

Danilo Stiven Londoño Valencia

Implementación de un sistema de dosimetría termoluminiscente en diferentes técnicas radioterápicas con haces de alta energía para estimación de dosis en órganos a riesgo en el área de radioterapia de la Fundación Valle del Lili



FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y EXACTAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Santiago de Cali, 2023



**Implementación de un sistema de dosimetría
termoluminiscente en diferentes técnicas radioterápicas
con haces de alta energía para estimación de dosis en
órganos a riesgo en el área de radioterapia de la
Fundación Valle del Lili**

Danilo Stiven Londoño Valencia

Trabajo de grado como requisito parcial para optar al título de Físico

Director:

Felipe Arnoldo Cuarán Ordoñez
M.Sc. en Física Médica

Codirector:

Ligia Edith Zamora Alfonso
PhD. en Ciencias Físicas

FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y EXACTAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Santiago de Cali, 2023

A mis padres, la razón de mi vida
A mi familia, por ser y estar.

Agradecimientos

No me alcanzarían las palabras para agradecer a mis padres por todo el amor que me han brindado, por su presencia en cada etapa de mi vida y por su esfuerzo incalculable, gracias a ustedes soy y seré. Son mi vida entera.

A mi familia, por su apoyo incondicional y su lealtad en todo momento. Me siento muy afortunado de compartir mi vida con ustedes.

Agradezco a mis directores de trabajo de grado, Ligia Zamora y Felipe Cuarán, por sus enseñanzas y paciencia.

Al Físico Médico Daniel Vacca y al profesor Eduardo Lopez, por su acompañamiento invaluable.

A la Fundación Valle del Lili por la oportunidad que permitió la realización de este trabajo, en especial al grupo de Física Médica, mil gracias por su gran calidez humana y todo lo aprendido.

A todos los amigos y compañeros que me deja la carrera, gracias por todos los momentos que me hicieron tan feliz.

Resumen

En el presente trabajo se comisionó y se implementó un sistema de dosimetría termoluminiscente para la estimación de dosis absorbida en órganos a riesgo (OAR) en técnicas de tratamiento de radioterapia corporal estereotáctica (SBRT, por sus siglas en inglés) y de irradiación corporal total (TBI, por sus siglas en inglés) en el área de radioterapia de la Fundación Valle del Lili (FVL). Para esto se llevaron a cabo varios ciclos de medición, los cuales consistían en la irradiación, lectura y tratamiento térmico de borrado de los dosímetros termoluminiscentes (TLD, por sus siglas en inglés); de esto, se caracterizó el sistema de dosimetría termoluminiscente, se calibraron los TLD-100 mediante la obtención de factores de corrección y se simularon los tratamientos radioterapéuticos. La experiencia clínica con los TLD permitió identificar sus aspectos físicos y dosimétricos para la estimación de dosis en OAR en haces de alta energía producidos en aceleradores lineales de electrones con filtro aplanador (FF) y sin filtro aplanador (FFF). Por otro lado, en la implementación de la técnica TBI, las desviaciones entre las estimaciones de dosis en OAR con los TLD y el valor de la dosis prescrita son inferiores al 10 % de tolerancia que requiere la técnica para verificar la homogeneidad de la distribución de dosis suministrada. Asimismo, para la estimación de dosis a médula espinal en SBRT cervical, los valores de dosis absorbida mostraron un margen de desviación respecto a la dosis prescrita por fracción, calculada por el sistema de planeación de tratamiento (TPS, por sus siglas en inglés), entre 2 % y 7 % de manera que está parcialmente dentro de los límites de tolerancia de la técnica y refleja la sensibilidad de los TLD ante las condiciones de irradiación.

Palabras clave— Sistema de dosimetría termoluminiscente, estimación de dosis, radioterapia, dosímetros termoluminiscentes, órganos a riesgo, comisionamiento, implementación

Abstract

On this work, a thermoluminescent dosimetry system was commissioned and implemented for estimation of absorbed dose in organs at risk (OAR) in stereotactic body radiation therapy (SBRT) and total body irradiation treatment techniques (TBI) at radiotherapy department of Fundación Valle del Lili (FVL). For this, several measurement cycles were carried out, which consisted of irradiation, reading, and erasure heat treatment of thermoluminescent dosimeters (TLD); From this, the thermoluminescent dosimetry system was characterized, TLD-100 were calibrated by obtaining correction factors and the radiotherapeutic treatments were simulated. Clinical experience with TLD allowed us to identify their physical and dosimetric aspects for OAR dose estimation in high-energy beams produced in electron linear accelerators with smoothing filter (FF) and without smoothing filter (FFf). On the other hand, for TBI technique implementation, the deviations between dose estimates in OAR with TLDs and the value of prescribed dose are less than the 10% tolerance required by the technique to verify the homogeneity of the delivered dose distribution. Likewise, for estimation of dose to the spinal cord in cervical SBRT, the absorbed dose values showed a margin of deviation respect to the prescribed dose per fraction, calculated by the treatment planning system (TPS), between 2% and 7% so it's partially within the tolerance limits of the technique and reflects the sensitivity of TLDs to irradiation conditions.

Keywords— Thermoluminescent dosimetry system, dose estimation, radiotherapy, thermoluminescent dosimeters, organs at risk, commissioning, implementation

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Sistema de dosimetría termoluminiscente	1
1.2. Antecedentes	2
1.3. Objetivos	3
1.3.1. Objetivo general	3
1.3.2. Objetivos específicos	3
2. Marco Teórico	5
2.1. Radiación ionizante	5
2.1.1. Fuentes de radiación ionizante	5
2.1.2. Tipos de radiación ionizante	5
2.1.3. Radiación electromagnética ionizante	6
2.1.4. Interacción de los fotones con la materia	8
2.1.5. Interacción de los electrones con la materia	13
2.1.6. Cantidades dosimétricas	13
2.1.7. Radiobiología	17
2.2. Uso clínico de los rayos X de altas energías	18
2.2.1. Acelerador lineal (acelerador lineal (LINAC))	18
2.2.2. Técnicas de radioterapia de haz externo	19
2.2.3. Dosimetría en radioterapia	21
2.3. Dosimetría termoluminiscente	21
2.3.1. Termoluminiscencia	21
2.3.2. Sistema de dosimetría termoluminiscente (TL)	29
3. Metodología	35
3.1. Comisionamiento	35
3.1.1. Reconocimiento y caracterización de las partes del sistema	35
3.1.2. Protocolo para ciclos de medición	37
3.1.3. Determinación de coeficientes de variación y factores de corrección	39
3.2. Implementación del sistema	43
3.2.1. Estimación de dosis en órganos a riesgo (OAR) para tratamiento de inmuno- supresión en técnica irradiación corporal total (TBI)	43

3.2.2. Estimación de dosis a médula espinal en radioterapia corporal estereotáctica (SBRT) cervical	44
4. Resultados y análisis	47
4.1. Adquisición de la señal TL	47
4.2. Comisionamiento del sistema	48
4.2.1. Factores de corrección individuales y coeficientes de variación	48
4.2.2. Factores de linealidad para cada tipo de haz	51
4.3. Implementación del sistema de dosimetría TL	53
4.3.1. Estimación de dosis en OAR para tratamiento de inmunosupresión mediante técnica TBI	53
4.4. Estimación de dosis a médula espinal en SBRT cervical	55
5. Conclusiones	57
5.1. Perspectivas	57
A. Resultados de mediciones en el proceso de comisionamiento	59
Índice de figuras	65
Índice de tablas	67
Referencias	69

Introducción

Este trabajo se realizó bajo el convenio entre la fundación Valle del Lili (FVL) y la Universidad del Valle con el fin de implementar un sistema de dosimetría termoluminiscente en el área de radioterapia para estimar la dosis absorbida en órganos a riesgo (OAR) para técnicas de tratamiento de radioterapia corporal estereotáctica (SBRT, por sus siglas en inglés) y de irradiación corporal total (TBI, por sus siglas en inglés). En este trabajo se describirán fundamentalmente los aspectos teóricos asociados a la dosimetría termoluminiscente, la metodología desarrollada y los resultados obtenidos del comisionamiento del sistema así como de su implementación mediante la estimación de dosis en determinados órganos a riesgo (OAR), para las dos técnicas de radioterapia de haz externo. Adicionalmente, se van a comparar los valores de dosis absorbida obtenidos con los dosímetros termoluminiscentes (TLD, por sus siglas en inglés) con los calculados por el sistema de planeación de tratamiento (TPS, por sus siglas en inglés).

1.1. Sistema de dosimetría termoluminiscente

La dosimetría termoluminiscente consiste en un sistema de detección de radiación ionizante comúnmente implementado en diversas aplicaciones clínicas, para cuantificar la dosis absorbida por los tejidos biológicos de trabajadores ocupacionalmente expuestos y pacientes, por exposición a radiación ionizante. El uso de dosímetros termoluminiscentes para la medición de las dosis absorbida se debe a sus características físicas, practicidad y precisión [1].

El tipo de detectores de radiación ionizante que constituyen fundamentalmente el sistema de dosimetría termoluminiscente (TL) funcionan bajo el fenómeno de luminiscencia, donde la dosis absorbida se mide mediante la emisión de fotones visibles por un sólido estimulado térmicamente previamente excitado en su estructura producto de la exposición a radiación ionizante. Por otra parte, el sistema también se compone de instrumentos para la obtención de la señal termoluminiscente, proporcional a la dosis absorbida por los dosímetros, como los denominados equipos lectores y para el tratamiento térmico de los cristales, como los hornos de recocido o de borrado.

El dosímetro termoluminiscente más común es el TLD-100 (Termo Fisher Scientific), cristales en forma de chip de Fluoruro de Litio dopados con Magnesio y Titanio ($LiF : Mg, Ti$). Sus características de uso, tratamiento y métodos de calibración dependen del área clínica específica donde se requieren, ya que esto define el tipo de radiación ionizante, el rango de energía y el rango de dosis a los cuales se ven expuestos los dosímetros termoluminiscentes (TLD) [2]; de igual forma, en general algunos factores o parámetros son necesarios para obtener la dosis absorbida por los TLD independientemente del enfoque clínico para el uso del sistema.

Por su parte, los TLD son detectores usados para la dosimetría en radioterapia donde es menester validar que la dosis suministrada a un tejido biológico específico no supera las restricciones de dosis o *constraints* y corresponde con la dosis prescrita, calculada por el sistema de planeación de tratamiento (TPS), en un rango de tolerancia determinado definido por la técnica de tratamiento usada [3].

En la radioterapia de haz externo, la dosis de radiación suministrada es típicamente producida por un acelerador lineal de electrones (LINAC, por su abreviación en inglés) y usualmente las mediciones en las distintas técnicas de tratamiento mediante dosímetros termoluminiscentes, son realizadas mediante el uso de fantasmas o maniqués antropomórficos que emulan la compisición biológica y anatómica de un cuerpo humano.

1.2. Antecedentes

En la FVL se han llevado a cabo varias investigaciones en torno a sistemas de dosimetría termoluminiscente, entre las que se resaltan las realizadas por Benavides Rendón [4, 5] y Trujillo Bastidas [6]. De estos trabajos, se destacan los métodos de investigación planteados con los recursos que componen el sistema de dosimetría termoluminiscente institucional y los resultados obtenidos, los cuales brindan perspectivas que facilitan la comprensión de las características de este tipo de detectores de radiación ionizante.

La publicación en el 2019 del documento TG-191 de la Asociación Americana de Físicos en Medicina (AAPM, por sus siglas en inglés) sobre el uso clínico de dosímetros luminiscentes [1], brinda una guía internacionalmente aceptada sobre el comisionamiento y la implementación de este tipo de sistemas de dosimetría en entornos clínicos, de donde se destaca el método con enfoque en alta eficiencia que proponen para realizar un comisionamiento debido a que es comúnmente usado para fines clínicos.

Por otro lado, como resultado de un proyecto de investigación coordinado, la Agencia Internacional de Energía atómica (IAEA, por sus siglas en inglés) a través de su reporte No. 8 [7] sobre el desarrollo de procedimientos para dosimetría in vivo en radioterapia establece un conjunto de directrices para el uso clínico de los sistemas de dosimetría que sirven como referencia para diseñar, implementar y establecer sistemas de dosimetría in vivo.

1.3. Objetivos

1.3.1. Objetivo general

Establecer un sistema de dosimetría termoluminiscente para estimación de dosis en órganos a riesgo en técnicas radioterápicas de irradiación corporal total y de radioterapia corporal estereotáctica en columna cervical en el área de radioterapia de la Fundación Valle del Lili.

1.3.2. Objetivos específicos

- Validar un sistema de calibración y caracterización de los TLD con los cuales se realizan las mediciones de dosis absorbida.
- Caracterizar los niveles de exposición a radiación ionizante en procedimientos de radioterapia de la FVL e identificar los mecanismos para la toma de datos, las frecuencias de recolección y ejecutar las mediciones de las dosis.
- Establecer modelos de ajuste para el tratamiento de los datos y realizar el respectivo análisis estadístico para posteriormente establecer los niveles de dosis relacionados con la estimación en órganos a riesgo para técnicas radioterapia corporal estereotáctica (SBRT) en columna cervical y irradiación corporal total (TBI).
- Estandarizar protocolos de optimización de la dosimetría TLD para radiaciones ionizantes en radioterapia y uso de la dosimetría en órganos a riesgo para lograr estimar la dosis en tratamientos.

Marco Teórico

2.1. Radiación ionizante

La radiación consiste en la emisión, propagación y transferencia de energía a través del vacío o de un medio material en forma de partículas u ondas. La exposición a la radiación es producida por fuentes naturales o artificiales. Su naturaleza puede ser ionizante o no ionizante. Cuando un tipo de radiación es capaz de excitar y modificar la estructura atómica, al extraer electrones de los estados ligados al átomo, se define como ionizante. En tanto que, el concepto de radiación no ionizante se aplica para los tipos de radiación que solamente generan excitaciones en la estructura atómica sin modificarla [8].

2.1.1. Fuentes de radiación ionizante

Se conoce como fuente de radiación ionizante a cualquier entidad física o procedimiento que da lugar a dosis de radiación potencialmente cuantificables en una persona o en un grupo de personas [9]. Las fuentes de radiación pueden ser naturales o artificiales y bajo el enfoque de protección radiológica se consideran: fuentes físicas, como por ejemplo material radiactivo o un equipo de rayos x; una instalación, como por ejemplo un hospital o una central nuclear; procedimientos o grupos de fuentes físicas con características similares, como por ejemplo procedimientos de medicina nuclear, radiación ambiental o de fondo. Usualmente se identifica una fuente de exposición predominante para cualquier individuo o caso, lo que hace posible tratar las fuentes independientemente.

2.1.2. Tipos de radiación ionizante

La radiación ionizante se clasifica, dependiendo de si es producida por partículas cargadas o neutras, en dos tipos: 1) Radiación ionizante directa y 2) Radiación ionizante indirecta [10]. Una segunda característica relevante es la masa de las partículas [11], la cual está asociada a la probabilidad de ocurrencia de las interacciones entre la radiación y la materia. En la figura 2.1 se observa un cuadro de clasificación de los tipos de radiación ionizante.

$$\begin{array}{l}
\text{partículas neutras} \left\{ \begin{array}{l} \text{fotones} \quad x, \gamma \\ \text{neutrones} \end{array} \right. \\
\\
\text{partículas cargadas} \left\{ \begin{array}{l} \text{ligeras } (M = m_e) \quad e^-, e^+ \\ \text{pesadas } (M \gg m_e) \left\{ \begin{array}{l} \text{iones ligeros} \quad \text{H}, \dots, \text{Ne} \\ \text{iones pesados} \quad \text{Na}, \dots, \text{fragmentos de fisión} \\ \text{"exóticas"} \quad \mu^\pm, \pi^\pm, \bar{p}, \dots \end{array} \right. \end{array} \right.
\end{array}$$

Figura 2.1: Esquema de clasificación de las radiaciones ionizantes. Tomado de [11].

En primer lugar, la radiación ionizante directa consta de partículas cargadas como electrones, protones, iones pesados, partículas β (β^- y β^+), partículas α , entre otras; cabe resaltar que las partículas β^- son electrones y la diferencia al nombrarlos radica en su origen [12]. Las partículas cargadas depositan energía en la materia principalmente a través de interacciones Coulombianas con los electrones orbitales de los átomos.

En segundo lugar, la radiación ionizante indirecta es producida por partículas sin carga como neutrones y fotones con energía aproximadamente superior a 10 keV [8]. El carácter indirecto de este tipo de radiación se debe a que por mecanismos de absorción o dispersión, las partículas neutras transfieren su energía a partículas cargadas secundarias que posteriormente depositan energía en la materia a través del proceso anteriormente descrito.

2.1.3. Radiación electromagnética ionizante

Los tipos de radiación ionizante indirecta se clasifican de acuerdo a su origen y su longitud de onda: 1) Rayos X, 2) Rayos γ y 3) Radiación de aniquilación de positrones y electrones [10]. Algunos autores, como Annunziata [13], consideran también la radiación de Cherenkov como un tipo de radiación electromagnética ionizante.

Rayos X

Los rayos X, denominados así en principio por la naturaleza desconocida de la radiación, fueron descubiertos en 1895 por el físico alemán Wilhelm Conrad Röntgen [14, 15, 16] y constituyen desde entonces una prueba invaluable de la estructura de la materia [17]. Al estudiar el comportamiento de los rayos catódicos, Röntgen descubrió que era posible obtener impresiones de objetos de distintos materiales sobre papel fotográfico; de este modo, obtuvo la primera radiografía en la cual se observaban los huesos de la mano de su esposa. Aunque Röntgen describió gran parte de las características de los rayos X, el responsable de explicar la física detrás de este fenómeno fue Max von Laue [18], un físico alemán que en 1912 pudo mostrar que los rayos X hacen parte del espectro electromagnético presentando una frecuencia de vibración mayor a la de la luz visible.

Rayos X - Radiación característica

Este tipo de radiación electromagnética de espectro discreto se produce por transiciones energéticas de los electrones atómicos desde una capa exterior hacia una capa interior derivando en un proceso de desexcitación del átomo (figura 2.2), tal qué, la energía emitida por el átomo en forma de rayos

X es equivalente a la diferencia entre la energía del electrón de del estado excitado (E_{exc}) y la energía del electrón del nuevo estado (E_{des}) [13]:

$$h\nu = E_{exc} - E_{des} \quad (2.1)$$

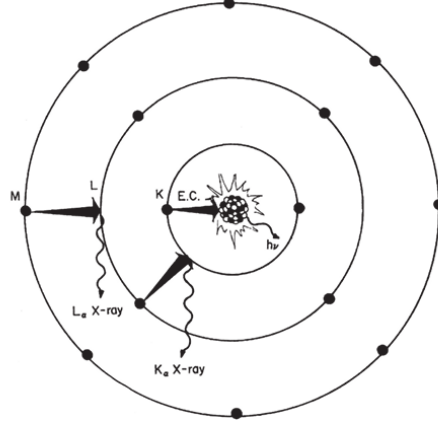


Figura 2.2: Producción de rayos X característicos. Tomado de [13].

Rayos X - Radiación por frenado

La radiación por frenado (en alemán Bremsstrahlung,) consiste en rayos X de espectro continuo tal que la diferencia en la denominación respecto a los rayos X característicos radica en su origen. Con base en lo anterior, cuando un electrón con energía cinética (E_i) se encuentra expuesto a un campo de fuerza producido por un núcleo cargado positivamente, este se deflexa y se desacelera emitiendo fotones [19] (figura 2.3) con una energía dada por la diferencia entre la energía cinética inicial del electrón y su energía cinética final (E_f):

$$h\nu = E_i - E_f \quad (2.2)$$

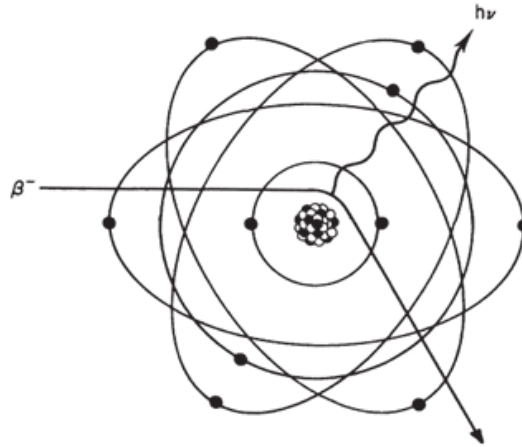


Figura 2.3: Producción de radiación Bremsstrahlung. Tomado de [13].

2.1.4. Interacción de los fotones con la materia

La transmisión de radiación ionizante a través de un material agrupa fenómenos como la atenuación, la absorción y la dispersión. En particular, la radiación electromagnética, presenta una mayor capacidad de penetración en la materia respecto a la radiación α y β dado que los fotones son partículas neutras sin masa, por ende, los principales mecanismos de interacción de este tipo de radiación con la materia implican procesos de absorción y dispersión: 1) Efecto fotoeléctrico, 2) Efecto Compton, 3) Producción de pares [20]. Existen otros mecanismos de interacción como la dispersión de Rayleigh (dispersión coherente), la producción de tripletes y la absorción fotonuclear [21].

Atenuación

El cambio en el número de fotones o intensidad de radiación (I) de un haz electromagnético monocromático que a traviesa un espesor de material (x) está dado por:

$$\frac{dI}{dx} = -\mu I \quad (2.3)$$

De la ecuación 2.3 se obtiene una relación característica de las radiaciones ionizantes, el decaimiento exponencial del haz al ser atenuado:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.4)$$

Donde I_0 es la intensidad inicial del haz y μ (m^{-1}) el coeficiente de atenuación lineal, el cuál depende de la energía del haz incidente ($h\nu$) y del número atómico del material atenuador (Z) [10]. Este coeficiente cuantifica la contribución los tres mecanismos de interacción principales en la atenuación ya que consiste en la suma de tres coeficientes independientes que a su vez son proporcionales a las probabilidades de ocurrencia de cada interacción [13]:

$$\mu(h\nu, Z) = \tau + \mu_c + \mu_p \quad (2.5)$$

Donde τ , μ_c y μ_p son los coeficientes de atenuación Compton, fotoeléctrico y de producción de pares respectivamente. Generalmente, los cálculos y datos de interacción de fotones están dados en términos de la sección transversal atómica total ${}_a\sigma(b/atom)$, una medida de la probabilidad de que una de las interacciones se de, es proporcional al coeficiente de atenuación [21] tal que:

$${}_a\sigma \frac{N_A}{A} = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.6)$$

Donde ρ es la densidad del material, N_A es el número de Avogadro y A es el peso atómico relativo. Con base en la relación anterior, se puede expresar la sección transversal atómica total como la suma de las secciones transversales por átomo para los mecanismos de interacción [21]:

$${}_a\sigma = {}_a\tau + {}_a\sigma_c + {}_a\sigma_p \quad (2.7)$$

Donde ${}_a\tau$, ${}_a\sigma_c$ y ${}_a\sigma_p$ son las secciones transversales por átomo del efecto fotoeléctrico, Compton y de producción de pares respectivamente.

De la figura 2.4 se observan las regiones donde predomina cada tipo de interacción teniendo en cuenta que la probabilidad de ocurrencia depende del número atómico del material (Z) y la energía de los fotones incidentes ($h\nu$). Se muestra que el efecto fotoeléctrico es predominante para materiales con números atómicos altos, respecto al del tejido blando ($Z = 7,5$) [10], a bajas energías ($< 0,1\text{MeV}$); por su parte, el efecto Compton predomina para absorbedores con número atómico similar al del tejido blando a energías intermedias ($0,1\text{MeV} < h\nu < 10\text{MeV}$); finalmente, la predominancia por producción de pares se da para la mayor parte de números atómicos a altas energías ($> 10\text{MeV}$).

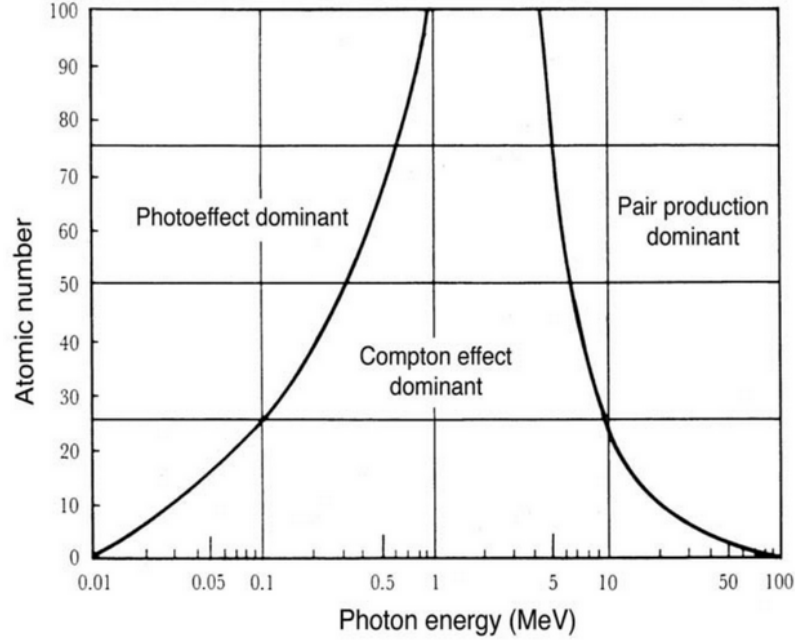


Figura 2.4: Regiones de predominancia de los tres principales mecanismos de interacción de la radiación electromagnética con la materia. Tomado de [10].

