cara de los dosímetros para que al momento de su lectura la cara termoestimulada sea siempre la misma.
- Al momento de la lectura mantener el flujo de nitrógeno lo más bajo posible para evitar movimientos del dosímetro.
- Aplicación del factor de sensibilidad y uso de la señal del dosímetro central (máxima señal) en el análisis de todas las medidas.
- Utilizar la curva de calibración del tamaño de campo cuadrado más cercano al campo a auditar.

Con el proceso de horneado a 100°C se consigue la inhibición de los picos de baja temperatura y en conjunto con todo el protocolo seguido en la irradiación y la lectura de los micro-cubos, no es necesario realizar la deconvolución de la curva de brillo para disminuir la incertidumbre en la respuesta, lo que es una ventaja en el análisis de datos.

También se obtiene una mejora considerable en la reproducibilidad de las respuestas, teniéndose que su incertidumbre disminuye hasta un 7% al hacer la marca de los dosímetros y utilizar la película de tinte radiocrómico para determinar las posiciones de los dosímetros con respecto al campo de radiación.

Para evaluar el protocolo propuesto, se realizó un ensayo de una auditoría dosimétrica en el INNN en la que se obtuvo una diferencia porcentual entre la dosis prescrita y la medida menor que el 3% que es menor o igual que las reportadas en otros trabajos como se observa en la Tabla 2.1.

El protocolo desarrollado será utilizado como base para llevar a cabo una auditoría dosimétrica en otras instituciones hospitalarias como el Instituto Nacional de Cancerología. Cabe mencionar que si bien el protocolo desarrollado maneja película de tinte radiocrómico, que como se mencionó ayuda a mejorar la incertidumbre de las respuestas de los dosímetros, si se elimina, por ejemplo de la manera mencionada en el trabajo, esto ayudaría a realizar auditorías postales de una manera más fácil debido a que la película de tinte radiocrómico requiere mayores cuidados por su sensibilidad a la luz ambiental.

8 BIBLIOGRAFÍA

- [1] IAEA, Colección de Informes Técnicos N° 398, “Determinación de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos”, 2005.
- [2] Almond PR, “AAPM’s TG-51 Protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams”, *Med. Phys.* 26 (1999) 1847-1870.
- [3] Das IJ, Ding GX, Ahnesjö A, “Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry”, *Med. Phys.* 35 (2008) 206-215.
- [4] Kutcher GJ, et al., “Comprehensive QA for radiation oncology: Report of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group 40”, *Med. Phys.* 21 (1994) 581-618.
- [5] Svensson GK, et al. “AAPM Report 13: Physical aspects of quality assurance in radiation therapy” (1994).
- [6] Hendrickson FR, “Precision in radiation oncology”, *Int. Journ. Rad. Onc. Biol. Phys.* 8: (1982) 311-2.
- [7] Attix FH, “Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry”, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. (2004).
- [8] Turner JE, “Atoms, Radiation, and Radiation Protection”, 3th. Edition, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. (2007).
- [9] Ali ESM, Rogers DWO, “Functional forms for photon spectra of clinical linacs”, *Phys. Med. Biol.* 57 (2012) 31–50.
- [10] Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest, www.physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html, 22 de junio de 2015.
- [11] Randall, JT and Wilkins, MHF, “The phosphorescence of various solids”, *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 184, 347, 145 (1945).
- [12] Podgorsak, EB, Moran, PR and Cameron, JR, “Interpretation of resolved glow curve shapes in LiF (TLD-100) from 100 K to 500 K”, *Proc. 3rd Int. Conf. on Luminescence Dosimetry*, Riso Report 249, AEC, Riso, Denmark, 1, (1971).
- [13] Schell M, et al., “AAPM Report 54, Stereotactic Radiosurgery” American Association of Physicists in Medicine (1995) 1-88.

- [14] Mack A, et al., “High precision film dosimetry with Gafchromic films for quality assurance especially when using small fields”, *Med. Phys.* 30 (2003) 2399-2409.
- [15] Wilcox EE, Daskalov GM, “Evaluation of Gafchromic EBT film for Cyberknife dosimetry”, *Med. Phys.* 34 (2007) 1967-1974.
- [16] Massillon-JL G, et al., “Dosimetry for Small Fields in Stereotactic Radiosurgery Using Gafchromic MD-V2-55 Film, TLD-100 and Alanine Dosimeters”, *PLoS ONE* 8 (2013) e63418.
- [17] Mobit PN, Mayles P, Nahum AE, “The quality dependence of LiF TLD in megavoltage photon beams: Monte Carlo simulation and experiments”, *Phys. Med. Biol.* 41 (1996) 387-398.
- [18] Espinosa MM, et al., “Postal dosimetry audit test for small photon beams”, *Radiotherapy and Oncology* 102 (2012) 135–141.
- [19] Budgetell G, et al., “A national dosimetric audit of IMRT”, *Radiotherapy and Oncology* 99 (2011) 246–252.
- [20] Hourdakakis CJ, Boziari A, “Dosimetry quality audit of high energy photon beams in greek radiotherapy centers”, *Radiotherapy and Oncology* 87 (2008) 132–141.
- [21] da Rosa LAR, et al., “Dosimetric Audits of Photon Beams in Radiation Therapy Centres in Rio de Janeiro, Brazil”, *Radiation Protection Dosimetry* 131 (2008) 272-275.
- [22] Izewska J, Andreo P, “The IAEA/WHO TLD postal programme for radiotherapy hospitals”, *Radiotherapy and Oncology* 54 (2000) 65-72.
- [23] Izewska J, Andreo P, Vatnitsky S, Shortt KR, “The IAEA/WHO TLD postal dose quality audits for radiotherapy: a perspective of dosimetry practices at hospitals in developing countries”, *Radiotherapy and Oncology* 69 (2003) 91–97.
- [24] Espinosa María del Mar, “Ensayo de auditoría postal con dosímetros termoluminiscentes para campos pequeños en Radioterapia”, Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas, Facultad de Ciencias, Universidad de Alcalá de Henares, 2012.
- [25] Bassinet C, et al., “Characterization of 7LiF:Mg,Ti TLD micro-cubes”, *Radiation Measurements* 45 (2010) 646–648.
- [26] Muñoz JL, et al., “Application of glow curve analysis methods to radiotherapy mailed dosimetry with LiF TLD-100”, *Phys. Med. Biol.* 40 (1995) 253-268.

- [27] Zoetelief J, et al. “Recommendations for patient dosimetry in diagnostic radiology using TLD”, EUR 19604, European Commission (2000).
- [28] García HD, “Desempeño de dosímetros de película para la caracterización de haces de fotones de alta energía usados en radiocirugía estereotáctica”, Tesis de Maestría, Posgrado en Ciencias Físicas, UNAM, 2012.
- [29] Lárraga-Gutiérrez JM, et al., “Properties of a commercial PTW-60019 synthetic diamond detector for the dosimetry of small radiotherapy beams”, *Phys. Med. Biol.* 60 (2015) 905-924.