Efecto fotoeléctrico

La predicción de Albert Einstein sobre el efecto corpuscular de la luz y la explicación al efecto fotoeléctrico le hizo merecedor de un premio Nobel [22]. En este efecto, un fotón con energía $h\nu$ colisiona con un electrón que se encuentra en una de las capas internas del átomo con energía de enlace E_b ; para un umbral de energía $h\nu > E_b$, se presenta un proceso de absorción completa de la energía del fotón por parte del electrón y este sale expulsado del átomo con una energía E_e . El proceso anterior se describe mediante la ecuación fotoeléctrica de Einstein [13]:

$$E_e = h\nu - E_b \quad (2.8)$$

El electrón expulsado produce ionización de la materia al ser una partícula cargada secundaria y en el átomo, los electrones de las capas externas ocupan su lugar mediante transiciones desde sus estados de mayor energía dando lugar a la emisión de fotones de radiación característica (figura 2.5); este fenómeno puede dar lugar al efecto Auger [23].

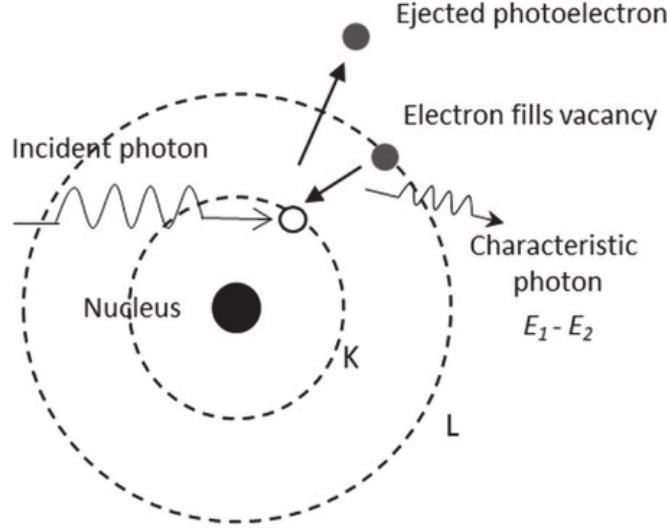


Figura 2.5: Esquema del efecto fotoeléctrico. Tomado de [23].

La sección transversal de interacción por átomo para el efecto fotoeléctrico, integrada sobre todos los ángulos de emisión, está dada por [24]:

$$_a\tau \approx k \frac{Z^n}{(h\nu)^m} \quad (2.9)$$

Donde k es una constante de proporcionalidad y para energías $\leq 0,1\text{MeV}$: $n \approx 4$, aumentando gradualmente desde 3 a 4, 6MeV ; $m \approx 3$, decreciendo gradualmente de 1 a 5MeV . Con base en lo anterior y en la relación 2.6, para el rango de energías donde el efecto fotoeléctrico es predominante y asumiendo que $Z \approx A$, el coeficiente de atenuación másico fotoeléctrico τ/ρ es proporcional a la tercera potencia del número atómico y la energía de los fotones[10]:

$$\frac{\tau}{\rho} \propto \left(\frac{Z}{h\nu} \right)^3 \quad (2.10)$$

Efecto Compton

En el año 1923, Arthur Compton encontró una explicación teórica para una serie de experimentos con rayos X en los cuales la radiación incidente era dispersada por un blanco de grafito [25]. De la electrodinámica clásica, se esperaba que la onda dispersada tuviera la misma frecuencia y longitud de onda de la incidente, sin embargo, experimentalmente se obtuvo que la radiación dispersada tenía una mayor longitud de onda dependiendo del ángulo de dispersión; este experimento fue fundamental para el inicio de la mecánica cuántica. La explicación dada por Compton hace uso de la hipótesis del cuanto de luz formulada por Einstein en 1905 [22], en la cual se considera el carácter corpuscular de la luz, confirmando que la interacción de la radiación electromagnética con la materia se produce mediante partículas elementales indivisibles denominadas fotones [26].

La cinemática del efecto Compton, o dispersión inelástica, permite entender la relación entre los ángulos de dispersión de los fotones y el cambio en su energía después de la colisión con un electrón

estático, de masa m_0 ubicado en un orbital atómico [24]. En este tipo de interacción, que se describe de manera correcta bajo las consideraciones de la relatividad especial [27], un fotón incidente de energía $E_\gamma = h\nu$ y momento $h\nu/c$ (donde c es la velocidad de la luz en el vacío) es dispersado en un ángulo Θ al colisionar con un electrón, que a su vez es dispersado en un ángulo θ (figura 2.6). El fotón transfiere parte de su energía al electrón después de la colisión tipo bola de billar [13] tal que su energía $E'_\gamma = h\nu'$ es menor que la inicial.

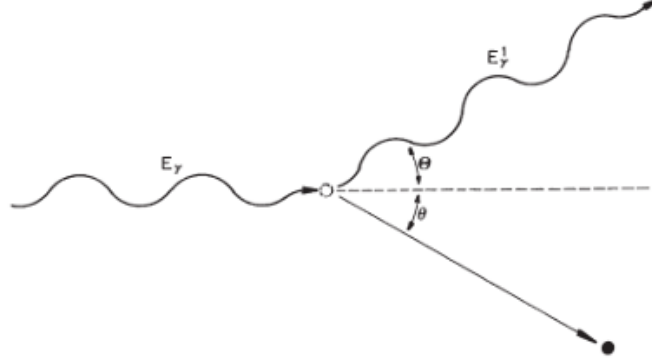


Figura 2.6: Esquema de la cinemática del efecto Compton. Tomado de [13].

De las leyes de conservación de la energía y el momento [27] se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones [13], el cual permite describir completamente la cinemática del efecto Compton [24]:

$$T = h\nu - h\nu' \quad (2.11)$$

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/m_0c^2)(1 - \cos \Theta)} \quad (2.12)$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos \Theta) \quad (2.13)$$

La ecuación 2.11 representa la energía cinética del electrón, producto de la energía cedida por el fotón incidente. Por otro lado, de la ecuación 2.12 se puede calcular la energía final del fotón dispersado si se conoce su energía inicial y el ángulo Θ de dispersión. Finalmente, la ecuación 2.13 es la relación de Compton [28], donde λ' es la longitud de onda del fotón luego de la colisión y λ es la longitud de onda del fotón antes de la colisión; es evidente que siempre ($\lambda' > \lambda$), el fotón siempre es dispersado hacia adelante ($\Theta < \pi/2$) y la diferencia aumenta a medida que el ángulo de dispersión Θ aumenta [29].

Otro aspecto importante del efecto Compton es la sección transversal ya que permite predecir la probabilidad de que una interacción Compton ocurra. La formulación teórica de Klein-Nishina [30] para la sección transversal por átomo (sección transversal K-N), basada en la teoría relativista del electrón de Dirac[31, 32], presenta la relación:

$$_a\sigma_c = Z \cdot \sigma_e \quad (2.14)$$

Donde ${}_e\sigma$ es la sección transversal por electrón y se evidencia que existe una dependencia lineal entre la sección transversal K-N y el número atómico del material absorbedor Z . Con base en lo anterior y en la relación 2.6, el coeficiente de atenuación Compton μ_c está dado por [24]:

$$\mu_c = \rho_e \sigma Z \frac{N_A}{A} \quad (2.15)$$

Asumiendo que la energía de enlace de los electrones es despreciable, ${}_e\sigma \propto Z^0$; adicionalmente, si también se asume que $Z \approx A$, entonces el coeficiente de atenuación Compton es independiente del número atómico Z .

Producción de pares

La producción de pares electrón-positrón es un fenómeno de creación de masa a partir de la energía [13] que ocurre en un campo de fuerza cerca del núcleo atómico tal que un fotón es absorbido y se produce el par partícula-anti partícula (figura 2.7). Resulta evidente que la energía del fotón debe superar el umbral de energía de $1,02MeV$, es decir, $2m_e c^2$ y la energía en exceso se convertirá en energía cinética de las dos partículas resultantes. Por conservación de la energía se puede representar la producción de pares como:

$$h\nu = 2m_e c^2 + E_{k,e^-} + E_{k,e^+} \quad (2.16)$$

La sección transversal por átomo para producción de pares ${}_a\sigma_p$ depende cuadráticamente del número atómico Z , mientras que el coeficiente másico de atenuación para producción de pares μ_p/ρ es proporcional al número atómico Z [10].

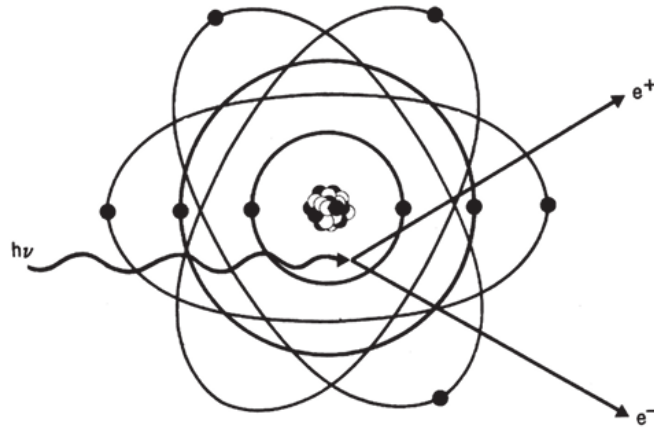


Figura 2.7: Esquema de la producción de pares. Tomado de [13].

De los tres mecanismos de interacción de la radiación electromagnética con la materia revisados, es claro que un electrón secundario producto de la interacción con radiación electromagnética ionizante (radiación indirecta), ya sea por absorción o dispersión, es un electrón que posteriormente produce ionización de la materia.

2.1.5. Interacción de los electrones con la materia

Las interacciones entre los electrones y la materia se dan a través de interacciones Coulombianas con electrones orbitales y núcleos atómicos [10]. Producto de estas interacciones pueden ocurrir colisiones inelásticas dando lugar a un fenómeno denominado poder de frenado donde el electrón pierde su energía cinética al desacelerarse produciendo dipolos eléctricos y radiación Bremsstrahlung; por otro lado, pueden producirse colisiones elásticas donde el electrón es dispersado sin pérdida de energía. Con base en lo anterior, el comportamiento de las interacciones entre el electrón y la materia puede ser descrito por una teoría estadística de dispersión múltiple que abarque las colisiones elásticas e inelásticas con electrones orbitales y núcleos atómicos. El tipo de interacción entre un electrón y un átomo de radio a depende del parámetro de impacto de la interacción b , que se define como la distancia perpendicular entre el eje de incidencia del electrón antes de la interacción y el núcleo atómico. Si $a \ll b$ se tiene una colisión suave donde solo se transfiere una pequeña cantidad de energía del electrón a los electrones orbitales; por otro lado, si $a \approx b$, se presenta una colisión fuerte donde la mayor parte de la energía cinética del electrón se transfiere a los electrones orbitales; finalmente, si $a \gg b$, se presenta una interacción radiativa con el núcleo atómico que da lugar a la emisión de radiación de frenado tal que entre más pequeño es el parámetro de impacto, mayor es la energía del fotón emitido.

Producto únicamente de las interacciones entre electrones y electrones orbitales de los átomos de un material absorbedor se produce ionización, al extraer los electrones de estados ligados al átomo, o excitación, mediante el salto del electrón desde una órbita a otra de un nivel de energía superior.

2.1.6. Cantidades dosimétricas

Las dosis de radiación y sus conceptos asociados para protección radiológica son definidas por la Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP, por sus siglas en inglés)[9] y la Comisión Internacional de Unidades y Medidas Radiológicas (ICRU, por sus siglas en inglés)[33]. Las cantidades dosimétricas relevantes para protección ante la exposición a radiaciones ionizantes se clasifican en tres clases[34]: 1) Cantidades físicas básicas, 2) Cantidades de protección y 3) Cantidades operacionales.

Cantidades físicas básicas

Estas cantidades se definen para cualquier punto de un campo de radiación y son universalmente aceptadas para la caracterización de dichos campos.

- Fluencia (Φ): Está dada por el número de partículas incidentes (variable estocástica) sobre la sección transversal de una esfera unitaria centrada en un punto del campo de radiación, tal que:

$$\Phi = \frac{dN}{dA} \quad (2.17)$$

La dosis en un punto producto de la fluencia, cuya unidad es m^{-2} , está relacionada con la energía de los fotones incidentes.

- Kerma (K): Se define como el cociente entre la suma de la energías cinéticas iniciales de todas las partículas ionizantes cargadas secundarias y la masa de un material dado, de modo que:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2.18)$$

La energía cinética liberada por unidad de masa (Kerma, por su abreviación en inglés) solo cuantifica la radiación ionizante indirecta [35]. Su unidad es el Gray ($Gy = \frac{J}{kg}$).

- Dosis absorbida (D): Es la cantidad de energía media impartida (variable estocástica) por la radiación ionizante a la masa y está dada por:

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad (2.19)$$

Esta magnitud, considerada como la cantidad física fundamental de dosis, es empleada para estimar los cambios bioquímicos en tejidos específicos producidos por ambos tipos de radiación ionizante sobre un elemento de masa, por ende, sobre muchos átomos y moléculas. Para la especificación de protección radiológica, se refiere a la energía absorbida por el tejido humano bajo exposición a la radiación ionizante y su unidad es el Gray (Gy).

Cantidades de protección

Son cantidades que no son directamente mensurables y se utilizan para establecer límites de dosis al considerar factores de ponderación asociados con el tipo de radiación y su energía, los efectos biológicos que produce y la radiosensibilidad tanto de órganos como de tejidos. Con base en lo anterior, se definen las siguientes magnitudes:

- Dosis equivalente (H_T): Se define dado que el efecto bioquímico depende del tipo de radiación y está dada por

$$H_T = \sum_R W_R D_{T,R} \quad (2.20)$$

W_R es el factor de ponderación para una radiación R ; $D_{T,R}$ es la dosis absorbida promedio, el subíndice T se refiere a un órgano o tejido específico y el subíndice R se refiere al tipo de radiación ionizante (figura 2.8). Esta magnitud dosimétrica es empleada para evaluar cuánto daño biológico se espera de la dosis absorbida y su unidad es el Sievert ($Sv = J/kg$).

Tipo y rango de la energía	W_R
Fotones, todas las energías	1
Electrones y muones, todas las energías ²	1
Neutrones, energía <10 keV	5
10 keV a 100 keV	10
>100 keV a 2 MeV	20
>2 MeV a 20 MeV	10
>20 MeV	5
Protones, distintos de los protones de retroceso, energía >2 MeV	5
Partículas alfa, fragmentos de fisión, núcleos pesados	20

Figura 2.8: Valores del factor de ponderación W_R según el tipo de radiación y el rango de energía. Tomado de [36].

- Dosis efectiva (E): Es el promedio ponderado de la dosis equivalente de cada tejido expuesto:

$$E = \sum_T W_T \sum_R W_R D_{T,R} \quad (2.21)$$

W_T es el factor de ponderación para el tejido T y se tiene en cuenta la radiosensibilidad de las poblaciones celulares que le forman. Esta magnitud dosimétrica es empleada para evaluar la posibilidad de efectos a la salud a largo plazo y tiene en cuenta la dosis absorbida por todos los órganos del cuerpo, el daño debido al tipo de radiación incidente y la radiosensibilidad de cada órgano irradiado. Su unidad es el Sievert (Sv).

Cantidades operacionales

Son cantidades medibles que permiten estimar las cantidades de protección para monitoreo personal y de área: 1) Dosis equivalente ambiental ($H^*(d)$), 2) Dosis equivalente direccional ($H'(d, \Omega)$) y 3) Dosis equivalente personal ($H_p(d)$). La unidad de todas las cantidades es el Sievert (Sv). Están basadas en el concepto de dosis equivalente H , que en un punto del tejido para todos los tipos de radiación, está dada por:

$$H = Q \cdot D \quad (2.22)$$

Donde D es la dosis absorbida y Q es el factor de calidad, una cantidad en función de la transferencia de energía lineal L de partículas cargadas en un medio (LET, por sus siglas en inglés) [33]

Transferencia de energía lineal

La transferencia de energía lineal está dada por la siguiente relación [13]:

$$L = \frac{dE_L}{dl} \quad (2.23)$$

Donde dE_L es la cantidad de energía promedio transferida localmente por la radiación incidente a un medio por unidad de longitud dl recorrida a través de este y su unidad es $keV/\mu m$. De la ecuación se deduce que la radiación que presenta un valor de LET grande transfiere una cantidad de energía considerable en una longitud corta y por ende generar mayor ionización que radiación con menor LET. Con base en lo anterior, se pueden clasificar los tipos de radiación ionizante según su valor de transferencia de energía lineal (figura 2.9).

$$\left[\begin{array}{l} \text{Decreasing LET:} \\ \text{FissionProducts} > \text{Alpha Particles} > \text{Deuterons} > \text{Protons} > \\ \text{Low-energy x-Rays and Beta Particles} > \text{High-energy} \\ \text{x-Rays and Beta Particles} > \\ \text{Gamma Radiation and High-energy Beta Particles} \end{array} \right]$$

Figura 2.9: Clasificación de los tipos de radiación ionizante según la transferencia de energía lineal que producen en orden descendente de mayor a menor. Tomado de [13].

Relación entre el kerma y la dosis absorbida

Para radiaciones ionizantes indirectas, la energía transferida por los fotones a los electrones puede ser depositada en el medio a través de colisiones o radiación emitida por desaceleración [10]. De esta forma, el kerma se compone de kerma de colisión K_{col} y kerma de radiación K_{rad} . El kerma de colisión se atribuye a la parte del kerma que produce ionización como resultado de las interacciones Coulombianas con los electrones ligados al átomo, o de otro modo, es el valor esperado de la energía neta transferida a las partículas cargadas por unidad de masa excluyendo la disipación de radiación Bremsstrahlung y la transferencia de energía de una partícula cargada a otra. Por otra parte, el kerma de radiación corresponde a la parte que produce radiación Bremsstrahlung como resultado de la interacción de las partículas cargadas con el medio. El kerma entonces está dado por:

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (2.24)$$

Para un medio material homogéneo de composición química homogénea expuesto a un campo uniforme radiación indirecta, se supone que el kerma de radiación no contribuye considerablemente al kerma [37], por ende el análisis se centra en la relación entre el kerma de colisión y la dosis absorbida para un haz de fotones de alta energía del orden de los megavoltajes:

$$\beta = \frac{D}{K_{col}} \quad (2.25)$$

En la figura 2.10 se observa la relación entre el kerma de colisión y la dosis absorbida a través de la profundidad en un material. Cuando el haz de fotones entra al medio, el kerma es máximo en la superficie y disminuye con la profundidad mientras que la dosis aumenta rápidamente hasta un valor máximo dado que no solo los electrones secundarios producidos en el medio depositan su energía a medida que aumenta la profundidad. La región entre la superficie del medio y la profundidad de máxima dosis se denomina región de *build up* y antes del punto donde las curvas de crecimiento de dosis y decrecimiento de kerma se intersectan se tiene que $\beta < 1$; evidentemente luego de la

intersección, $\beta > 1$ porque $D > K$. Al aumentar la profundidad más allá del punto donde la dosis es máxima, se espera que la energía sea depositada en la materia producto mayoritariamente de electrones secundarios producidos en el medio, denominando a esta región de equilibrio. Finalmente, aunque para los haces de altas energías no exista completamente la condición de equilibrio electrónico o de partícula cargada [10], al asumir que la atenuación de todos los fotones es insignificante y todos los electrones secundarios son absorbidos en el medio se tiene que $\beta = 1$ y por ende el kerma de colisión es igual a la dosis absorbida $D = K_{col}$.

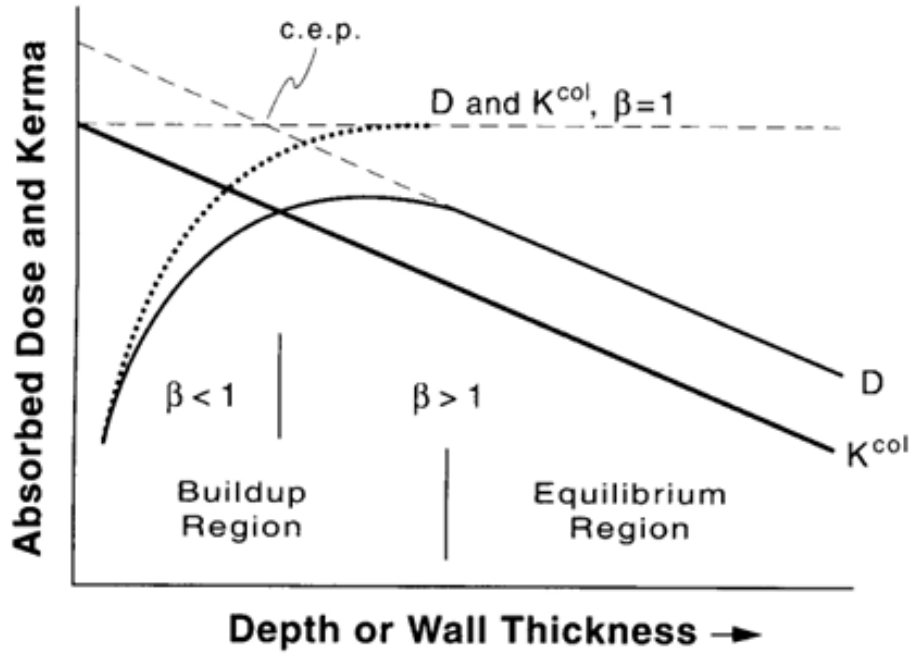


Figura 2.10: Relación entre la dosis absorbida y el kerma de colisión. Tomado de [37].

2.1.7. Radiobiología

Producto de la interacción de la radiación con estructuras biológicas se generan efectos estocásticos o deterministas [9]. Los efectos estocásticos o daños subletales resultan tras exposiciones a dosis de radiación ionizante bajas o altas y pueden ser debido a la mutación de células somáticas (cáncer), o debido a la mutación en células reproductoras (hereditarios); estos efectos se caracterizan por el hecho de que la probabilidad de aparición aumenta con la dosis más su gravedad no aumenta con la dosis. Los efectos deterministas o daños letales se presentan como consecuencia de exposición a altas dosis de radiación ionizante, su acción se incrementa con el aumento de la dosis y la aparición de los efectos se relacionan con un valor mínimo de dosis o valor umbral después del cuál se induce muerte celular, falla en la reproducción celular o retraso de la división celular. Uno de los aspectos más importantes a considerar ante la irradiación de tejidos biológicos es su radiosensibilidad, la cual depende de si el tejido tiene una población celular de división activa ya que de acuerdo a ley de Bergonié y Tribondeau las células que presentan mayor actividad mitótica son más radiosensibles [38]. Por otro lado, la dosis absorbida por un órgano ante la exposición a radiación ionizante en un tratamiento clínico tiene un límite de tolerancia, asociado a la probabilidad de complicaciones, por encima del cual el tratamiento es inadecuado considerando el riesgo/beneficio del mismo [39].

2.2. Uso clínico de los rayos X de altas energías

La radioterapia de haz externo es un tipo de procedimiento médico con radiaciones ionizantes generalmente usado para el control y tratamiento de neoplasias que pueden ser benignas o malignas. En esta modalidad se administra una dosis de radiación, producida por un acelerador lineal (LINAC), que se conforma y se distribuye en un volumen determinado, con técnicas que según el movimiento del gantry se podría clasificar en dinámicas (con movimientos de hasta 360° alrededor del paciente e irradiación sincronizada) y estáticas (el gantry se posiciona en un ángulo específico para irradiar) permitiendo que los colimadores del haz se adapten a la forma geométrica del volumen irradiado. Un acelerador lineal de electrones moderno usualmente produce haces de fotones de dos energías, de 6MV o 10 MV con y sin filtro de aplanador [10].

En radioterapia se requiere de una planificación y simulación del tratamiento mediante un sistema de planificación de tratamientos (TPS, por sus siglas en inglés) donde se delimita el volumen objetivo (PTV, por sus siglas en inglés) y los órganos a riesgo (OAR) [40] mediante imágenes diagnósticas tridimensionales, usualmente de tomografía axial computarizada (TAC, por sus siglas en inglés); estas imágenes permiten establecer una geometría tridimensional con las posiciones anatómicas y las densidades de los tejidos biológicos del paciente [41]. Por otro lado, el proceso anterior da lugar a la elección de la técnica de irradiación, al cálculo de la dosis a suministrar y a la configuración de la energía y la forma de los haces así como su ángulo de incidencia. Finalmente, se lleva a cabo la evaluación de la simulación del tratamiento, realizada por el TPS, mediante un gráfico de distribución de dosis y un histograma dosis-volumen para el cual se consideran las restricciones de dosis para OAR o constraints [42].

2.2.1. Acelerador lineal (LINAC)

El LINAC de electrones es un tipo de acelerador de partículas y en su uso clínico para la radioterapia de haz externo utiliza microondas viajeras o estacionarias de alta frecuencia para acelerar electrones de altas energías, a través de una guía de ondas del acelerador, que son usados para producir un haz de electrones para tratar lesiones oncológicas superficiales o para generar radiación por frenado de altas energías (rayos X de altas energías) [37]. Los electrones se generan desde un filamento de tungsteno por emisión termoiónica en el denominado cañón de electrones y son acelerados bajo una diferencia de potencial del orden de los megavoltajes suministrada desde un modulador; simultáneamente, este generador de pulsos también suministra la potencia requerida por el magnetron o el klystron, generadores de radiofrecuencia que producen microondas pulsadas de alta frecuencia que entran a la estructura de la guía de ondas del acelerador a través de un sistema de guía de ondas. La estructura de la guía de ondas del acelerador consta de una serie de cavidades cilíndricas resonantes acopladas de longitud variable en donde se aceleran los electrones mediante un campo eléctrico oscilante generado por las microondas; a medida que aumenta la distancia a la fuente, la longitud de las secciones cilíndricas aumenta al igual que la velocidad de los electrones, los cuales alcanzan energías cinéticas que varían entre 6 MeV y 24 MeV . La radiación por frenado es producto de la colisión radiativa entre los electrones acelerados y un blanco de tungsteno, un material con un número atómico (Z) alto, tal que la energía de los electrones acelerados produce un espectro de energías de rayos X con una energía promedio que es aproximadamente un tercio de la energía de los electrones incidentes. Finalmente, antes de irradiar el objetivo el haz pasa por el cabezal del acelerador, un sistema compuesto principalmente por filtros aplanadores y por colimadores multiláminas que permiten conformar el campo geoméricamente al volumen objetivo. En la figura 2.11 se observa un diagrama esquemático con las partes principales del LINAC clínico.

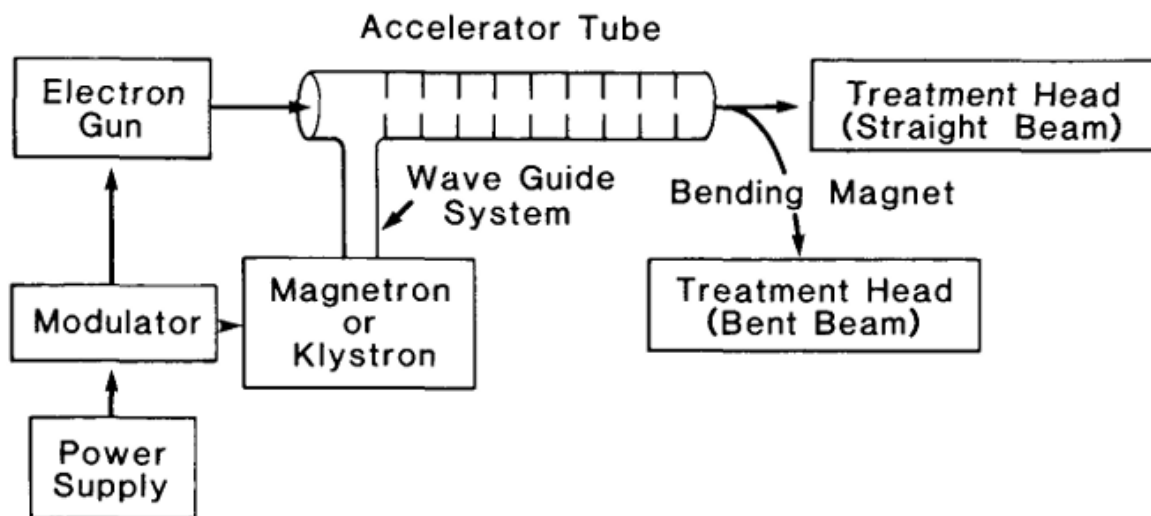


Figura 2.11: Diagrama esquemático con las principales componentes de un acelerador lineal clínico. Tomado de [37].

Los aceleradores lineales modernos se manejan a través de complejos sistemas enlazados al TPS y en las instalaciones de tratamiento clínico de radioterapia disponen de distintos dispositivos necesarios para asegurar la precisión requerida por el tratamiento. En la figura 2.12 se presenta un diagrama esquemático de un LINAC clínico moderno donde se resalta su geometría, los grados de libertad del sistema y demás dispositivos.

2.2.2. Técnicas de radioterapia de haz externo

Existen diferentes técnicas para realizar tratamientos mediante la radioterapia de haz externo, sin embargo, en este trabajo es pertinente describir solamente las técnicas implementadas en su realización.

Irradiación corporal total (TBI)

La irradiación corporal total (TBI) es una técnica de radioterapia donde se suministran distribuciones homogéneas de dosis al cuerpo entero durante una o varias fracciones principalmente con el fin de inmunosuprimir al paciente lo suficiente para evitar el rechazo del trasplante de médula ósea del donante [44]. La uniformidad de la dosis sobre todo el cuerpo se logra mediante el uso de bolus de compensación que permiten formar un ortoedro entre el volumen del cuerpo y el bolus. Este tipo de irradiación no localizada suministra una dosis entre $1Gy$ y $10Gy$ por fracción a todos los órganos, incluso a los considerados OAR del tratamiento los cuales pueden recibir menos dosis mediante protecciones de cerrobend cuya forma depende del OAR y permite atenuar el haz. El tratamiento mediante esta técnica debe cumplir que todo el cuerpo del paciente reciba una dosis uniforme dentro de un rango de tolerancia menor al 10% respecto a la dosis prescrita [37]. La posición anatómica del paciente respecto a la incidencia del haz determina que la técnica sea TBI anteroposterior/posteroanterior (AP/PA) o TBI bilateral y para ambas es necesario realizar un monitoreo de la dosis entregada al paciente durante el tratamiento; esta medición se denomina

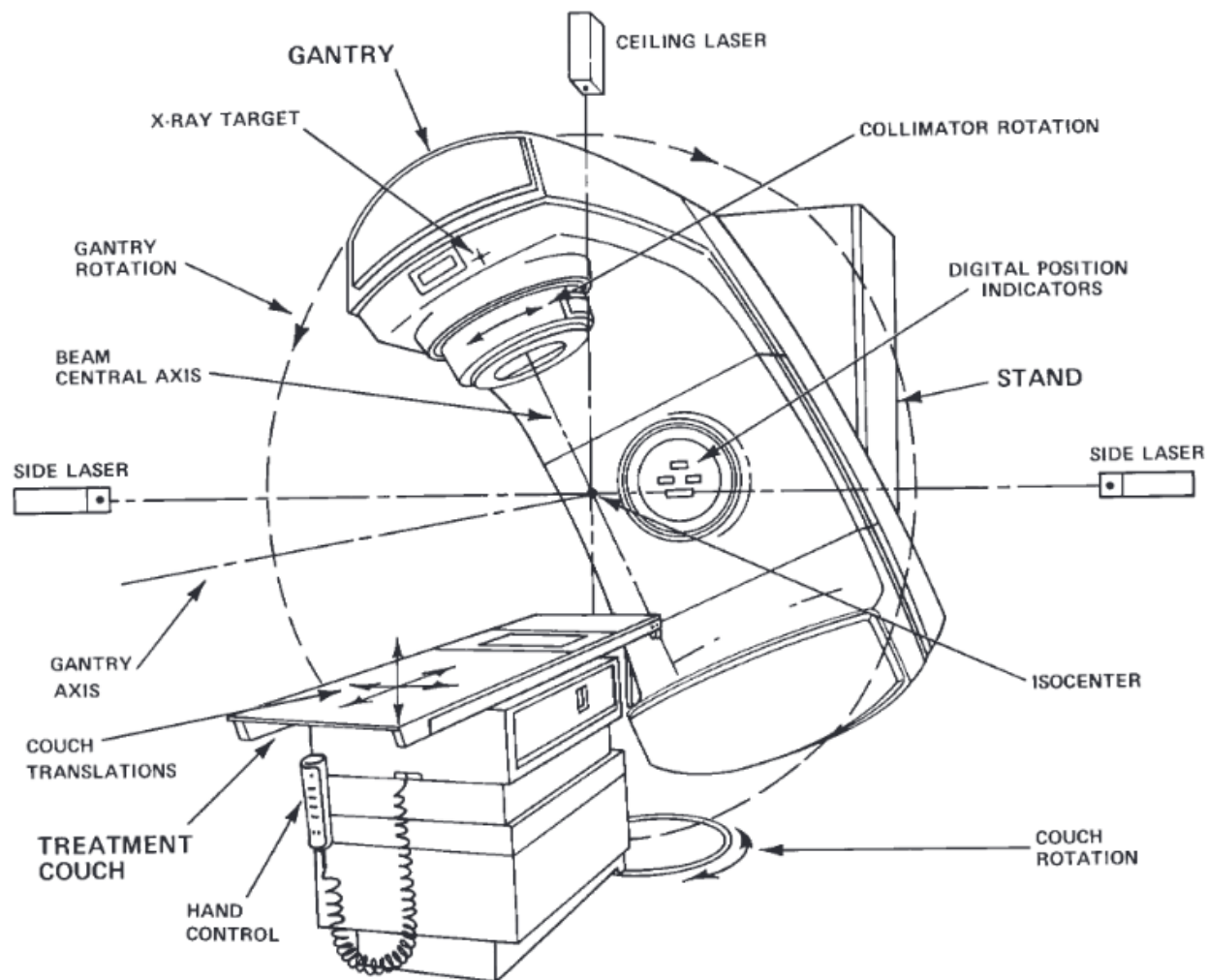


Figura 2.12: Diagrama esquemático del sistema de un acelerador lineal clínico moderno. Tomado de [43].

dosimetría in vivo y se lleva a cabo mediante distintos detectores de radiación ionizante, tanto inmediatos como retardados.

Radioterapia corporal estereotáctica (SBRT)

La radioterapia corporal estereotáctica (SBRT) es una técnica de radioterapia donde se suministran altas dosis ($> 6\text{Gy}/fx$) en pocas fracciones a pequeños blancos ($< 4\text{cm}$) localizados estereotácticamente con alta conformidad y precisión submilimétrica [45]. Esta técnica se caracteriza por presentar una alta dosis biológica efectiva (BED, por sus siglas en inglés) [46], distribuciones heterogéneas de dosis y alto gradiente de dosis debido a la rápida caída de dosis fuera del volumen objetivo (PTV). Para todas las fases del protocolo de tratamiento propio de la técnica, la precisión se logra mediante la integración de diversas tecnologías modernas de adquisición de imágenes, de control de posicionamiento y de movimiento, de planeación y de simulación. Entre algunos de los requisitos básicos que debe cumplir el tratamiento mediante esta técnica se resalta que la entrega de dosis absorbida a el volumen objetivo debe estar en un rango de tolerancia menor al 5 % res-

pecto a la dosis prescrita. Respecto a las lesiones que se tratan con esta técnica, estas se clasifican como intracraneales o extracraneales y si el tratamiento se realiza en una sola fracción se denomina Radiocirugía Estereotáctica (SRS, por sus siglas en inglés).

2.2.3. Dosimetría en radioterapia

La dosimetría de la radiación ionizante consiste en la medida de una magnitud dosimétrica por un material o tejido como consecuencia de exposición directa o indirecta a las radiaciones ionizantes [47]. En radioterapia de haz externo el objetivo de la dosimetría es validar que la dosis absorbida por el volumen objetivo corresponde con la dosis prescrita con un rango de tolerancia o precisión que varía dependiendo de la técnica de irradiación; dicho rango se interpreta como una tolerancia para la desviación entre la dosis prescrita y la dosis suministrada [3]. Como medio de referencia para la medición de dosis absorbida se recomienda el agua o un material equivalente a la densidad del agua, como el plástico de Polimetilmetacrilato (PMMA) o fantoma de agua sólida el cual tiene una densidad de $1,19\text{g/cm}^3$. La dosis absorbida por un tejido específico es usualmente determinada indirectamente mediante el uso de un fantoma o maniquí, el cual también puede ser antropomórfico. Por otro lado, en radioterapia se usan distintos detectores de radiación ionizante que se clasifican según su tiempo de respuesta, tal que son inmediatos o retardados y según su funcionamiento de respuesta, por excitación o por ionización. Entre los detectores más usados en esta área se encuentran las cámaras de ionización, los diodos y los dosímetros termoluminiscentes.

2.3. Dosimetría termoluminiscente

La dosimetría TL consiste en la medición de las dosis absorbida mediante la emisión de fotones visibles por un sólido estimulado térmicamente [1]. Los sólidos que cumplen esta función se les conoce como dosímetros termoluminiscentes TLD. La importancia de la termoluminiscencia en dosimetría de la radiación ionizante radica en el hecho de que la cantidad de luz emitida por los cristales es proporcional a la dosis absorbida por el material irradiado; adicionalmente, este tipo de dosimetría es usado en diversas aplicaciones clínicas con radiación ionizante como la radiología, la medicina nuclear y la radioterapia gracias a su geometría y a que el número atómico (Z) de los cristales usados es similar al de los tejidos de un ser humano. Entender los principios fundamentales del fenómeno termoluminiscente es esencial para usar de manera adecuada un sistema de dosimetría TL.

2.3.1. Termoluminiscencia

El fenómeno de luminiscencia consiste en la emisión de luz visible por parte de fósforos que absorben, almacenan y liberan energía al ser estimulada su estructura electrónica [2]. En el caso de que la absorción de energía sea producto de exposición a radiación, la longitud de onda de la radiación incidente es menor que la longitud de onda de la luz emitida (cambio de Stokes) y es característica de cada material luminiscente, que puede ser fosforescente o fluorescente dependiendo del tiempo característico τ entre la excitación del sólido y la emisión luminiscente; de modo que, para $\tau \leq 10^{-8}\text{s}$ se presenta fluorescencia, mientras que para $\tau > 10^{-8}\text{s}$ se presenta fosforescencia. Existen varios fenómenos luminiscentes, cuya denominación depende de la transferencia de energía que estimula la emisión, entre ellos la quimioluminiscencia que se da por reacciones químicas, la triboluminiscencia que se da por fricción y la termoluminiscencia que se da por energía térmica.

La termoluminiscencia es un fenómeno fosforescente, se presenta en materiales aislantes y semiconductores que por estimulación térmica emiten luz tras la absorción previa de energía producto de exposición a radiación ionizante [48]. Chen and McKeever describen los procesos que se presentan en el fenómeno [49] tal que un sólido cuya estructura cristalina presenta imperfecciones en la red es excitado generalmente por radiación ionizante a una temperatura a la cual la intensidad de fosforescencia es baja; posteriormente, se estimula térmicamente en la etapa de lectura en donde se detecta la intensidad de luz emitida en función de la temperatura, tal que su representación gráfica se denomina curva de brillo (glow curve). Una explicación fenomenológica de la termoluminiscencia se basa en estudiar la teoría de bandas de energía en sólidos con defectos en la red de la estructura cristalina.

Estructura cristalina y defectos de red

Se define un cristal como un sólido que consta de átomos o moléculas organizadas en un patrón periódico tridimensional tal que el material posee una estructura cristalina que se describe en función de una red con un grupo de átomos ligados a cada punto de la misma [50]. Para describir completamente el cristal es necesario obtener la celda primitiva unitaria, la cual contiene el patrón que llena todo el espacio al repetirse y tiene la función de definir el tipo de estructuras presentes en el material, que pueden ser cúbicas, hexagonales, ortorrómbicas, etc. Por su parte, las estructuras cúbicas presentan tres tipos de redes (figura 2.13): cúbica simple (s.c., por sus siglas en inglés), cúbica centrada en el cuerpo (b.c.c., por sus siglas en inglés) y cúbica centrada en las caras (f.c.c., por sus siglas en inglés).

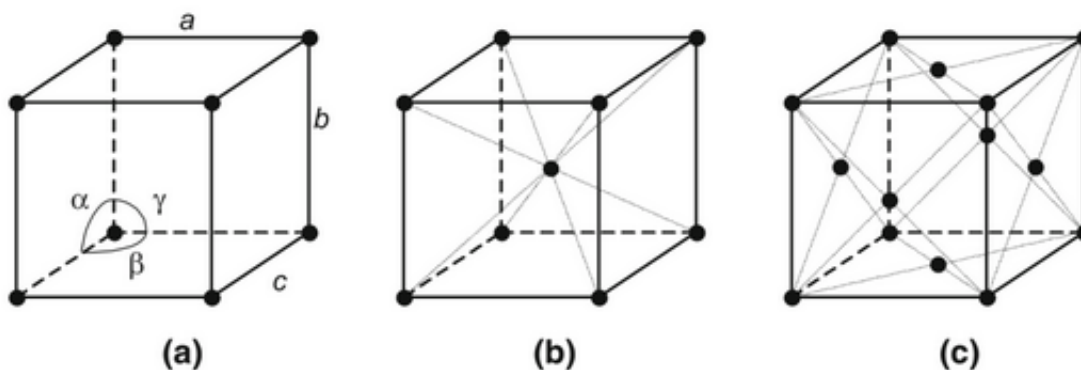


Figura 2.13: (a) Estructura cúbica simple (s.c.). (b) Estructura cúbica centrada en el cuerpo (b.c.c.). (c) Estructura cúbica centrada en las caras (f.c.c.). Tomado de [51].

Los defectos de los cristales sólidos se denominan defectos cristalinos y consisten en cualquier perturbación de la periodicidad de la red. En el caso de los sólidos que presentan el fenómeno de termoluminiscencia los distintos tipos de defectos generalmente son intrínsecos, extrínsecos y producidos por la exposición a radiación ionizante [2]. En el caso de los defectos intrínsecos se presentan defectos por ausencias de iones o vacancias (defectos Schottky), defectos por desplazamientos de átomos en la red a sitios intersticiales produciendo vacancias (defectos Frenkel) y defectos por átomos que sustituyen otros átomos en la red cristalina. Por otro lado, los defectos extrínsecos se deben a impurezas, átomos de una especie química distinta a los que conforman la red, que pueden ser sustitucionales o intersticiales. Adicionalmente, el número de defectos producidos por la exposición

a radiación ionizante es proporcional al flujo y al tiempo de irradiación, causando desplazamientos de los átomos en la red y a su vez vacancias y sitios intersticiales.

Teoría de bandas de energía

Para una red cristalina inorgánica ideal la teoría de bandas de energía consiste en un modelo simple de dos niveles [48]. El nivel inferior se denomina banda de valencia y es ahí donde se encuentran la mayoría de los electrones, los cuales forman los enlaces entre átomos (electrones de valencia). El nivel superior se denomina banda de conducción y es ocupada por electrones desligados cuya energía es suficiente para superar la banda prohibida o *band gap*; la energía de esta banda (E_g) corresponde a la diferencia entre la energía de la banda de conducción y la energía de la banda de valencia, siendo este valor determinante para caracterizar un material como conductor, semiconductor o aislante. A parte de los electrones de la banda de valencia, otra noción importante bajo este modelo es el de hueco de electrón o hueco, una cuasipartícula que representa la ausencia de un electrón en un estado y es de carga positiva; la ocupación de un hueco por parte de un electrón se denomina recombinación radiativa y resulta en la emisión de un fotón.

En el caso de una red cristalina real con defectos intrínsecos en la estructura e impurezas introducidas artificialmente, existe la posibilidad de que aparezcan niveles energéticos intermedios (estados metaestables) en la banda prohibida denominados como trampas [48]. En un modelo termoluminiscente simple se producen dos niveles o trampas, uno por encima del nivel de fermi y cercano a la banda de conducción denominado trampa de electrones y otro por debajo del nivel de fermi y cercano a la banda de valencia denominado trampa de huecos.

La absorción de energía $h\nu > E_g$, producto de la exposición a radiación ionizante a temperatura ambiente T_0 , produce electrones libres que pasan a la banda de conducción y a su vez la creación huecos libres en la banda de valencia [2]. Los electrones libres se mueven por poco tiempo en la banda de conducción y posterior a ello se pueden producir varios fenómenos: en primer lugar, el electrón puede quedar atrapado en el estado metaestable y requerirá de una excitación térmica para que se produzca una transición; por otro lado, el electrón puede volver a la banda de valencia produciendo una recombinación radiativa (fluorescencia) o no radiativa; finalmente, el electrón puede sufrir una recombinación directa con un hueco en el estado metaestable, que al volver al equilibrio (desactivación) da lugar a la emisión de luz en un proceso denominado radioluminiscencia [48]. El primer fenómeno mencionado es común en materiales semiconductores y en materiales aislantes donde gran parte de los electrones y los huecos quedan atrapados en los estados metaestables, en una condición de no equilibrio, tal que la probabilidad por unidad de tiempo de que un portador de carga escape está descrita por la ecuación de Arrhenius:

$$p = s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (2.26)$$

Donde k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura absoluta y s se denomina factor de frecuencia, un valor constante del orden de la frecuencia de vibración de la red. La energía necesaria para que un electrón se escape del estado metaestable es la energía de activación E o profundidad de trampa. De la relación presentada se deduce que la estimulación térmica del material luminiscente a una temperatura $T \gg T_0$ produce una energía suficiente tal que aumenta la probabilidad de la liberación de los electrones hacia la banda de conducción y de nuevo, las transiciones que se dan para los electrones libres pueden producir varios fenómenos, de donde se resalta la recombinación del electrón con un hueco en la trampa de hueco dejando este estado metaestable altamente excitado;

el retorno al estado fundamental o desactivación de la trampa de hueco, denominada también como centro de recombinación o centro luminiscente, da lugar a la emisión de fotones en un proceso denominado termoluminiscencia. La liberación de huecos sigue un proceso similar al descrito para los electrones. En la figura 2.14 se observa el modelo de bandas de energía con las transiciones electrónicas y de huecos en un material termoluminiscente según un modelo simple de dos niveles.

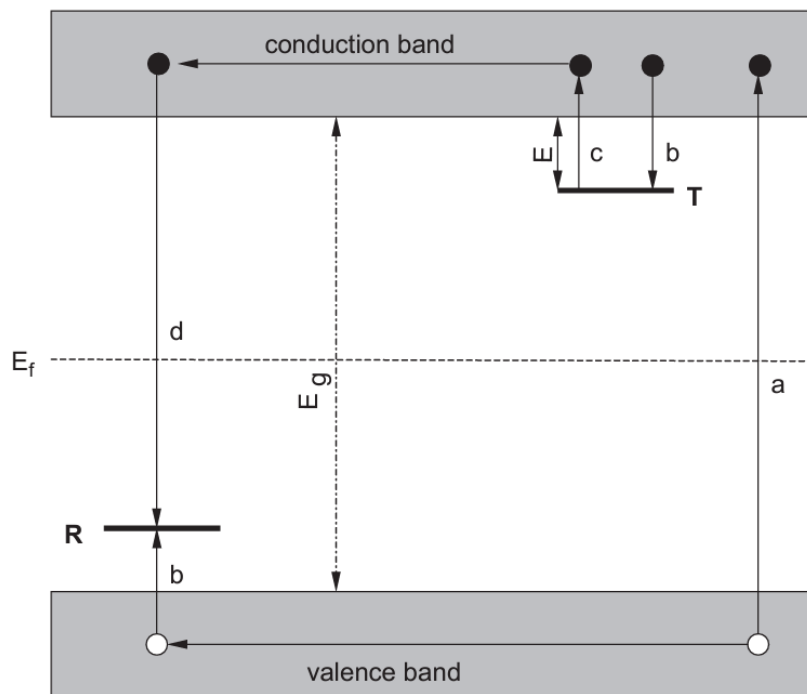


Figura 2.14: Modelo de bandas y procesos característicos de la termoluminiscencia: (a) Generación de electrones y huecos producto de la exposición a radiación ionizante. (b) Atrapamiento de electrones y huecos en los estados metaestables. (c) Liberación de electrones producto de la estimulación térmica. (d) Recombinación en el centro luminiscente. Tomado de [48].

Aunque la probabilidad de escape de las cargas atrapadas p aumenta continuamente con la temperatura, hasta ser aproximadamente 1, el número de cargas liberadas por unidad de tiempo dn/dt no lo hace [2]. Lo anterior se debe a que la cantidad de portadores de carga atrapados es finita y decrece a medida que aumenta la temperatura, por ende, para una temperatura dada los portadores de carga no son suficientes y se dejan de presentar nuevos incrementos de dn/dt , tal que empieza a decrecer. Con base en lo anterior, dn/dt incrementa a medida que aumenta la temperatura hasta alcanzar un máximo y de ahí, desde un máximo de temperatura determinado por las características de los defectos del material, empieza a decrecer hasta que no se tienen portadores de carga atrapados. Por otro lado, la intensidad de luz I detectada durante el proceso de estimulación térmica, producto de la recombinación en los centros luminiscentes, es proporcional a dn/dt y por ende presentan una variación similar en respuesta al aumento de temperatura (figura 2.15). La variación mencionada de intensidad de luz I se ve reflejada en un termograma denominado curva de brillo (glow curve), presentando la formación un pico de brillo termoluminiscentes cuya área e intensidad dependen del número inicial de cargas atrapadas en las trampas.

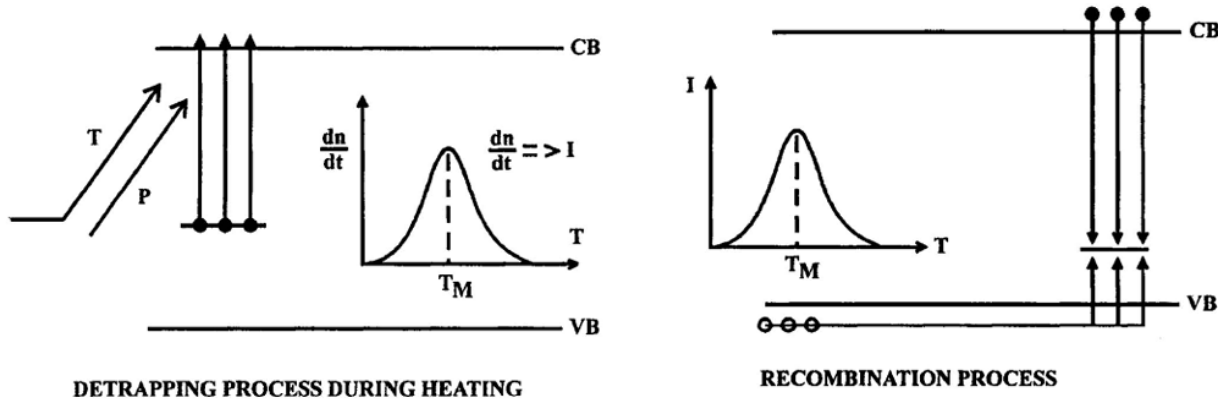


Figura 2.15: Esquemas de los procesos de liberación de cargas y recombinación así como las variaciones del número de cargas liberadas por unidad de tiempo dn/dt y la intensidad de luz I ante el cambio de temperatura. Adaptado de [2].

En 1956 E. I. Adirovitch [52] planteó una explicación del fenómeno fosforescente dando lugar a un conjunto de ecuaciones que se aplicaron a la termoluminiscencia tal que para un tiempo t durante el tratamiento térmico la intensidad I , en fotones por segundo, es proporcional a la velocidad de recombinación de electrones y huecos en el centro luminiscente [48]. Si m (m^{-3}) es la concentración de huecos en el centro luminiscente y asumiendo que cada recombinación produce un fotón que es detectado, la intensidad I está dada por [53]:

$$I = -\frac{dm}{dt} = n_c m A_m \quad (2.27)$$

Donde dm/dt es la velocidad de recombinación, n_c (m^{-3}) es la concentración de electrones libres en la banda de conducción, A_m (m^{-3}/s) es la probabilidad de recombinación la cual se asume independiente de la temperatura y el signo negativo indica el decrecimiento del número de huecos. Por otro lado, la velocidad a la cual cambia la concentración de electrones n en las trampas es igual a la velocidad de liberación térmica menos la velocidad de reatrapamiento [48]:

$$-\frac{dn}{dt} = np - n_c(N - n)A_n \quad (2.28)$$

Donde N es la concentración total de trampas de electrones y A_n (m^{-3}/s) es la probabilidad de reatrapamiento. La tasa de cambio de la concentración de electrones libres expresa la neutralidad de carga a través de la diferencia entre la velocidad a la cual cambia la concentración de electrones en las trampas y la velocidad de recombinación:

$$\frac{dn_c}{dt} = \frac{dn}{dt} - \frac{dm}{dt} \quad (2.29)$$

Las ecuaciones 2.27-2.29 son un conjunto de ecuaciones diferenciales que forman la base de muchos análisis de fenómenos termoluminiscentes y describen el tráfico de portadores de carga en el caso

de la liberación de un electrón desde una sola trampa y de la recombinación en un único centro luminiscente; el proceso de liberación de huecos se describe bajo ecuaciones similares. Debido a que no existe una solución analítica general para el conjunto de ecuaciones, se asumen dos condiciones básicas para buscar desarrollar una expresión analítica. Con base en lo anterior, McKeever y Chen [54] propusieron suponer que la concentración de electrones libres en la banda de conducción es cuasi estacionaria, tal que, en cualquier momento del proceso de recombinación TL se cumple que:

$$\left| \frac{dn_c}{dt} \right| \ll \left| \frac{dn}{dt} \right|, \left| \frac{dm}{dt} \right| \quad (2.30)$$

La relación anterior se denomina condición de cuasi equilibrio (QE, por sus siglas en inglés). Por otro lado, los electrones y los huecos atrapados se producen en pares durante la exposición a radiación ionizante tal que la neutralidad de la carga también se expresa por medio de la siguiente ecuación:

$$n_c + n = m \quad (2.31)$$

Asumiendo que la concentración de electrones libres en la banda de conducción durante la estimulación térmica es mucho menor que la concentración de electrones en las trampas ($n \gg n_c$) entonces $n \approx m$; a su vez, la concentración de portadores en la banda de conducción no cambia ($dn_c \approx 0$). La suposición anterior da lugar a la siguiente relación, obtenida de las ecuaciones 2.27 y 2.29:

$$I(t) = -\frac{dm}{dt} \approx -\frac{dn}{dt} \quad (2.32)$$

Finalmente, de las ecuaciones 2.26, 2.27, 2.28 y 2.32, la intensidad I se puede expresar como:

$$I(t) = \frac{ns \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)}{(N-n)A_n + mA_m} \cdot mA_m \quad (2.33)$$

Existen distintos modelos empíricos y matemáticos para obtener soluciones analíticas y numéricas de la ecuación anterior asumiendo distintas condiciones. Para el propósito de este trabajo es pertinente describir únicamente el modelo que se usa su realización.

Teoría cinética de primer orden

En 1945 Randall y Wilkins [55] formularon una representación matemática para los picos de brillo con base en la cinética química, donde una reacción de primer orden es una reacción cuya velocidad depende de la concentración de los reactivos, que en este caso, es la concentración de los portadores de carga [56]. Para este modelo se asume que durante el calentamiento del material termoluminiscente se mantiene una tasa constante de aumento de temperatura y el reatrapamiento de los portadores de carga es despreciable, es decir que, $mA_m \gg (N-n)A_n$ [48]. De la relación anterior, la intensidad se puede definir como:

$$I(t) = ns \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (2.34)$$

Esta ecuación describe el transporte de carga en la red como un proceso de cinético de primer orden y permite calcular el pico de brillo también denominado pico de brillo de primer orden. De las ecuaciones 2.32 y 2.34 [48]:

$$\frac{dn}{dt} = -ns \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (2.35)$$

De donde se obtiene que el número de electrones atrapados está dado por:

$$n = n_0 \exp\left(-s \int_0^t \exp\left(-\frac{E}{kT(t)}\right) dt\right) \quad (2.36)$$

n_0 es el número total de electrones atrapados en $t = 0$. La suposición de que el calentamiento se mantiene una tasa constante de aumento de temperatura da lugar a la siguiente ecuación:

$$T(t) = \beta t + T_0 \quad (2.37)$$

Donde $\beta = dT/dt$ es la tasa de calentamiento constante y T_0 es la temperatura inicial del calentamiento. De las expresiones 2.34-2.37 se obtiene la intensidad como función de la temperatura:

$$I(T) = n_0 s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \exp\left(-\frac{s}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E}{kT'}\right) dT'\right) \quad (2.38)$$

La expresión anterior es la ecuación de primer orden de Randall y Wilkins, la cual puede ser evaluada numéricamente produciendo una curva en forma de campana. El pico que se produce tiene una forma asimétrica característica, tal que, presenta una mayor amplitud en el lado de baja temperatura respecto al lado de alta temperatura [57]. Lo anterior se debe a que al aumentar el pico de brillo, el término dominante en la ecuación 2.38 hasta el valor de intensidad máxima I_M es la primera exponencial, que sucede a una temperatura característica T_M ; posterior a esta temperatura, el término decreciente que representa la segunda exponencial domina el comportamiento de la curva tal que la intensidad cae rápidamente a cero. Derivando el logaritmo natural de la ecuación de primer orden e igualando a cero se obtiene una relación para la temperatura máxima:

$$\frac{\beta E}{kT_M^2} = s \exp\left(-\frac{E}{kT_M}\right) \quad (2.39)$$

En esta ecuación es relevante la ausencia del número total de electrones atrapados inicialmente n_0 , lo cual implica que T_M es independiente de este parámetro. En las aplicaciones de dosimetría, esta es una propiedad relevante de los materiales termoluminiscientes dado que la posición del pico principal no depende de la dosis absorbida por el material. Por otro lado, para evaluar la forma asimétrica de la curva de brillo se define un factor geométrico $\mu_g = \delta/\omega$ de asimetría, el cual usualmente equivale a 0,42 para curvas cinéticas de primer orden [48]. En la figura 2.16 se observa la curva de brillo para la ecuación de primer orden de Randall y Wilkins.

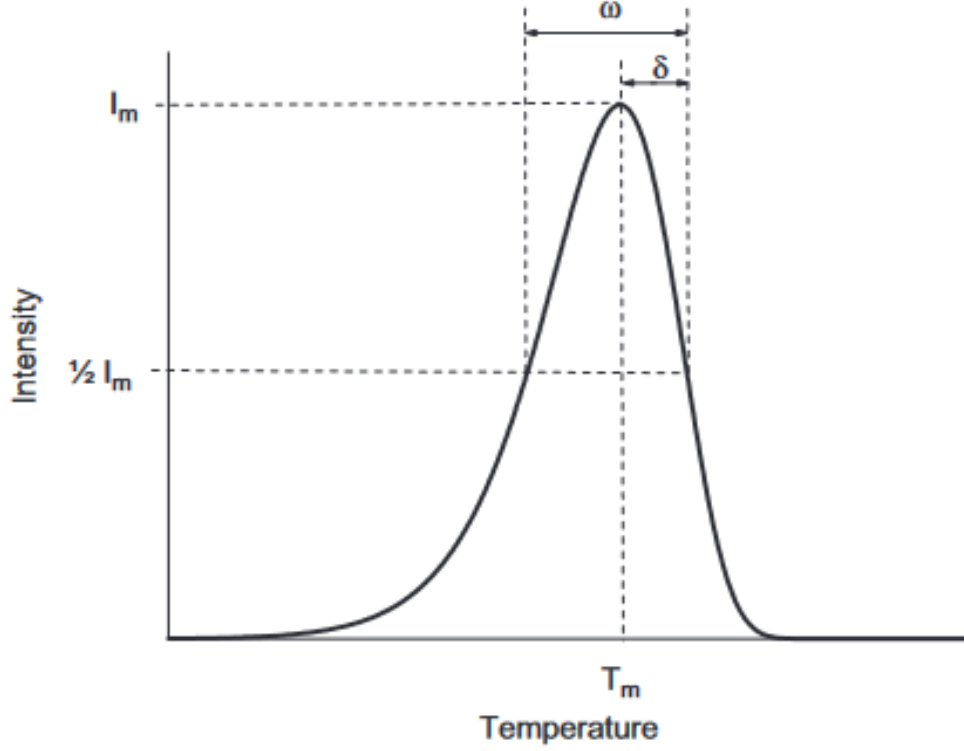


Figura 2.16: Curva de brillo para la ecuación de primer orden de Randall y Wilkins. Tomado de [48].

A diferencia de la temperatura máxima y la posición del pico principal, el número total de portadores de carga atrapados inicialmente n_0 es proporcional a la dosis absorbida por un material termoluminiscente. Dado que el valor del área bajo la curva de brillo es proporcional a la dosis absorbida, es fácil mostrar su relación con n_0 [48]:

$$\int_0^\infty I(t)dt = - \int_0^\infty \frac{dn}{dt} = - \int_{n_0}^{n_\infty} dn = n - n_\infty \quad (2.40)$$

Donde $n_\infty \rightarrow 0$ cuando $t \rightarrow 0$. El cambio del parámetro correspondiente a la tasa de calentamiento β produce un desplazamiento del pico principal hacia temperaturas más altas o más bajas dependiendo de si β aumenta o disminuye respectivamente; a su vez, la altura de la curva disminuye y aumenta el ancho bajo la curva acorde al aumento de β . Otros parámetros que aparecen en la ecuación 2.38 son la energía de activación E y el factor de frecuencia S , denominados parámetros de atrapamiento, los cuales varían dependiendo del material termoluminiscente y las características de defectos. A medida que la energía de activación aumenta, se requiere una temperatura mayor para que se produzca la liberación de los portadores de carga desde los estados metaestables. Respecto al factor de frecuencia, a medida que este aumenta el pico se produce a temperaturas más bajas presentando un aumento de la altura y una disminución de la anchura bajo la curva, lo cual es acorde a la razón s/β que se presenta en la ecuación 2.38; de lo anterior, es evidente que los estados metaestables de una red cristalina con un factor de alta frecuencia necesitan menos energía térmica para liberar un portador de carga. En la figura 2.17 se presentan algunas formas de la curva de brillo al variar los parámetros de la ecuación de Randall y Wilkins.

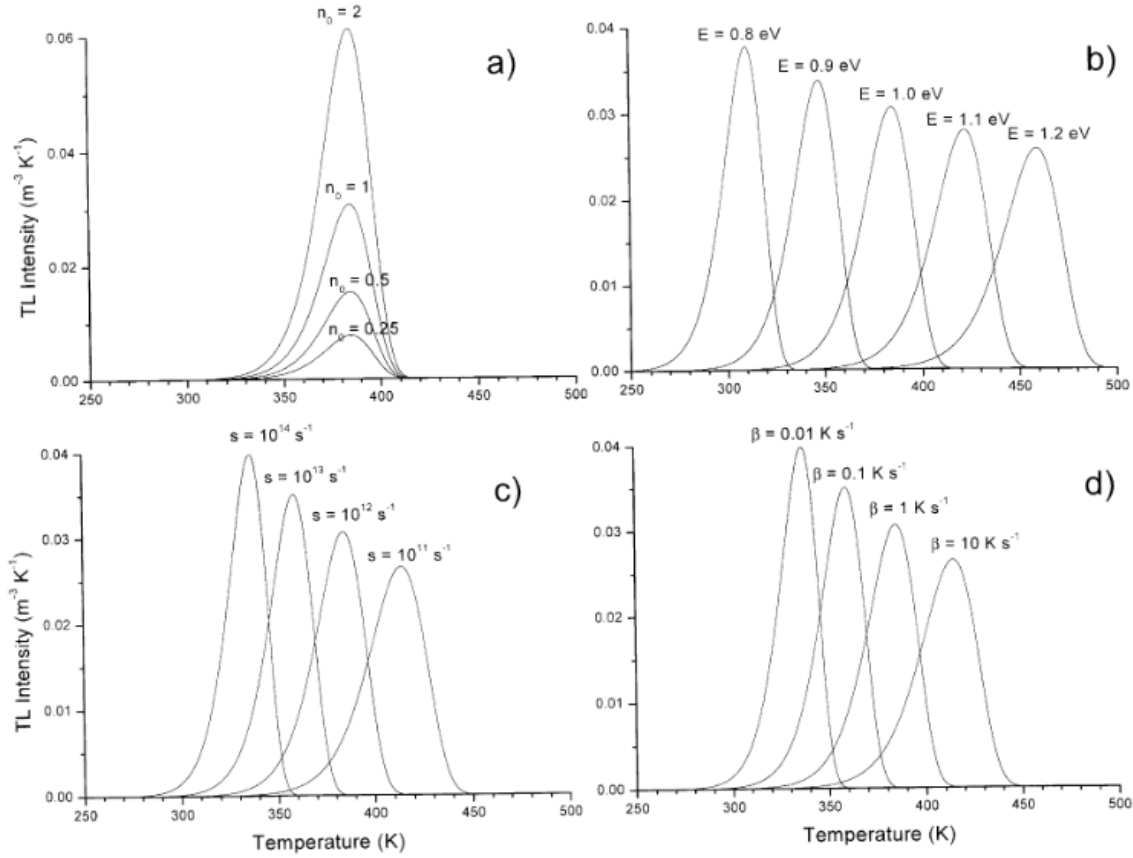


Figura 2.17: Variación de la curva de brillo al variar un parámetro de la ecuación de primer orden y manteniendo los otros fijos: (a) Variación respecto a la concentración de portadores de carga atrapados inicialmente n_0 . (b) Variación respecto a la energía de activación E . (c) Variación respecto al factor de frecuencia s . (d) Variación respecto a la tasa de calentamiento β . Tomado de [57].

Bajo el propósito de este trabajo, los parámetros de atrapamiento se asumen fijos por las propiedades del único material TL considerado. Los otros dos parámetros varían bajo la elección de la investigación dependiendo de la dosis a la que se expone el material y la tasa de calentamiento del material.

2.3.2. Sistema de dosimetría TL

Un sistema de dosimetría TL consta fundamentalmente de tres partes [2]: 1) Un lote de TLD, 2) el equipo lector TL y 3) el horno para tratamiento térmico de borrado o recocido. Junto a la fuente de irradiación, estas componentes son esenciales para establecer ciclos de medición en donde se excita el sólido, se estimula térmicamente para obtener la señal TL y se somete a un tratamiento térmico a una temperatura por encima de la temperatura de lectura para eliminar la señal residual después de la lectura [7]. Todas las propiedades dosimétricas del sistema dependen no solo de sus componentes principales sino también de los diferentes procesos y elementos involucrados en la adquisición de la señal TL [1].

Dosímetros termoluminiscentes

Los TLD son cristales inorgánicos dieléctricos comúnmente usados en la práctica clínica debido a su geometría, precisión, reutilización y demás características dosimétricas [1]. Por otro lado, los TLD son susceptibles a un conjunto considerable de variables y tanto la linealidad de su respuesta como su manipulación resulta ser una limitante para su uso. Respecto al uso de un determinado material TL para la dosimetría en un área clínica específica, esto depende del rango de dosis, el tipo de radiación ionizante y el rango de energía de la práctica así como la respuesta del dosímetro ante lo mencionado anteriormente [58].

Existen una amplia cantidad de dosímetros termoluminiscentes usados para la dosimetría, sin embargo, en el caso de este trabajo se describen los dosímetros usados en su realización: Los dosímetros TLD-100 (Termo Fisher Scientific) [1]. Estos cristales de Fluoruro de Litio dopados con Magnesio y Titanio ($LiF : Mg, Ti$) son haluros alcalinos sólidos en forma de chip cuya con dimensiones de 3,2 x 3,2 x 0,89 mm. Su densidad es de $\rho = 2,6 \text{ g/cm}^3$ y su número atómico efectivo $Z_{eff} = 8,31$ es cercano al número atómico efectivo del tejido humano $Z_{eff} = 7,40$; por lo anterior, se considera que este dosímetro es de un material equivalente al tejido humano ya que sus características de absorción y dispersión para una radiación dada son equivalentes a las de un tejido biológico. La estructura del LiF es similar a la del $NaCl$ y consta de dos redes cúbicas FCC interpenetrantes (figura 2.18).

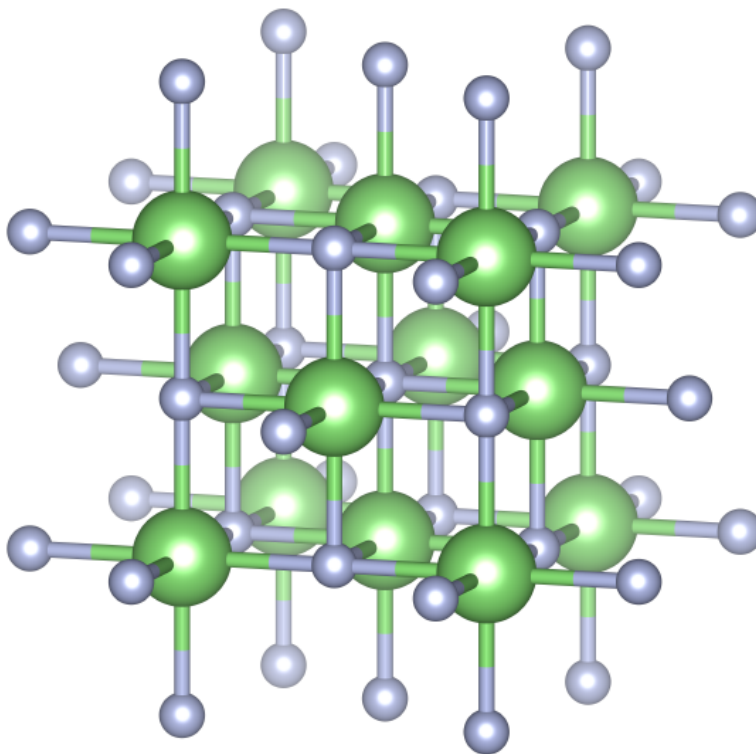


Figura 2.18: Celda unitaria de LiF donde los átomos de Li son las esferas verdes y los átomos de F son las esferas grises. Tomado de [59].

La curva de brillo del TLD-100 es producto de la convolución de distintos picos de brillo numerados por su aparición sucesiva ante el aumento de temperatura donde cada uno presenta una energía de

activación diferente. El pico 5 es el pico dosimétrico principal y aparece en un rango de temperatura entre 235°C y 300°C [1]. Por otro lado, el espectro de emisión de este material se encuentra dentro del rango visible y está entre 410 nm y 415 nm [60]. En la figura 2.19 se observan distintas curvas de brillo características de los TLD-100 ante distintos tratamientos térmicos de borrado.

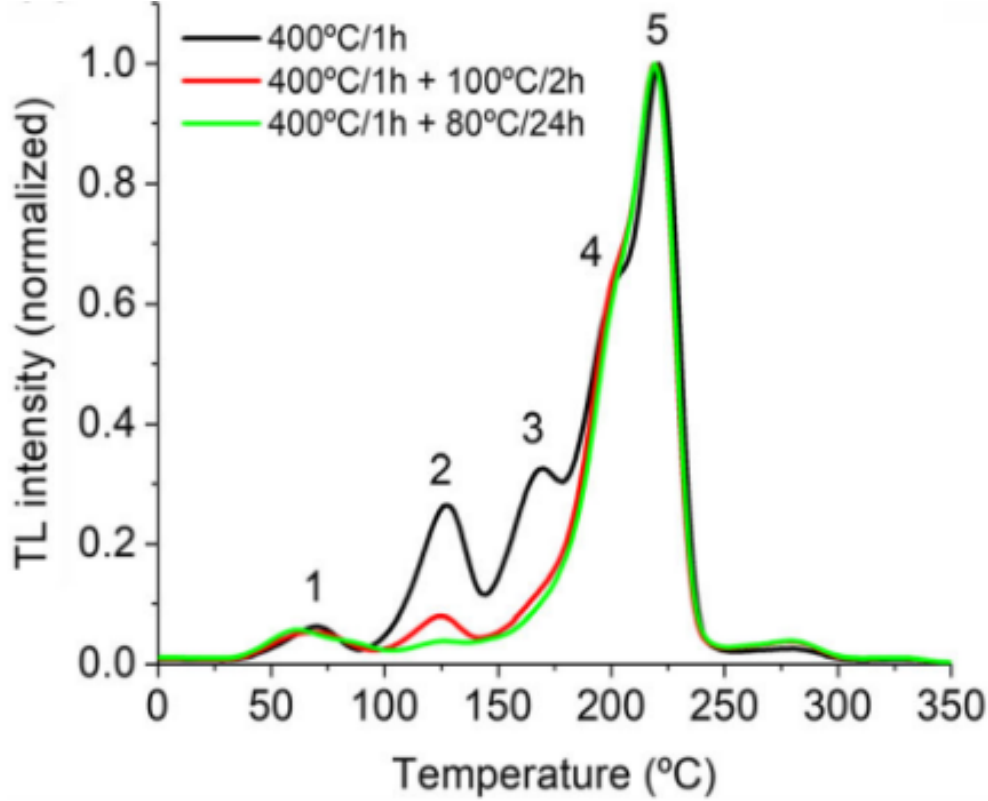


Figura 2.19: Curvas de brillo características de TLD-100 sometidos a diferentes tratamientos térmicos de borrado donde se aprecian distintos picos TL correspondientes a distintos centros de recombinación que producen señales a distintas temperaturas. Tomado de [1].

Debido a su influencia en la estimación de la cantidad de interés, tanto el tratamiento térmico de borrado como el proceso de medición de la señal TL o lectura deben ser acordes al tipo de cristal. Para sólidos iónicos con abundantes defectos intrínsecos e impurezas como el $(\text{LiF} : \text{Mg}, \text{Tl})$, el tratamiento térmico altera el equilibrio de los defectos de la red. Consecuentemente, para los TLD-100, al usar un recocido de alta temperatura ($400^{\circ}\text{C}/1\text{h} + 100^{\circ}\text{C}/2\text{h}$) se produce una eliminación irreversible del pico principal de la señal TL [60] y no se presentan cambios significativos en el factor de sensibilidad, unos de los factores de corrección usados para la estimación de la dosis absorbida por los TLD [61].

Determinación de la dosis

La dosis absorbida por los dosímetros termoluminiscentes está dada por [1, 2]:

$$D = M_{corr} \cdot \prod_{i=1} k_i \quad (2.41)$$

Donde M_{corr} es la diferencia entre la intensidad de la señal TL obtenida en la lectura M y la medición del fondo M_f , es decir, $M_{corr} = M - M_f$; el término k_i representa los factores de corrección, parámetros que consideran errores que inciden en la determinación de la dosis y permiten relacionar las irradiaciones en condiciones de calibración y las irradiaciones en condiciones experimentales de los TLD. La expresión anterior presenta una forma similar a la que sugiere la IAEA para la medición corregida de radiación ionizante [62]. Considerando los factores de calibración más comunes utilizados en la dosimetría TL se obtiene la siguiente expresión:

$$D = M_{corr} \cdot K_{s,i} \cdot K_L \cdot K_F \cdot K_Q \cdot K_\theta \quad (2.42)$$

De la expresión anterior: 1) $K_{s,i}$ es el factor de sensibilidad individual intrínseco y compensa las variaciones de la respuesta del dosímetro debido a su sensibilidad intrínseca. 2) K_L es el factor de calibración o factor de linealidad, el cual considera la relación entre la señal TL emitida y la dosis irradiada. 3) K_F es el factor de corrección por desvanecimiento de la señal y compensa la disminución de la señal que se produce debido a las condiciones ambientales y el tiempo entre la irradiación y la lectura. 4) K_Q es el factor de corrección por calidad del haz y se usa si el haz de irradiación es distinto al haz usado para la calibración del dosímetro. 5) K_θ es el factor de corrección angular y tiene en cuenta la diferencia de señal TL debido al ángulo de incidencia del haz experimental en comparación con el ángulo de incidencia del haz de calibración sobre el detector.

Bajo un método que prioriza la eficiencia del sistema de dosimetría sobre la precisión [1] y realizando las irradiaciones experimentales en haces de altas energías [63] en condiciones similares a las de calibración, se puede desestimar el uso de factores de corrección como K_F , K_Q y K_θ . Con base en lo anterior:

$$D = M_c \cdot K_L \quad (2.43)$$

Donde $M_c = M_{corr} \cdot K_{s,i}$. Los dos factores de corrección a considerar dependen del tipo de dosímetro TL, de la homogeneidad del lote y del rendimiento del equipo de lectura. Para obtener el factor de sensibilidad individual o factor de corrección intrínseco $K_{s,i}$ se irradian durante varios ciclos de medición todos los cristales termoluminiscentes de un mismo lote a una dosis conocida desde una fuente de radiación calibrada (haz de referencia) [64]. Para calcular el valor del factor de sensibilidad se utiliza la expresión:

$$K_{s,i} = \frac{\overline{\overline{M}}}{\overline{M}_i} \quad (2.44)$$

De la expresión anterior, es claro que el factor de sensibilidad individual representa la relación entre la respuesta promedio de todo el lote ($\overline{\overline{M}}$) y la respuesta promedio individual del dosímetro, durante las n mediciones ($\overline{M}_i$) [1]. De lo anterior:

$$\overline{\overline{M}} = \sum_{j=1}^n \frac{\overline{M}_j}{n} \quad y \quad \overline{M}_i = \sum_{j=1}^n \frac{M_j}{n} \quad (2.45)$$

Al obtener los factores de sensibilidad individuales de los dosímetros es importante analizar su distribución con el fin de escoger los dosímetros que no superen el rango de tolerancia del 20 %. Por otro lado, otro término cuyos valores para los dosímetros son objeto de análisis de su distribución son los coeficientes de variación individuales CV (%) [2]. Consecuentemente, para los sistemas de dosimetría TL es importante determinar la medida de dispersión de la respuesta de los dosímetros a través de irradiaciones a una misma dosis mediante el coeficiente de variación, el cual se obtiene mediante la siguiente expresión:

$$CV = \frac{\sigma}{M_i} \quad (2.46)$$

El rango de tolerancia para los coeficientes de variación individuales es del 5 % más este varía dependiendo del área clínica donde se usan los dosímetros.

En el caso del factor de linealidad, este se obtiene al irradiar los dosímetros bajo un haz determinado en un rango de dosis conocidas y evaluar su respuesta ante dicho rango [1]; lo anterior se puede realizar mediante una curva de calibración, tal que mediante el inverso de la pendiente del ajuste lineal de la curva se obtiene el factor de corrección lineal [2]:

$$M_c = \frac{1}{F_L} D + M_0 \quad (2.47)$$

La estimación de dosis mediante los TLD se realiza mediante la ecuación 2.43, en la cual se usa el factor de sensibilidad individual para cada dosímetro y el valor de su correspondiente lectura; respecto a los factores de ajuste, se usan el factor de linealidad K_L y el factor M_0 obtenidos del ajuste a la curva de calibración de un tipo específico de haz.

Respecto a las incertidumbres asociadas al sistema de dosimetría TL, se consideran incertidumbres estadísticas (tipo A), incertidumbres asociadas a los errores sistemáticos (tipo B) y la incertidumbre estándar combinada [65].

Metodología

3.1. Comisionamiento

Con el propósito de implementar un sistema de dosimetría TL para uso clínico en diferentes técnicas de tratamiento en el servicio de radioterapia de la Fundación Valle del Lili, se realizó un comisionamiento bajo un método con enfoque en alta eficiencia, ya que es comúnmente usado para dichos fines, donde se llevaron a cabo diferentes procesos: 1) Reconocimiento y caracterización de las partes del sistema, 2) Estructuración de protocolo para ciclos de medición, 3) Determinación de coeficientes de variación y factores de corrección. Tanto para el comisionamiento como para la implementación se siguieron metodologías, pruebas y criterios establecidos para este tipo de sistemas por la Asociación Americana de Físicos en Medicina (AAPM) [1], la Agencia Internacional de Energía atómica (IAEA) [7] y Furetta y Weng [2]. Adicionalmente, se siguieron algunas pruebas sugeridas por la Comisión Electrotécnica Internacional (IEC, por sus siglas en inglés) para este tipo de sistemas [66] con base en el trabajo realizado por Luo et al. [67].

3.1.1. Reconocimiento y caracterización de las partes del sistema

El presente trabajo se realizó en la FVL, por ende toda la metodología experimental fue desarrollada en sus instalaciones haciendo uso de sus recursos experimentales. A continuación se describen las partes que conforman el sistema y los procedimientos realizados para su caracterización.

Cristales termoluminiscentes

El lote inicial para la implementación del sistema contaba con más de 200 cristales de Fluoruro de Litio dopados con Magnesio y Titanio ($LiF : Mg, Ti$) denominados comercialmente como TLD-100 (Termo Fisher Scientific) en forma de chip con dimensiones de 3,2 x 3,2 x 0,89 mm. Siguiendo las recomendaciones de la IAEA para este tipo de sistemas de dosimetría en radioterapia[7] se seleccionó un sublote de 120 chips, por lo cual se descartaron los demás cristales bajo los siguientes criterios [2]: 1) Evaluación de imperfecciones, fisuras, discontinuidades y decoloración mediante una inspección visual, 2) Medición de la masa de los cristales en una balanza analítica (ver Tabla A.1) considerando finalmente los que presentan una masa similar.

En la figura 3.1 se observan los 120 cristales seleccionados ubicados en un porta muestras con

forma matricial que permite distinguirlos. Debido a que la precisión y la exactitud del sistema se ven sustancialmente afectadas por las técnicas de manipulación de los cristales, todos los dosímetros fueron manipulados mediante pinzas con el fin de evitar efectos de quimioluminiscencia producidos por los aceites de la piel [1]. Adicionalmente, se monitorearon las condiciones ambientales para el almacenamiento de los cristales dado que la respuesta de la señal TL es altamente dependiente de la temperatura y de la humedad relativa [68].

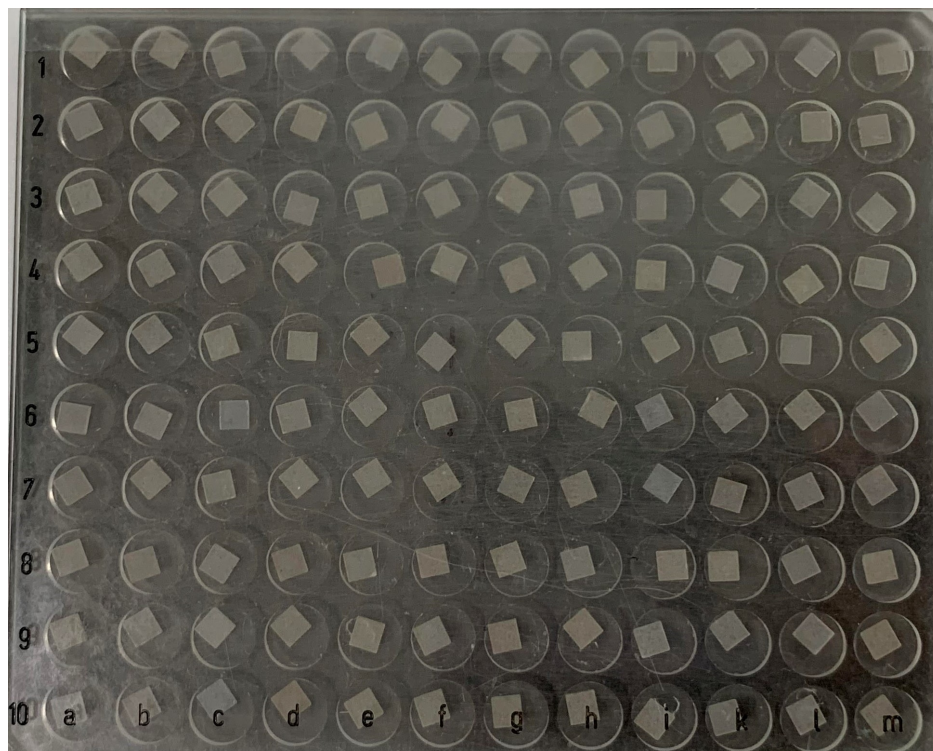


Figura 3.1: Lote de cristales TLD-100 seleccionados.

Equipo lector TL

Para la medición de la señal TL o lectura, se utilizó el lector manual Harshaw TLD 3500 (ThermoFisher Scientific), un equipo programable diseñado para medir la señal de un único cristal [69]. El lector está compuesto principalmente por (Figura 3.2): Un sistema de calentamiento lineal por efecto Joule con una termocupla y una plancheta porta muestras que calienta el cristal por contacto directo; un tubo fotomultiplicador que al detectar los fotones emitidos por los cristales genera una señal eléctrica que es amplificada y medida como la señal TL; un sistema que permite el flujo de (N_2) a través del equipo, estableciendo una atmósfera de gas neutro con el fin de prolongar la vida útil de las componentes, mejorar la precisión de las señales termoluminiscentes y eliminar las señales inducidas.

El equipo de lectura se controla a través del software WinREMS (Termo Fisher Scientific)[69], un programa que permite adquirir la curva de brillo a través del cambio de la carga eléctrica, generada por la detección de los fotones emitidos por el cristal, a medida que aumenta la temperatura; la lectura M del cristal está dada por el valor medido de carga total, el cual corresponde a la integral del área bajo la curva de brillo. Desde la interfaz se puede controlar el perfil de temperatura y tiempo (TTP, por sus siglas en inglés) al variar estos parámetros para los procesos de precalentamiento,

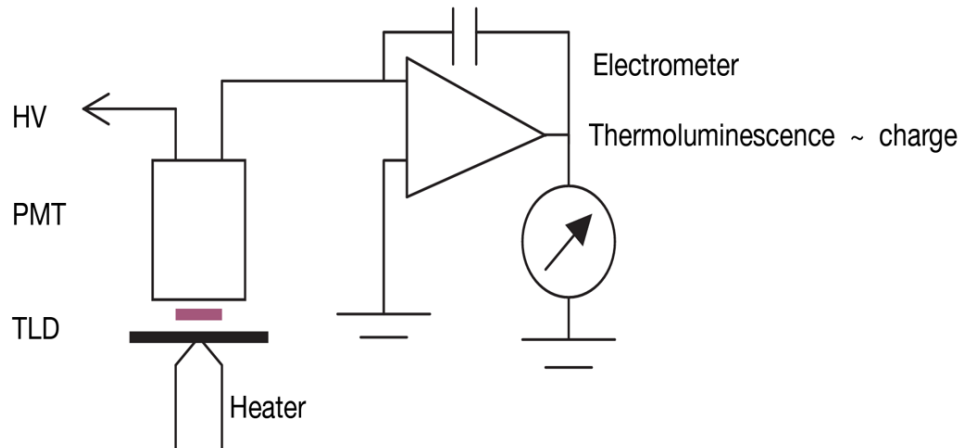


Figura 3.2: Esquema de partes principales del lector TL, tomado de [10].

adquisición de la curva y recocido; también se ejecutan pruebas de control de calidad del equipo que permiten medir el ruido de fondo electrónico en el sistema (PMT Noise) y establecer una luz de referencia para las lecturas (Reference Light).

Horno para tratamiento térmico

El tratamiento térmico de borrado a los dosímetros se realizó con el horno de recocido PTW-TLDO (PTW dosimetry). Mediante el tratamiento térmico, las impurezas en la red regresan a su configuración inicial y se eliminan todas las señales termoluminiscentes. Los cristales se ubicaron en el horno mediante una bandeja de acero inoxidable con forma matricial (similar al porta muestras) tal que todos se sometieron a un tratamiento de distribución uniforme de temperatura.

El ciclo de temperatura programado en el horno para el tipo de cristales usados, que incluye fases de calentamiento y enfriamiento, consiste en un horneado del dosímetro a 400°C durante 1 hora seguido por un horneado a 100°C durante 2 horas [61, 70, 71]. En la figura 3.3 se observa esquemáticamente el ciclo usado, el cual inicia a temperatura ambiente ($T_0^{\circ}\text{C}$) y aumenta a razón de $(20^{\circ}\text{C}/\text{min})$ durante el intervalo A-B hasta 400°C , posteriormente se mantiene durante 1 hora a esta temperatura (intervalo B-C) y luego decrece a la misma razón durante el intervalo C-D hasta 100°C , para permanecer durante 2 horas a esta temperatura (intervalo D-E) y finalmente decrecer hasta alcanzar la temperatura ambiente.

3.1.2. Protocolo para ciclos de medición

Para cada ciclo de medición, se estableció un protocolo independiente de como los dosímetros fueron irradiados y se siguieron lineamientos generales para la reproducibilidad de los ciclos dado que la incertidumbre en las mediciones con los dosímetros se reducen con un manejo adecuado del sistema y los ciclos de medición [72]. El ciclo de medición de los dosímetros termoluminiscentes consta principalmente de tres procesos [73]: 1) Tratamiento térmico de borrado o recocido, 2) Irradiación de los dosímetros, 3) Medición de la señal TL o lectura. Para cada ciclo, la irradiación de los dosímetros se realizó 24 horas después del tratamiento térmico al cual se sometían y de igual forma la medición de la señal termoluminiscente se realizó 24 horas después de la irradiación.

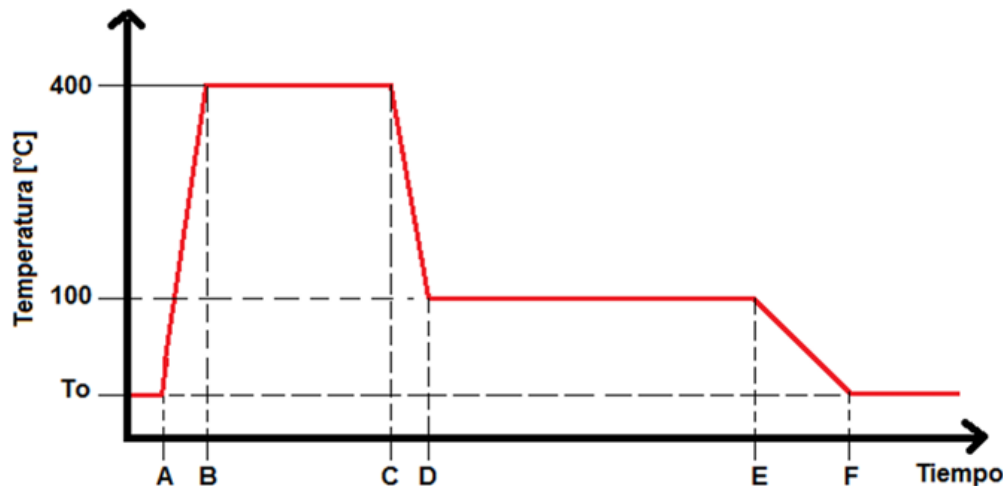


Figura 3.3: Esquema del ciclo de borrado, tomado de [6].

Tratamiento térmico

El tratamiento térmico de borrado requiere preparar los componentes del horno para la lectura; por tanto, se debe encender el equipo 30 minutos antes de iniciar cada ciclo de temperatura programado. Por otro lado, a diferencia del equipo lector, para el horno de recocido no fue necesario tener una atmósfera de gas neutro ya que esto no influye en la respuesta TL ni en la forma de la curva de brillo [74]. En principio, se realizó un tratamiento de inicialización como lo sugiere Furetta [73] para lotes de cristales nuevos o en desuso, el cual consiste en realizar 3 tratamientos térmicos de borrado que permiten estabilizar los niveles metaestables originados por los defectos de la estructura cristalina. Respecto a la reproducibilidad del tratamiento térmico, lo cual impide que el factor de sensibilidad individual $K_{s,i}$ presente variaciones significativas [1], se monitorearon los tiempos y las temperaturas internas del horno, mediante un indicador LED del equipo, durante cada ciclo programado a razón de validar la estabilidad del tratamiento térmico. Finalmente, al terminar cada ciclo de temperatura se realizó un enfriamiento rápido en aire a temperatura ambiente colocando el porta muestras de horneado con los cristales sobre una placa metálica [75].

Irradiación

Dado que el sistema de dosimetría TL fue usado en un entorno controlado con condiciones de medición estrictamente restringidas como la aplicación de tratamientos de radioterapia con haces de alta energía [1], se estableció un protocolo de irradiación de los cristales en donde se buscó garantizar la reproducibilidad entre las condiciones de calibración y las condiciones experimentales propias de las técnicas de radioterapia. Con base en lo anterior, se realizó el proceso de simulación para los fantasmas usados donde se ubicaron los TLD, de lo que se resalta el uso del tomógrafo Somatom Confidence (Siemens) para obtener imágenes multiplanares del montaje usado durante el comisionamiento y de los montajes usados para la implementación del sistema a razón de delimitar los volúmenes a irradiar y desarrollar la planeación correspondiente mediante el sistema de planificación de tratamiento TPS Eclipse (Varian Medical Systems, Inc.), donde se definió la posición espacial de los campos usados, la energía de los haces, la distribución de dosis correspondiente y se realizaron los cálculos de dosis.

Para la irradiación de los dosímetros, se usaron los aceleradores lineales TrueBeam (Varian Medical Systems, Inc.) y Artiste linear accelerator (Siemens). Durante el proceso de comisionamiento del sistema de dosimetría TL se ingresaban las unidades monitor, calculadas con el TPS, correspondientes a las dosis que se impartían al montaje experimental; por otro lado, dado que los cristales no presentan efectos intrínsecos producto del cambio de la tasa de dosis [76] a la cual son irradiados, no se fijó un valor para la tasa de dosis a lo largo de las irradiaciones.

Medición de la señal TL

Con el objetivo de establecer la atmósfera de gas neutro de (N_2), se encendió el equipo 30 minutos antes de las mediciones asegurando el flujo continuo de nitrógeno a la presión sugerida para el funcionamiento óptimo del equipo [69] y evitar efectos de triboluminiscencia y quimioluminiscencia [72]. Respecto al rendimiento del equipo, se realizaron las pruebas de control de calidad validando la constancia de los valores obtenidos a través de los ciclos de lectura, lo cual permite evaluar la eficiencia del tubo fotomultiplicador y desestimar la contribución de la señal no TL [1].

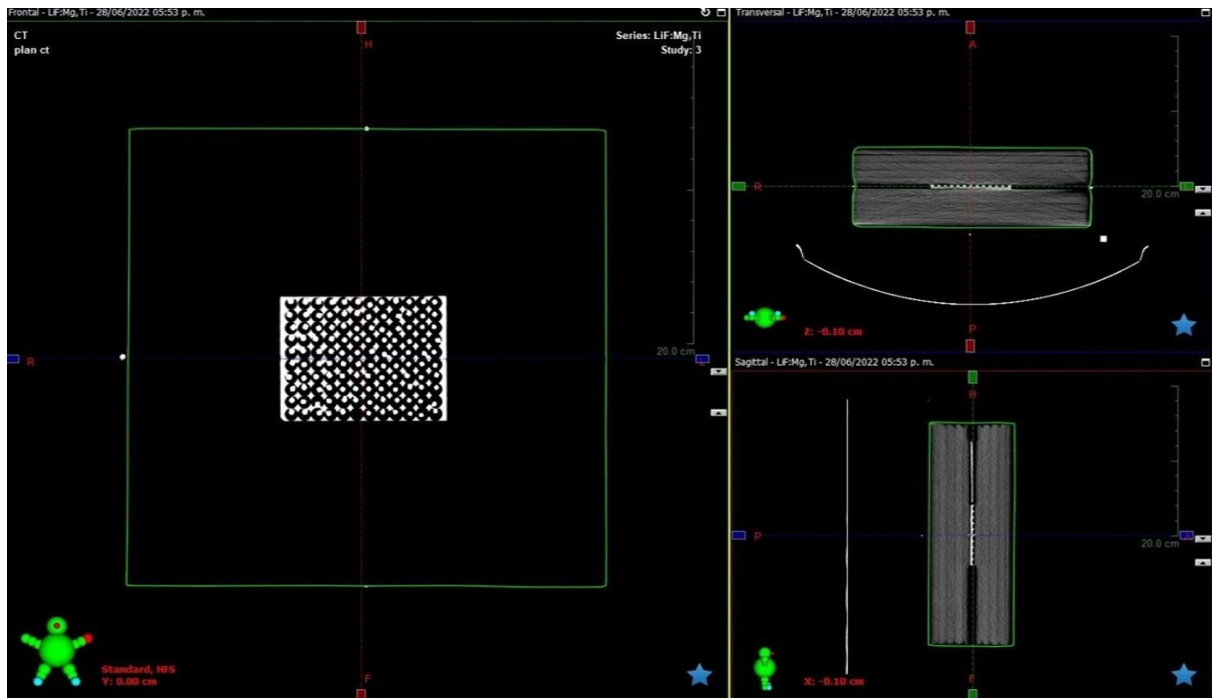
Los parámetros del perfil de temperatura y tiempo (TTP) usados para todas las adquisiciones de la señal TL se presentan en la tabla 3.1. Para el pre calentamiento de los cristales se realiza un tratamiento térmico en un tiempo corto a razón de eliminar las señales inducidas por factores externos; Por otro lado, los valores para el tiempo de adquisición y la tasa de calentamiento se mantuvieron con el fin de obtener una curva de brillo cuya mayor contribución está dada por el pico dosimétrico principal de la señal TL; Finalmente, se estableció una temperatura máxima programada para cada adquisición que permitiera obtener las señales pequeñas que se producen después de alcanzar el pico dosimétrico principal [35].

Tabla 3.1: Parámetros del perfil de temperatura y tiempo para la lectura de los dosímetros.

Parámetro	Valor
Temperatura de pre calentamiento	$50^{\circ}C$
Tiempo de pre calentamiento	$5s$
Tasa de calentamiento	$10^{\circ}C/s$
Temperatura máxima de calentamiento	$350^{\circ}C$
Tiempo de calentamiento	$30s$

3.1.3. Determinación de coeficientes de variación y factores de corrección

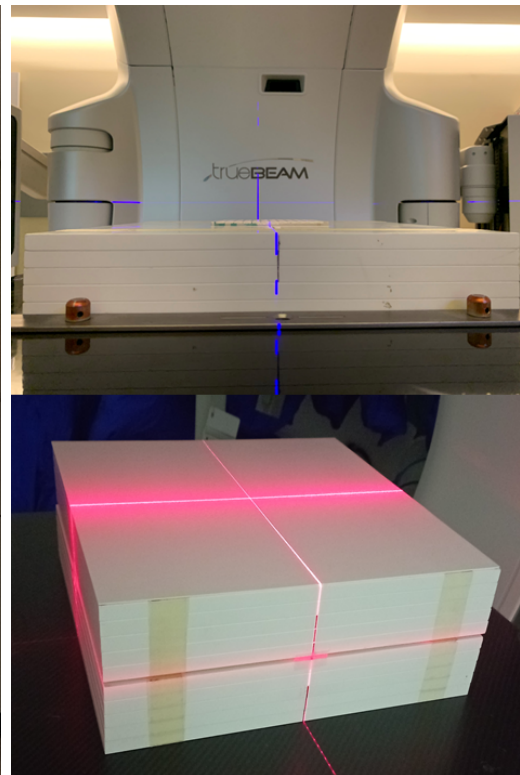
Para todos los ciclos de medición del comisionamiento inicial, se estableció un montaje experimental en condiciones isocéntricas del LINAC, donde se ubicó el porta muestras con los cristales entre 2 placas de agua sólida RW3 PMMA (PTW Dosimetry) a 5,1 cm de profundidad y con 5 cm para retrodispersión, a razón de asumir condiciones de equilibrio electrónico; en la figura 3.4(c) se observa el montaje experimental y en la figura 3.4(a) la tomografía realizada al montaje. Respecto a la disposición del montaje en los aceleradores lineales [71, 77, 78] (figura 3.4(b)), se ubicó el porta muestras con los cristales a una distancia de 100 cm de la fuente (SAD) dentro con un campo de radiación de $10 \times 10 \text{ cm}^2$; la calidad del haz cambió dependiendo de los factores de corrección a obtener.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.4: (a) Vista del montaje experimental desde el TPS. (b) Montaje de irradiación en el acelerador lineal. (c) Disposición del portamuestras con los cristales y las placas de PMMA.

Coefficientes de variación y factores de corrección individuales

Siguiendo los métodos para producción de factores de sensibilidad individuales y de determinación de coeficientes de variación individuales propuestos por Furetta y Weng [2] y por Plato y Miklos [64] respectivamente, se realizaron tres ciclos de medición impartiendo una dosis uniforme por ciclo de 1 cGy a todo el lote de cristales en el acelerador lineal TrueBeam para el campo de referencia [1]: el haz de radiación de 6 MV con filtro aplanador (6X). Los factores de sensibilidad individuales y los coeficientes de variación se calcularon mediante las ecuaciones 2.44 y 2.46 respectivamente.

Factores de calibración para cada tipo de haz

Después del proceso donde se obtuvieron los coeficientes de variación y los factores de corrección individuales se estableció un nuevo lote de dosímetros compuesto por los cristales que presentaron un coeficiente de variación menor al 3 % ($CV < 3\%$) y a los cuales se aplicó el factor de corrección individual. Siguiendo la metodología propuesta por Furetta y Weng para obtener el factor de calibración [73], se dividió el nuevo lote de dosímetros en diez grupos con seis cristales cada uno a razón de irradiar cada grupo a una dosis diferente dentro de un rango de dosis característico de las técnicas de tratamiento y calidad de haz. Finalmente, para cada calidad de haz, se evaluó la respuesta promedio de cada grupo de dosímetros en función de las dosis irradiadas para obtener los factores de calibración mediante ajustes lineales por mínimos cuadrados.

Se obtuvieron factores de calibración para cuatro tipos de haz de los dos aceleradores lineales: 1) Haz de radiación de 6 MV con filtro aplanador (6XFF) del Truebeam, 2) Haz de radiación de 6 MV con filtro aplanador (6XFF) del Artiste, 3) Haz de radiación de 6 MV sin filtro aplanador (6XFFF) del Truebeam y 4) Haz de radiación de 10 MV sin filtro aplanador (10XFFF) del Truebeam. Las formas de las distribuciones de dosis sobre el montaje experimental para cada calidad de haz se observan en las figuras 3.5 y 3.6); de las figuras, se observan las curvas de isodosis para diferentes valores de dosis así como la incidencia del haz sobre los cristales ubicados en el portamuestras. Debido a que las formas de los tipos de haz de radiación difieren según tengan haz aplanador o no, se ubicó cada grupo de dosímetros en el centro del campo de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ a razón de que todos los dosímetros sean irradiados y evitar problemas de condiciones de frontera.

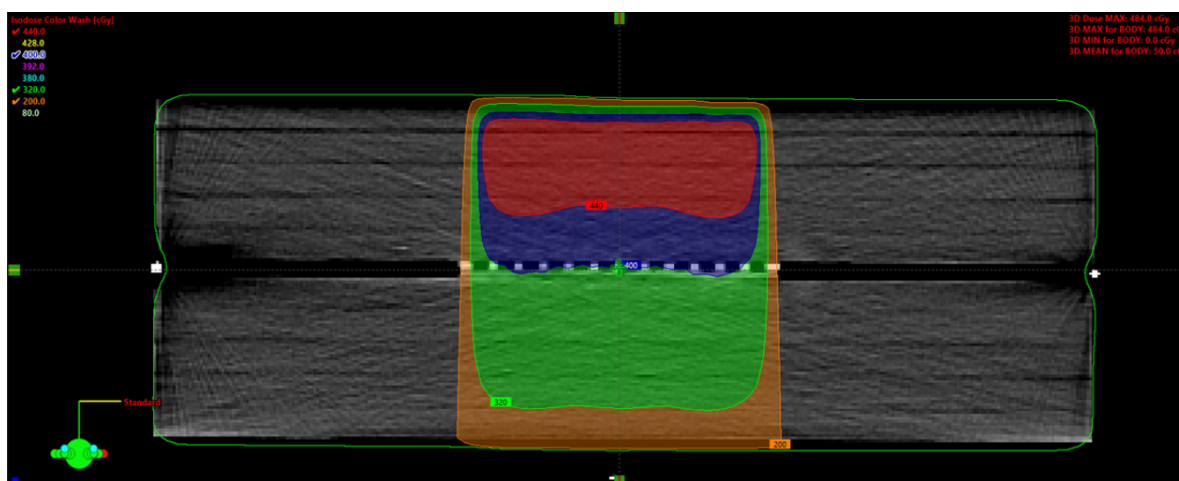
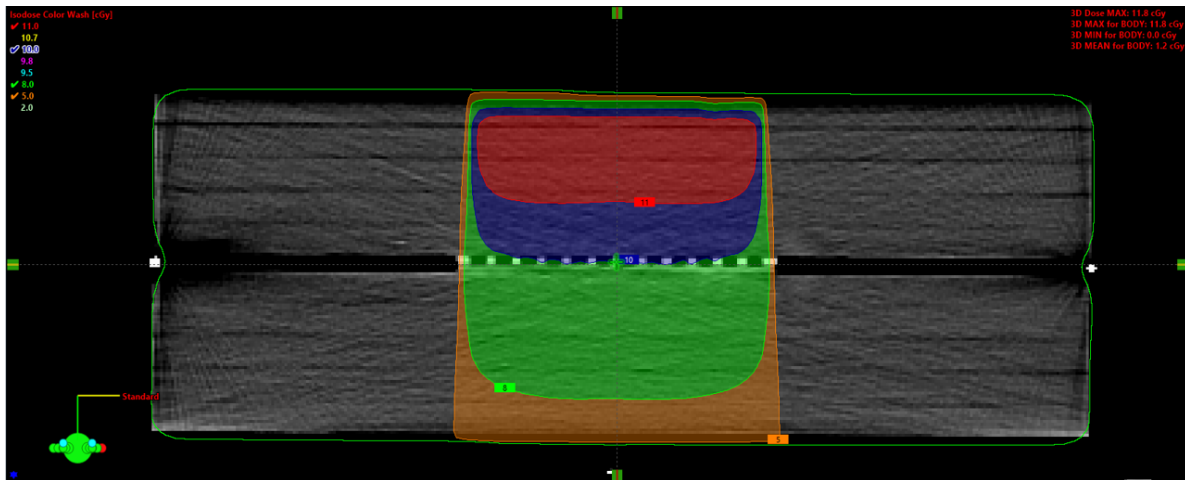
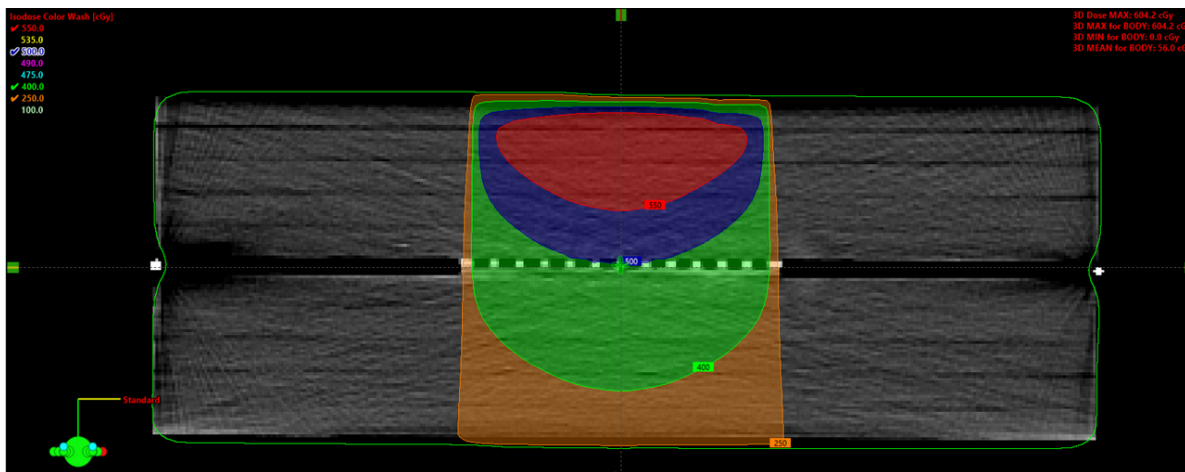


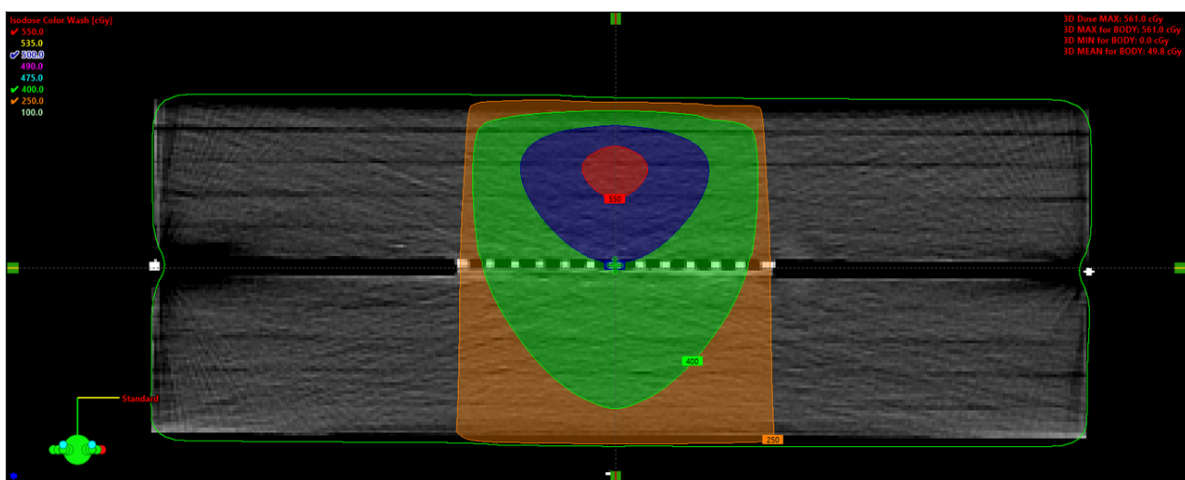
Figura 3.5: Distribución de dosis para el haz de radiación 6XFF del Artiste.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.6: Distribuciones de dosis para los haces de radiación: (a) 6X del TrueBeam. (b) 6FFF del Truebeam. (c) 10FFF del TrueBeam.

3.2. Implementación del sistema

Se implementó el sistema de dosimetría TL en dos técnicas de radioterapia de haz externo para estimación de dosis en OAR y se siguieron los protocolos de cada técnica; se usó un fantoma antropomórfico Rando Alderson Phantom (Radiology Support Devices) el cual simula en proporción, densidad y estructura tridimensional un cuerpo humano permitiendo realizar estimaciones de dosis absorbida en distintos órganos gracias a su material equivalente al tejido biológico (Figura 3.7); adicionalmente, el fantoma está dividido en cortes transversales de 2,5 cm con cavidades que permiten insertar cristales termoluminiscentes para realizar mediciones de dosis absorbida en diferentes regiones dentro del fantoma. En el caso de los dosímetros TL, la dosis se calculó partir de la ecuación 2.43 usando los factores de corrección individuales y de linealidad obtenidos durante el comisionamiento para el tipo de haz usado por cada técnica.

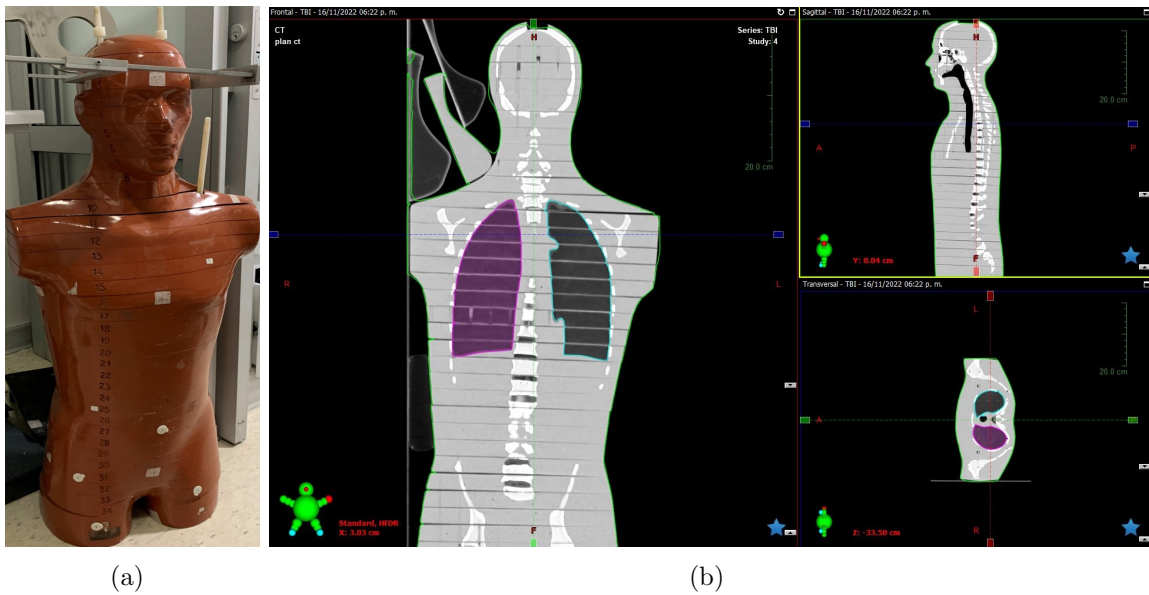


Figura 3.7: (a) Fantoma Rando Alderson Phantom. (b) Vista de la anatomía del fantoma desde el TPS con los pulmones contorneados.

3.2.1. Estimación de dosis en OAR para tratamiento de inmunosupresión en técnica TBI

Se realizaron mediciones de dosis absorbida por distintos OAR para las técnicas de tratamiento TBI anteroposterior (AP/PA) y para TBI bilateral siguiendo los protocolos de cada técnica. Para ambas técnicas se usó el acelerador lineal Artiste con el gantry posicionado a 45° respecto a su eje de rotación, un tamaño de campo de $25 \times 40 \text{ cm}^2$, un tipo de haz de 6XFF y el posicionamiento del paciente a una distancia fuente superficie (SSD) de 400 cm. El cálculo de las unidades monitor correspondientes a la dosis prescrita de 4 Gy se realizó mediante el programa TBI dosimetry del servicio de radioterapia y se monitoreó la dosis entregada al paciente en tiempo real mediante 4 diodos tipo-p ED-15 3G (IBA Dosimetry), calibrados antes de su uso para el tratamiento [79], ubicados en piel sobre bolus de 5mm de espesor que a su vez estaban por encima de los TLD para asumir condiciones de equilibrio electrónico [1]. Respecto a la técnica de TBI bilateral, se evaluó la respuesta de un único dosímetro por cada posición anatómica del fantoma donde se ubican los

diodos, realizando así mediciones en piel del cuello, a derecha e izquierda y del abdomen, a derecha e izquierda. En la figura 3.8 se observa el posicionamiento del fantoma para la irradiación en técnica de TBI bilateral donde se observan los compensadores, el bolus y la disposición de los dos tipos de dosímetros.

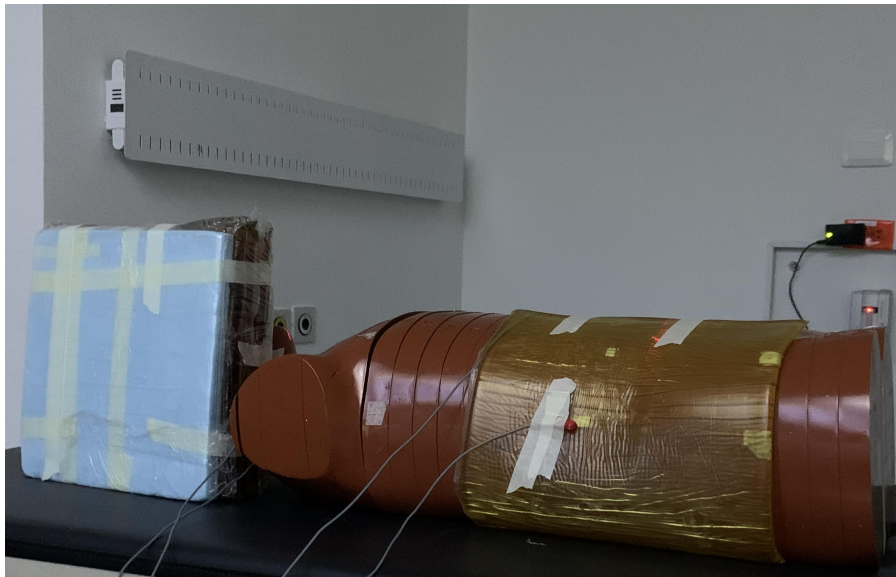


Figura 3.8: Disposición para la técnica TBI bilateral.

Por otro lado, para la técnica de TBI anteroposterior/posteroanterior (AP/PA), se contornearon los pulmones del fantoma a razón de escoger las protecciones pulmonares de cerroben cuya proyección cubriera gran parte del pulmón incluídas las fracciones donde se ubicaron los cristales TL. Para esta técnica se evaluó la respuesta promedio de grupos de cristales ubicados en diferentes posiciones anatómicas del fantoma que corresponden a OAR como: Cristalino del ojo izquierdo y del ojo derecho, pulmón izquierdo y derecho, médula espinal, mediciones en piel del cuello y del abdomen, en posiciones AP/PA. En la figura 3.9 se observa una radiografía donde se observa la proyección de las protecciones pulmonares sobre el fantoma y la disposición experimental para la técnica de irradiación, donde se aprecia la protección pulmonar y el posicionamiento del fantoma respecto al haz.

3.2.2. Estimación de dosis a médula espinal en SBRT cervical

Se colocaron 16 cristales termoluminiscentes en una cavidad que coincide con una fracción de volumen de médula espinal adyacente a la cuarta vertebra cervical (C4). Siguiendo el protocolo de tratamiento de la técnica, se confeccionó una máscara termoplástica de inmovilización para el fantoma y se realizó una tomografía con cortes de 1 mm del fantoma. Mediante el TPS (figura 3.10), se contorneó la cuarta vertebra cervical (PTV) y los OAR, entre ellos la fracción de volumen de médula espinal donde se ubicaron los cristales dado que es una estructura a preservar en el tratamiento, tal y cómo se establece en el ICRU 91 [80]; por otro lado, se establecieron los parámetros usados durante el tratamiento realizado en el acelerador lineal TrueBeam utilizando 2 arcos dinámicos con giros de gantry (181-179 ccw y cw), un tipo de haz de 6XFFF, con una dosis prescrita de 30 Gy en 3 fracciones (30Gy/3fx), se realizaron los cálculos de dosis y la simulación del tratamiento, de la cual se obtuvo un histograma dosis-volumen (figura 3.11(a)). Para cada sesión del tratamiento, el

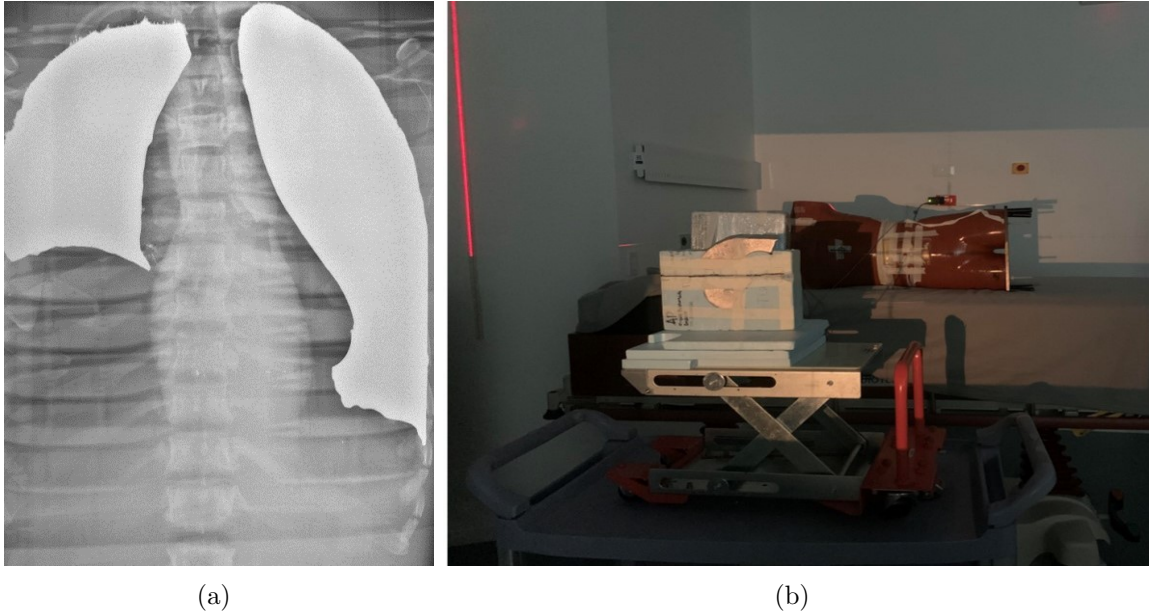


Figura 3.9: (a) Radiografía de tórax con la proyección de las protecciones pulmonares sobre el fantoma. (b) Disposición para la técnica TBI AP/PA.

fantoma se colocó en la mesa del acelerador lineal Truebeam STx (figura 3.11(b)) preposicionándolo con imágenes del Cone Beam CT (CBCT, por sus siglas en inglés) del equipo y del sistema de preposicionamiento y control de movimiento ExacTrac (Brainlab) (figura 3.11(c)); del procedimiento anterior, se corrigieron desplazamientos mínimos y se validó la precisión del posicionamiento mediante otra imagen del CBCT. La dosis absorbida por los cristales termoluminiscentes en cada fracción se obtuvo siguiendo el protocolo para ciclos de medición y se comparó con el valor de dosis calculado por el TPS para cada fracción del tratamiento.

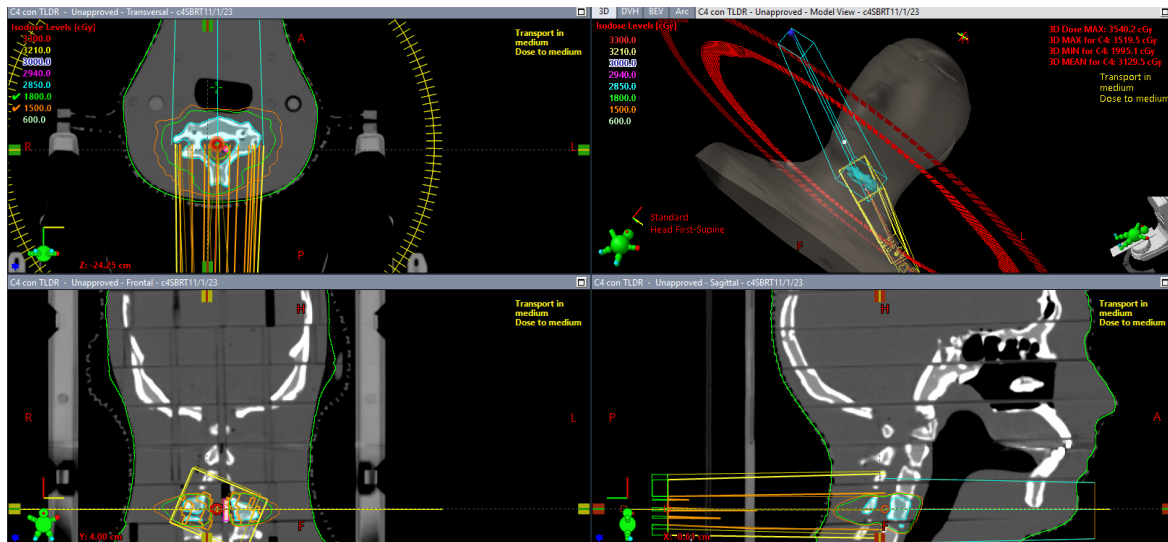
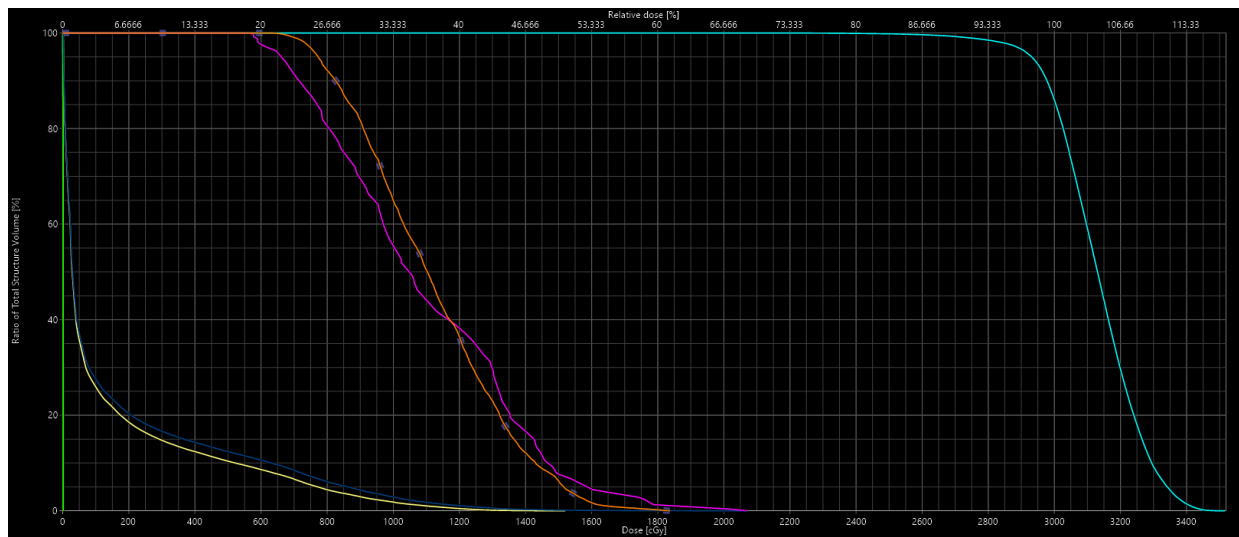


Figura 3.10: Plan de tratamiento para la cuarta vertebra cervical del fantoma en el TPS Eclipse.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.11: (a) Histograma dosis-volumen del tratamiento. (b) Posicionamiento del fantoma con la máscara termoplastica y los dispositivos necesarios para la inmovilización total. (d) Imágenes de posicionamiento del fantoma para la SBRT mediante el sistema ExacTrac.

Resultados y análisis

4.1. Adquisición de la señal TL

La figura 4.1 muestra dos de las más de setecientas curvas de brillo obtenidas mediante el programa WinRems durante todos los ciclos de medición realizados.

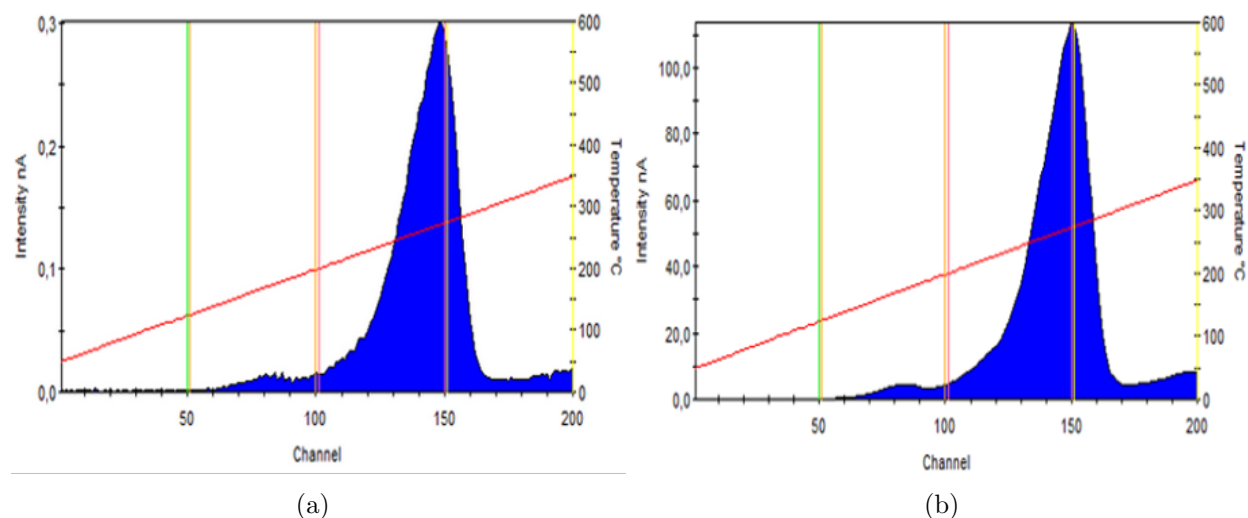


Figura 4.1: Curvas de brillo características de los TLD obtenidas para diferentes dosis: (a) Irradiación a 1cGy. (b) Irradiación a 400 cGy.

En ambas gráficas de la figura 4.1, las cuales representan la respuesta de la señal TL ante irradiaciones a diferentes dosis, se evidencia el aumento lineal de la temperatura durante las adquisiciones de la señal TL a una tasa de calentamiento constante y la forma asimétrica de la curva de brillo característica de los TLD-100. La notoria diferencia entre las dos curvas de brillo es el ruido en la señal que se observa en la primera gráfica, esto debido a que la sensibilidad del dosímetro ante irradiaciones en este rango de dosis da lugar a que la respuesta de la señal TL se vea potencialmente afectada por contribuciones de la radiación de fondo.

Todas las curvas de brillo obtenidas presentan una forma similar en donde el pico dosimétrico principal de la señal TL se obtiene en un rango de temperatura máxima de calentamiento entre 250°C y 260°C , por lo cual es posible inferir que la temperatura máxima tiende a ser independiente de la dosis suministrada al dosímetro. Respecto a la incidencia de los parámetros del perfil de temperatura y tiempo para la lectura de los TLD sobre la adquisición de la señal TL, se resalta la importancia de escoger parámetros que permitan evitar señales inducidas por factores externos mediante un pre calentamiento adecuado y obtener una curva de brillo cuya contribución está dada por todos los picos del espectro priorizando el pico dosimétrico principal de la señal TL. Adicionalmente, la respuesta de los dosímetros ante las distintas dosis permiten validar la relación de proporcionalidad entre el número de portadores de carga atrapados inicialmente n_0 , la cantidad de fotones emitidos por los TLD y la altura de la curva de brillo.

4.2. Comisionamiento del sistema

4.2.1. Factores de corrección individuales y coeficientes de variación

En la figura 4.2 se muestran las distribuciones de los datos obtenidos durante los ciclos de medición realizados durante el proceso de comisionamiento.

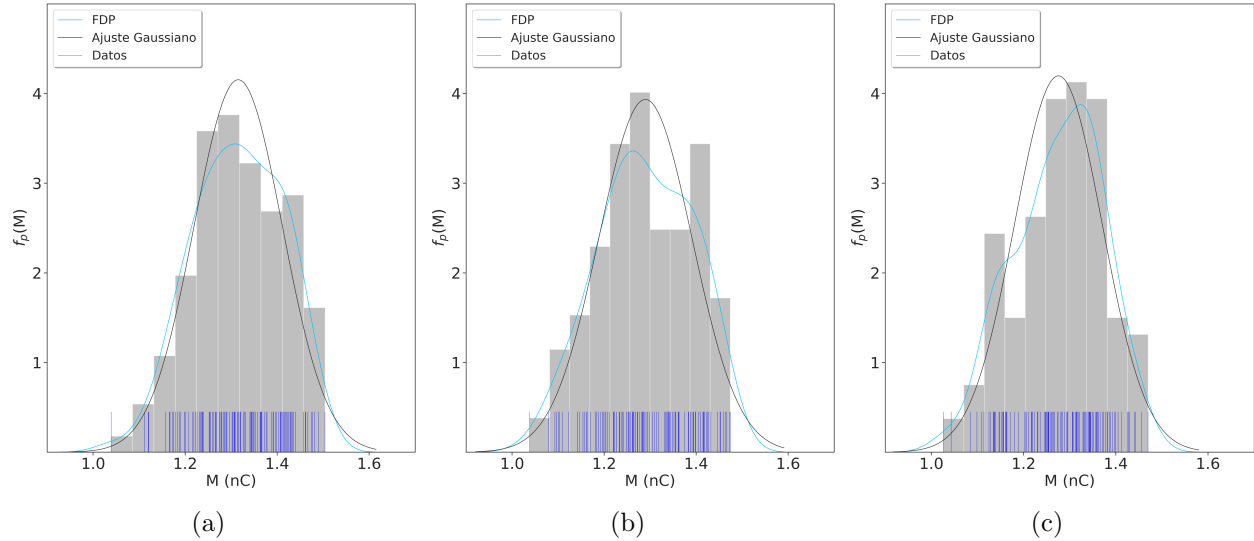


Figura 4.2: Distribuciones de probabilidad correspondientes a las mediciones de señal TL realizadas para obtener los coeficientes de variación y los factores de corrección individuales: (a) Primer ciclo de medición. (b) Segundo ciclo de medición. (c) Tercer ciclo de medición.

En las tres gráficas no se presentan distribuciones normales, lo cual es evidente debido a la asimetría de cada respectiva función distribución de probabilidad. Sin embargo, la importancia de la distribución de los valores de carga obtenidos radica en que para obtener factores de corrección individuales y coeficientes de variación mediante irradiaciones a bajas dosis, la dispersión de los datos respecto al valor medio debe presentar una estabilidad durante los ciclos de medición; con base en lo anterior y en la desviación estándar para cada una de las tres mediciones ($\sigma \approx 0,1$), los datos

obtenidos son adecuados de acuerdo con el propósito de los parámetros individuales calculados a partir de ellos.

En la figura 4.3 se muestra la dispersión de los factores de sensibilidad individuales $K_{s,i}$ obtenidos durante el proceso de comisionamiento.

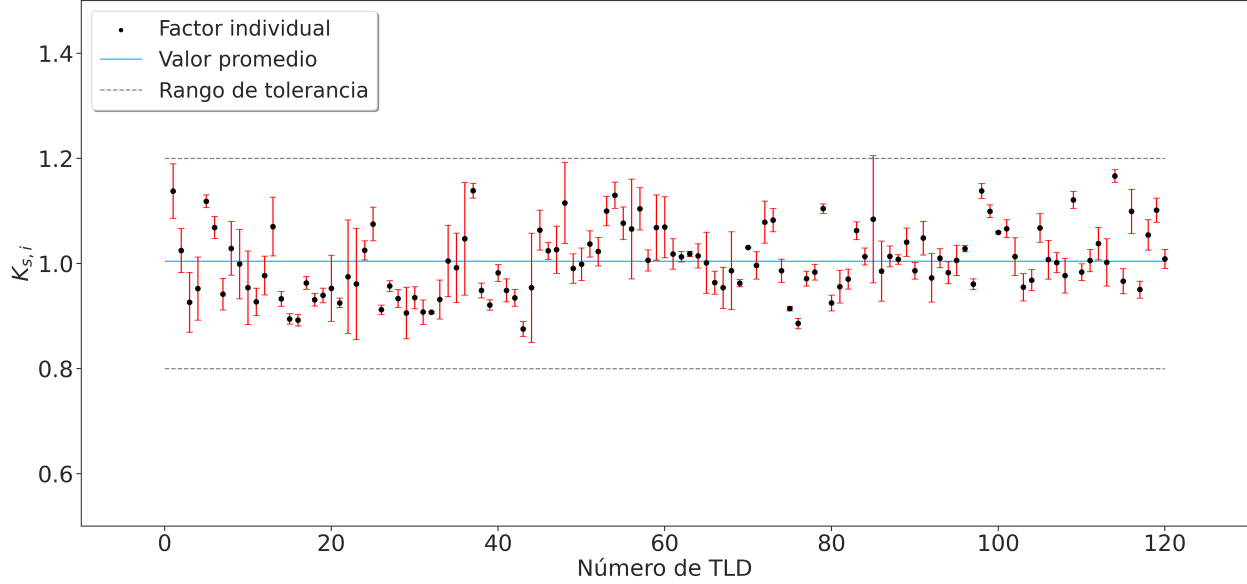


Figura 4.3: Factores de sensibilidad individuales de los dosímetros TL obtenidos durante el comisionamiento del sistema.

En la figura 4.3 se observa que todos los cristales tienen un factor de sensibilidad intrínseco distinto, esto debido a las variaciones en las concentraciones y en las distribuciones de defectos cristalinos en la red que presentan los TLD. Producto de la elección, reproducibilidad y estabilidad del tratamiento térmico de borrado usado, la distribución de los factores de sensibilidad individuales al rededor de su valor promedio ($\overline{K_{s,i}} = 0,999$) se encuentra dentro de los límites de tolerancia para este factor, los cuales corresponden a las desviaciones del 20 % respecto a la unidad [2]. El comportamiento de los factores de sensibilidad coincide con lo reportado por Faundez [77] en su estudio de la dependencia del factor de sensibilidad con el tratamiento térmico de borrado, donde se obtuvo que la distribución de los factores presenta una menor desviación respecto a su valor medio dentro de los límites de tolerancia mencionados, al elegir un tratamiento térmico de borrado con un ciclo de alta temperatura de 400°C respecto a otro tratamiento de borrado.

Respecto a los criterios de selección de un sublot de dosímetros durante el comisionamiento, en la literatura [1, 2, 64, 77, 81] se presentan distintas consideraciones para descartar dosímetros con base en su factor de sensibilidad individual o en su coeficiente de variación individual; en general, existe un consenso sobre los valores de los límites de tolerancia para cada factor, de modo que estos pueden variar dependiendo de distintos factores como la dosis irradiada, la energía del haz de incidencia y la sensibilidad que requiere tanto el dosímetro como el equipo lector para una aplicación clínica específica. De lo anterior, algunos autores sugieren usar dosímetros cuyo factor de sensibilidad presenta una desviación respecto a la unidad menor al 20 % o acotar los límites de tolerancia, lo cual en principio aumentaría la precisión en la medición del lote. Sin embargo, una evaluación de la incertidumbre estándar combinada de cada factor de sensibilidad permite deducir que el criterio de selección de dosímetros más apropiado es el de coeficientes de variación

debido a que si bien algunos factores de sensibilidad presentan una desviación mínima respecto a la unidad, presenta una dispersión considerable de los datos durante las mediciones, reflejada en la desviación estándar y a su vez en la incertidumbre. Con base en lo anterior y por como se obtienen los coeficientes de variación, es claro que los dosímetros con un coeficiente de variación menor al 3 % están asociados a factores de sensibilidad con una incertidumbre en la medida baja.

La figura 4.4 muestra la dispersión de los coeficientes de variación individuales CV obtenidos durante el proceso de comisionamiento.

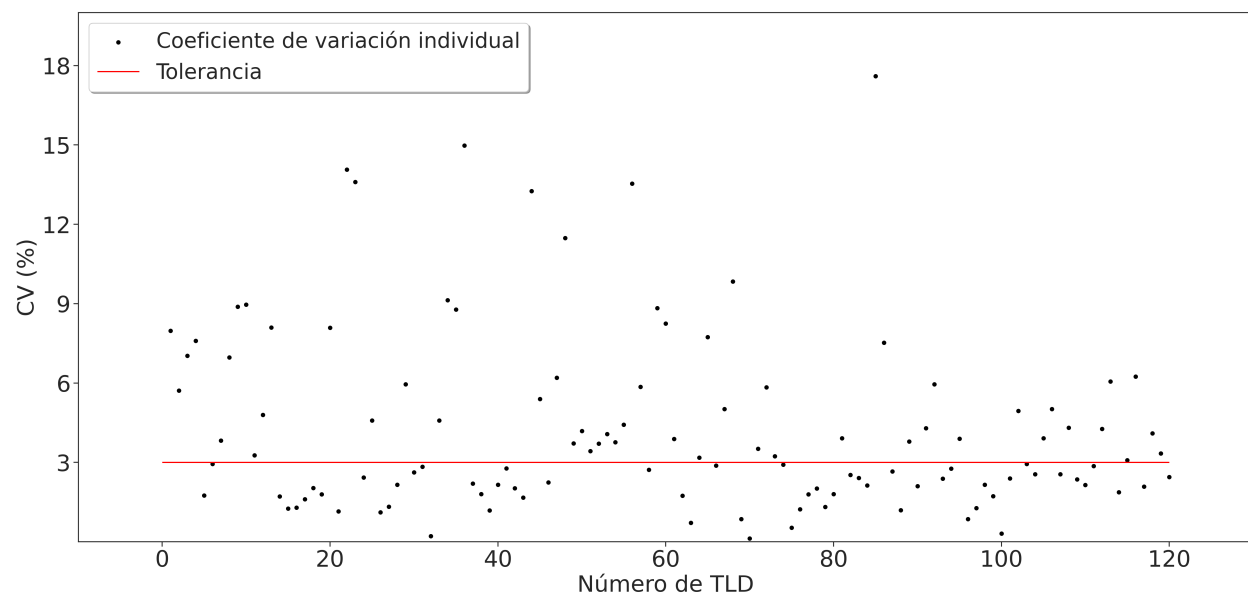


Figura 4.4: Coeficientes de variación individuales de los cristales termoluminiscentes obtenidos durante el comisionamiento del sistema.

La figura 4.4 muestra que la mitad de los coeficientes de variación individuales se encuentran por debajo de la tolerancia establecida del 3 %, en tanto que la otra mitad supera ese valor. Bajo este criterio, seleccionado debido al uso específico del sistema en radioterapia de haz externo, se seleccionaron 60 dosímetros para obtener las curvas de calibración de cada tipo de haz y llevar a cabo la implementación del sistema, a pesar de que en general se considera seleccionar dosímetros con un coeficiente de variación menores al 5 %.

Las irradiaciones durante los tres ciclos de medición se realizaron a una dosis considerablemente baja (1 cGy) respecto a las usadas en la radioterapia de haz externo debido a la respuesta que presentan los TLD-100 a bajas dosis; de acuerdo a lo anterior, los coeficientes de variación, que dependen altamente de la dosis suministrada al dosímetro[2], presentan valores altos permitiendo reducir el número de dosímetros seleccionados y aumentando la precisión del sistema, en comparación a si se irradian los TLD con una dosis usual en la práctica clínica de enfoque.

4.2.2. Factores de linealidad para cada tipo de haz

La figura 4.5 muestra los ajustes lineales realizados a las curvas de calibración obtenidas durante el proceso de comisionamiento al evaluar la respuesta de los dosímetros en un rango característico de dosis para cada tipo de haz.

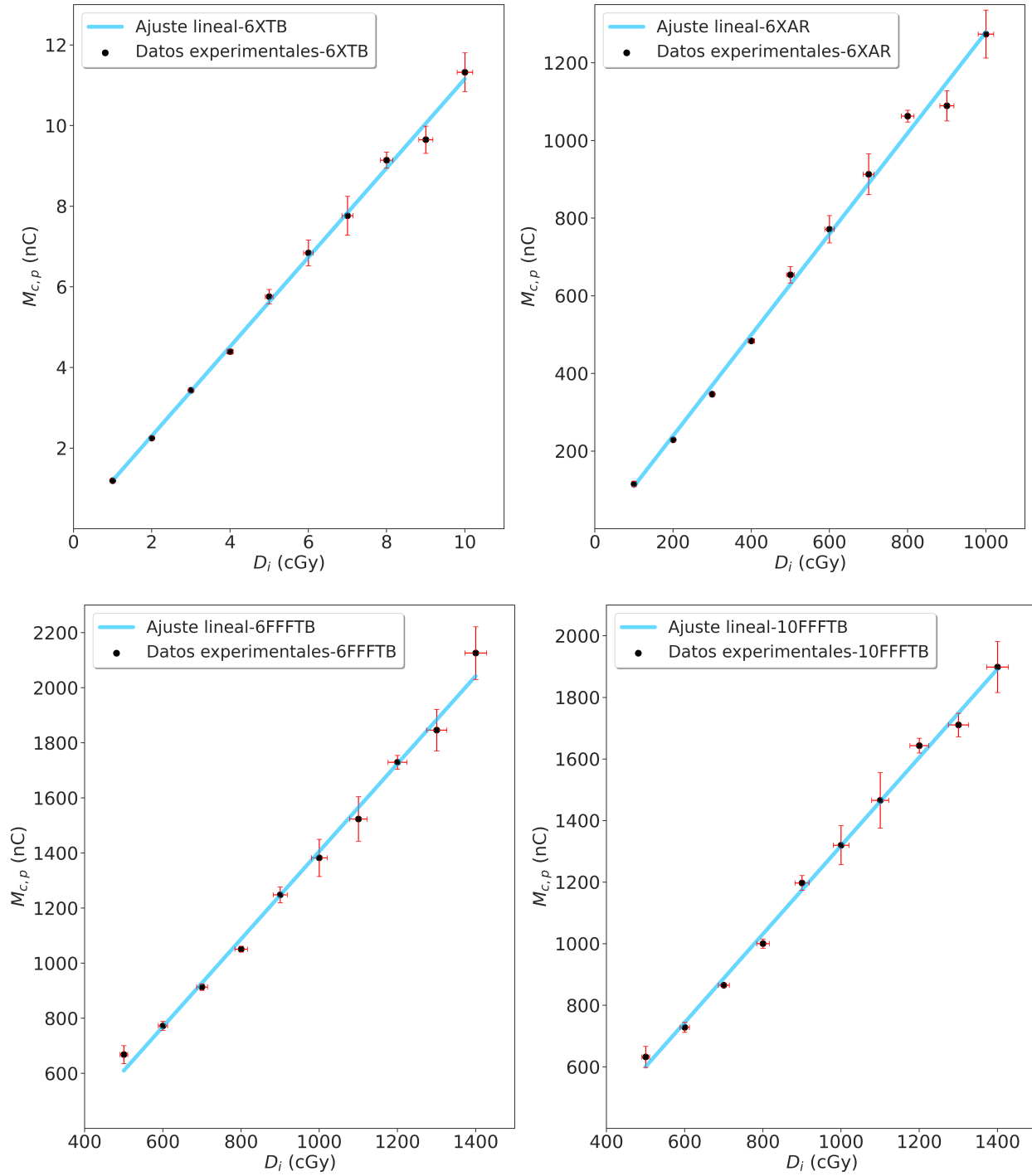


Figura 4.5: Curvas de calibración y ajustes lineales para cada tipo de haz.

En la figura 4.5 se muestra que para todos los haces la respuesta de la señal TL presenta una tendencia lineal respecto a la dosis suministrada en el rango de $1cGy - 14Gy$, tal que, las curvas de calibración evidencian un comportamiento esperado dentro del rango de respuesta lineal ($10\mu Gy - 10Gy$) reportado por varios autores [71, 75, 81]; en sus resultados se observa que para dosis irradiadas mayores a $10Gy$ los TLD-100 presentan una respuesta supralineal, lo cual no se evidenció en el comportamiento de las curvas de calibración obtenidas de los haces sin filtro aplanador y por ende no fue necesario realizar un ajuste cuadrático adicional.

Por otro lado, la mayoría de las incertidumbres de los valores promedio ($M_{c,p}$) para dosis $\geq 10Gy$ son considerablemente altas respecto a los valores promedio correspondientes a dosis $\leq 10Gy$, de lo cual es posible inferir que la variación en la respuesta de los TLD irradiados a dosis $\geq 10Gy$ es producto de efectos adicionales, asociados al rango inicial de respuesta supralineal, los cuales no influyen para irradiaciones en el rango de respuesta lineal de los TLD.

De los ajustes lineales realizados a las curvas de calibración y mediante la ecuación 2.47, se obtuvieron los parámetros presentados en la tabla 4.1, donde K_L es el factor de linealidad, M_0 es un factor de ajuste correspondiente a la señal de fondo intrínseca del lote respecto al rango de dosis irradiada y R^2 el coeficiente de correlación de Pearson.

Tabla 4.1: Parámetros obtenidos mediante ajustes lineales para cada tipo de haz.

Equipo	Tipo de haz	Rango de dosis (cGy)	K_L (cGy/nC)	$M_0(cGy)$	R^2
TrueBeam	6XFF	1 – 10	$0,903 \pm 0,017$	$0,087 \pm 0,128$	0,997
	6FFF	500 – 1400	$0,628 \pm 0,019$	$186,110 \pm 48,214$	0,993
	10FFF	500 – 1400	$0,697 \pm 0,015$	$117,197 \pm 30,406$	0,996
Artiste	6XFF	100 – 1000	$0,770 \pm 0,020$	$20,423 \pm 15,909$	0,994

De los factores de linealidad K_L obtenidos para cada tipo de haz, se puede observar cómo estos valores disminuyen a medida que aumenta el rango de dosis; este comportamiento evidencia como decrece la respuesta lineal de los TLD a medida que la dosis aumenta. El factor de linealidad obtenido para el rango de ($1cGy - 10cGy$), el cual presenta un valor cercano a la unidad, coincide con lo descrito por Kry, et al. [1] para un factor de linealidad obtenido en el campo de referencia (6XFF) ante una exposición a dosis bajas. De igual forma, cabe resaltar la diferencia entre los factores de linealidad obtenidos para los dos tipos de haces sin filtro aplanador dado que los TLD se irradiaron en el mismo rango de dosis ($5Gy - 14Gy$) permitiendo observar la variación debido al tipo de haz y su energía. Se puede concluir entonces que este factor de corrección representa el cambio en la sensibilidad de la respuesta del cristal ante la calidad del haz, su energía y la dosis suministrada.

4.3. Implementación del sistema de dosimetría TL

4.3.1. Estimación de dosis en OAR para tratamiento de inmunosupresión mediante técnica TBI

La figura 4.6 muestra los valores de dosis obtenidos producto de las mediciones de la dosimetría in vivo en OAR para técnicas TBI Bilateral y TBI AP/PA mediante los TLD y los diodos.

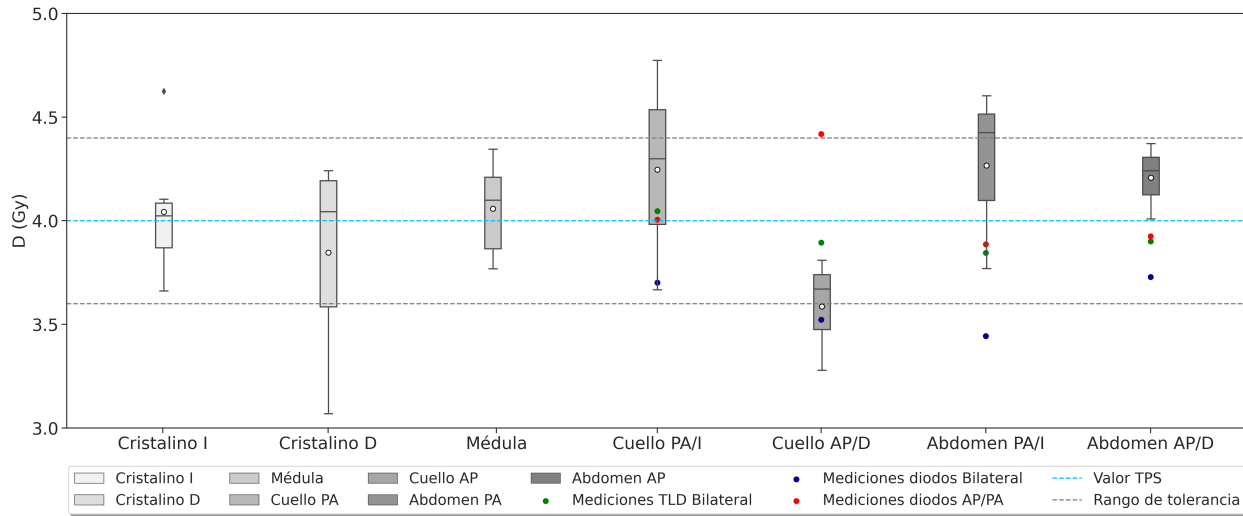


Figura 4.6: Valores de dosis obtenidos de las mediciones de la dosimetría in vivo en OAR para técnicas TBI Bilateral y TBI AP/PA mediante el uso de TLD-100 y diodos.

En la figura 4.6, para ambas técnicas la dosis obtenida mediante un único dosímetro TL o un único diodo se representa a través de un punto de datos. En tanto que, para la técnica TBI AP/PA la dosis obtenida se presenta a través de diagramas de caja debido a que se realizaron mediciones con grupos de dosímetros TL por cada OAR.

Los diagramas de caja muestran que las distribuciones asimétricas de los valores de dosis obtenidos se encuentran mayoritariamente dentro del rango de tolerancia del 10 %, de manera que la dispersión de los datos respecto a cada valor medio permite inferir que la homogeneidad de la dosis única suministrada es apta para la técnica de tratamiento TBI AP/PA y sus estándares clínicos. En cuanto a los valores individuales de dosis obtenidos mediante los dosímetros TL, todos se encuentran dentro del rango de tolerancia del 10 % y su comportamiento respecto a la dosis prescrita para la técnica de tratamiento TBI Bilateral resulta ser más estable que el presentado por los valores que reportan los diodos.

Con base en lo anterior, si bien ambas formas de medición con TLD cumplen su función, el uso de grupos de dosímetros brinda mayor información sobre la eficiencia del sistema de dosimetría TL y la dosis medida en cada sitio, como en el caso de las mediciones en piel (cuello y abdomen) donde la distribución de los datos refleja la sobreestimación y la subestimación de la dosis producto del alto gradiente de dosis en la interfaz superficie-aire; sin embargo, cabe resaltar que el uso de bolus para posicionar los TLD en una región de menor gradiente permitió obtener valores de dosis con una precisión dentro de la tolerancia respecto al valor calculado por el TPS, tal y como lo sugiere Kry, et al. en el TG-191 de la AAPM [1].

En la tabla 4.2 se presentan los valores medios de dosis obtenidos para la técnica TBI AP/PA y los valores de dosis única obtenidos para la técnica TBI Bilateral, así como los porcentajes de desviación entre la dosis prescrita calculada por el TPS y los valores de dosis obtenidos mediante los dos tipos de dosímetros usados.

Tabla 4.2: Resultados de la estimación de dosis en OAR y desviación respecto a la dosis calculada por el TPS en la técnica de irradiación corporal total.

Técnica	Posición	$D_{TPS}(Gy)$	$D_{TLD}(Gy)$	$D_{Diodos}(Gy)$	Desviación $_{TLD,TPS}(\%)$	Desviación $_{DIO,TPS}(\%)$
TBI Bilateral	Abdomen Izq	$4,00 \pm 0,08$	$3,84 \pm 0,12$	$3,44 \pm 0,07$	3,88	13,90
	Abdomen Der	$4,00 \pm 0,08$	$3,91 \pm 0,10$	$3,73 \pm 0,07$	2,28	6,80
	Cuello Izq	$4,00 \pm 0,08$	$4,05 \pm 0,05$	$3,70 \pm 0,06$	1,19	7,45
	Cuello Der	$4,00 \pm 0,08$	$3,89 \pm 0,11$	$3,52 \pm 0,09$	2,63	11,93
TBI AP/PA	Abdomen PA	$4,00 \pm 0,08$	$4,26 \pm 0,32$	$3,87 \pm 0,03$	6,51	2,85
	Abdomen AP	$4,00 \pm 0,08$	$4,22 \pm 0,14$	$3,93 \pm 0,06$	5,43	1,88
	Cuello PA	$4,00 \pm 0,08$	$4,25 \pm 0,40$	$4,01 \pm 0,06$	6,20	0,13
	Cuello AP	$4,00 \pm 0,08$	$3,60 \pm 0,21$	$4,42 \pm 0,05$	9,98	10,45
	Cristalino Izq	$4,00 \pm 0,08$	$4,04 \pm 0,17$		0,92	
	Cristalino Der	$4,00 \pm 0,08$	$3,84 \pm 0,25$		3,95	
	Canal medular	$4,00 \pm 0,08$	$3,89 \pm 0,12$		2,63	

Las desviaciones entre los valores de dosis obtenidos con los TLD y el valor de la dosis prescrita son inferiores al 10 % de tolerancia que precisa la técnica para validar la homogeneidad de la distribución de dosis entregada; a su vez, el 37,5 % de los valores de dosis obtenidas con los diodos presentan una desviación mayor al 10 %. Por ende, las estimaciones de dosis mediante los TLD y sus desviaciones respecto a la dosis prescrita calculada por el TPS, respaldan el uso del sistema de dosimetría TL para dosimetría in vivo en la técnica TBI.

Adicionalmente, en la tabla 4.3 se consignan los valores de dosis obtenidos de los TLD ubicados en los pulmones del fantoma antropomórfico ante el uso de protecciones pulmonares de cerrobend que atenúan el haz incidente.

Tabla 4.3: Resultados de la estimación de dosis en pulmones para la técnica TBI AP/PA con el uso de protecciones pulmonares.

Posición	$D_{TLD}(Gy)$	$D_{TPS}(Gy)$
Pulmón Izq	$0,82 \pm 0,02$	$4,00 \pm 0,08$
Pulmón Der	$0,74 \pm 0,02$	$4,00 \pm 0,08$

De los valores obtenidos, se puede ver que la dosis entregada a los pulmones corresponde al 22 % y al 18 % de la dosis única suministrada. Teniendo en cuenta que bajo los objetivos del tratamiento de inmunosupresión mediante la técnica TBI AP/PA la protección pulmonar resulta primordial al tratarse de un órgano radiosensible, la estimación de dosis absorbida en los pulmones con TLD permite inferir que se cumple con los estándares clínicos establecidos. Respecto a la fracción de dosis medida, la mayor parte se debe a la radiación dispersa producto de la interacción con la composición interna del fantoma, específicamente con su cavidad torácica; otros factores que contribuyen en menor medida son la divergencia del haz de radiación y la ausencia de aire en el fantoma.

4.4. Estimación de dosis a médula espinal en SBRT cervical

La figura 4.7 muestra los valores de dosis a médula espinal obtenidos para las tres fracciones del tratamiento de vertebra cervical (C4) mediante la técnica SBRT.

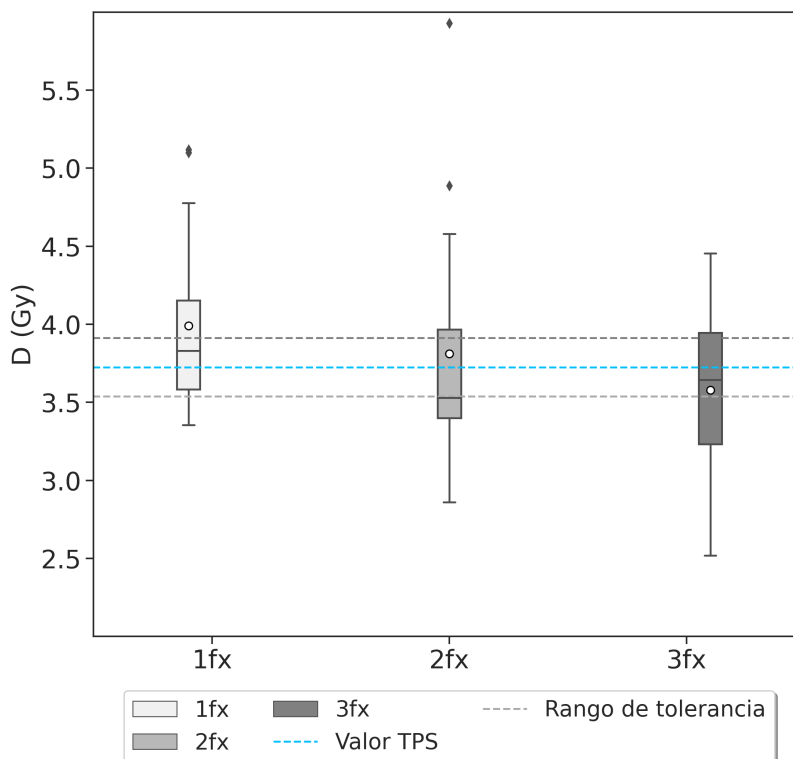


Figura 4.7: Valores de dosis a médula espinal obtenidos para las tres fracciones del tratamiento de vertebra cervical (C4) mediante la técnica SBRT.

De la figura 4.7 se observa que la distribución de los valores de dosis obtenidos en las mediciones realizadas para las tres fracciones del tratamiento refleja la considerable dispersión de los datos respecto a cada valor medio, de modo que el sistema de dosimetría TL requiere mayor precisión ante este tipo de mediciones en técnica SBRT aún cuando satisface parcialmente lo establecido respecto a la tolerancia del 5% que requiere la técnica. Respecto a los valores atípicos que se presentan, estos se atribuyen a cristales mal posicionados dentro del fantoma evidenciando la sensibilidad de los TLD-100 ante este tipo de factores.

Por otro lado, las imágenes de CBCT y del sistema de preposicionamiento ExacTrac permitieron lograr una precisión submilimétrica (figura 3.11(b)) para el posicionamiento que cumple con los estándares de calidad requeridos para este tipo de técnica y su contribución de dosis no aporta una fracción considerable a la estimación realizada para el tratamiento mediante los TLD; lo anterior se debe a la baja sensibilidad del tipo de dosímetro TL a rayos X de bajas dosis, sumado a la atenuación de este tipo de haz por las estructuras que componen el fantoma tal que los fotones producidos por potenciales aceleradores bajos no generan un número de interacciones Compton que permitan excitar la estructura del cristal TL.

Los valores promedio de dosis obtenidos mediante el sistema de dosimetría TL para la técnica SBRT y los porcentajes de desviación respecto a la dosis prescrita calculada por el TPS se presentan en la tabla 4.4.

Tabla 4.4: Resultados de la estimación de dosis en médula espinal y desviación respecto a la dosis calculada por el TPS en la técnica de radioterapia corporal estereotáctica.

Fracción	$D_{TLD}(Gy)$	$D_{TPS}(Gy)$	Desviación porcentual (%)
Primera	$3,99 \pm 0,14$	$3,73 \pm 0,22$	7,13
Segunda	$3,81 \pm 0,20$	$3,73 \pm 0,22$	2,30
Tercera	$3,58 \pm 0,14$	$3,73 \pm 0,22$	3,97

En mediciones fuera de la colimación del haz de tratamiento de vertebra cervical mediante técnica de tratamiento SBRT, la dosis absorbida por la fracción de volumen de médula espinal presentó un margen de desviaciones respecto a la dosis planeada por fracción en el TPS entre 2% y 7%, superando así en una fracción el rango de tolerancia establecido del 5%. La respuesta de los TLD respecto a la dosis prescrita manifiesta la diferencia entre las condiciones de calibración y las condiciones de irradiación experimentales en este caso, donde el espectro de energía fuera de la colimación del haz es menor respecto al del haz colimado al PTV, teniendo en cuenta que los factores de corrección de los TLD se obtuvieron para condiciones dentro de la colimación del haz.

Para esta técnica, resulta fundamental preservar los OAR debido al alto gradiente de dosis y las distribuciones heterogéneas de dosis que presenta, por ende, es relevante no superar las restricciones de dosis. Ante esto, es importante resaltar que los valores de dosis estimados están por debajo de las restricciones de dosis establecidas en la literatura [42, 45, 82], de donde se resalta el constraint sugerido por Benedict et al. en el TG-101 de la AAPM para este órgano durante un tratamiento bajo la técnica SBRT a 3 fracciones, cuyo valor es de $4,1 Gy/fx$.

La importancia de la estimación de dosis realizada radica principalmente en la validación de que la dosis prescrita suministrada al tejido sano de la médula espinal cumple con los estándares clínicos institucionales. Este órgano es de particular atención cuando se trata como un OAR en tratamientos con distribuciones heterogéneas de dosis ya que su radiosensibilidad depende de la estructura de su tejido, modelada como un tejido en serie, en donde al afectar una de sus subunidades funcionales se afecta la funcionalidad del órgano completo [39].

Conclusiones

Se comisionó y se implementó un sistema de dosimetría termoluminiscente para estimar la dosis absorbida a OAR en las técnicas de tratamiento SBRT y TBI. Con base en lo anterior, se llegó a las siguientes conclusiones:

- Del comisionamiento del sistema TL bajo un método con enfoque en alta eficiencia, se caracterizó el sistema de dosimetría, se estableció un protocolo para los ciclos de medición acorde al enfoque clínico de la implementación y se calibraron los TLD-100 mediante la obtención de factores de corrección.
- Respecto a la implementación del sistema en la técnica TBI para el tratamiento de inmunosupresión, las desviaciones entre las estimaciones de dosis con los TLD y el valor de la dosis prescrita son inferiores al 10% de tolerancia que precisa la técnica para validar la homogeneidad de la distribución de dosis entregada, por ende, se evidencia el valor y la aplicabilidad de la dosimetría TL para evaluar la precisión del procedimiento y realizar una estimación de incertidumbres en el tratamiento, posicionando el sistema como una verificación de garantía de la calidad de la técnica acorde a los estándares clínicos institucionales.
- De la estimación de dosis a médula espinal en SBRT cervical, los valores de dosis obtenidos presentaron un margen de desviación respecto a la dosis prescrita por fracción en el TPS entre 2% y 7% lo cual sugiere que los TLD son bastante sensibles ante las condiciones de irradiación, sin embargo, los resultados obtenidos verifican que la dosis suministrada a la médula espinal no supera el valor de restricción de dosis.

5.1. Perspectivas

Producto de este trabajo surgen dos enfoques principales para el uso clínico del sistema de dosimetría TL. En primer lugar, es fundamental agregar el sistema de dosimetría dentro del programa institucional de detectores de radiación ionizante con el fin de establecer pruebas periódicas de control de calidad propias del sistema. En segundo lugar, a razón de mejorar la precisión y la exactitud del sistema se debe considerar su uso bajo un método con enfoque en alta precisión propuesto por Kry et al. en el TG-191 de la AAPM [1] en donde se consideren los distintos factores de corrección que permiten mejorar el nivel de confianza en las mediciones.

Apéndice A

Resultados de mediciones en el proceso de comisionamiento

Tabla A.1: Mediciones de la masa de los cristales termoluminiscentes.

$(m \pm 0,0001)g$	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l
1	0,0240	0,0238	0,0239	0,0239	0,0238	0,0235	0,0237	0,0236	0,0239	0,0238	0,0235	0,0244
2	0,0236	0,0240	0,0240	0,0236	0,0239	0,0238	0,0238	0,0236	0,0238	0,0244	0,0240	0,0244
3	0,0241	0,0242	0,0240	0,0237	0,0241	0,0241	0,0241	0,0235	0,0240	0,0241	0,0242	0,0244
4	0,0236	0,0241	0,0241	0,0243	0,0241	0,0238	0,0239	0,0234	0,0236	0,0240	0,0241	0,0240
5	0,0240	0,0236	0,0238	0,0238	0,0237	0,0242	0,0237	0,0240	0,0240	0,0240	0,0238	0,0237
6	0,0241	0,0243	0,0243	0,0238	0,0243	0,0243	0,0241	0,0240	0,0236	0,0241	0,0241	0,0239
7	0,0235	0,0241	0,0244	0,0243	0,0244	0,0241	0,0241	0,0240	0,0239	0,0241	0,0241	0,0241
8	0,0243	0,0240	0,0238	0,0238	0,0237	0,0236	0,0241	0,0237	0,0241	0,0237	0,0244	0,0242
9	0,0240	0,0237	0,0238	0,0237	0,0244	0,0242	0,0236	0,0243	0,0237	0,0239	0,0236	0,0243
10	0,0237	0,0238	0,0238	0,0240	0,0240	0,0236	0,0240	0,0235	0,0235	0,0236	0,0238	0,0240

Tabla A.2: Datos obtenidos en el primer ciclo de medición del proceso de comisionamiento.

$(M \pm 0,009)nC$	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l
1	1,039	1,199	1,284	1,476	1,173	1,240	1,330	1,358	1,166	1,222	1,420	1,366
2	1,240	1,396	1,461	1,467	1,364	1,412	1,398	1,440	1,387	1,462	1,458	1,291
3	1,266	1,436	1,367	1,408	1,482	1,413	1,416	1,429	1,433	1,423	1,429	1,376
4	1,158	1,372	1,418	1,349	1,407	1,416	1,504	1,490	1,279	1,231	1,350	1,302
5	1,346	1,344	1,287	1,315	1,231	1,187	1,252	1,166	1,219	1,317	1,121	1,286
6	1,326	1,303	1,280	1,317	1,404	1,364	1,431	1,378	1,345	1,255	1,255	1,200
7	1,237	1,276	1,424	1,474	1,353	1,342	1,189	1,428	1,410	1,341	1,238	1,308
8	1,433	1,199	1,314	1,297	1,268	1,310	1,208	1,260	1,310	1,275	1,290	1,267
9	1,365	1,112	1,183	1,226	1,233	1,231	1,391	1,321	1,236	1,332	1,306	1,261
10	1,179	1,320	1,326	1,307	1,252	1,120	1,363	1,167	1,392	1,174	1,216	1,254

Tabla A.3: Datos obtenidos en el segundo ciclo de medición del proceso de comisionamiento.

$(M \pm 0,009)nC$	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l
1	1,154	1,341	1,464	1,318	1,163	1,221	1,432	1,196	1,387	1,459	1,424	1,355
2	1,287	1,405	1,452	1,453	1,345	1,399	1,384	1,233	1,417	1,405	1,446	1,265
3	1,182	1,415	1,356	1,398	1,472	1,395	1,391	1,423	1,418	1,222	1,204	1,305
4	1,142	1,383	1,410	1,294	1,343	1,363	1,474	1,427	1,222	1,284	1,227	1,038
5	1,252	1,237	1,202	1,222	1,142	1,101	1,146	1,079	1,093	1,248	1,182	1,097
6	1,255	1,264	1,269	1,272	1,212	1,298	1,298	1,394	1,355	1,257	1,294	1,269
7	1,187	1,352	1,410	1,467	1,337	1,314	1,161	1,387	1,305	1,362	1,184	1,262
8	1,103	1,362	1,248	1,287	1,273	1,285	1,199	1,416	1,283	1,333	1,234	1,261
9	1,331	1,161	1,193	1,220	1,227	1,349	1,361	1,375	1,242	1,310	1,254	1,340
10	1,158	1,341	1,281	1,208	1,240	1,122	1,291	1,109	1,336	1,233	1,170	1,277

Tabla A.4: Datos obtenidos en el tercer ciclo de medición del proceso de comisionamiento.

$(M \pm 0,009)nC$	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l
1	1,218	1,248	1,442	1,282	1,134	1,171	1,359	1,219	1,332	1,388	1,343	1,251
2	1,099	1,360	1,426	1,430	1,321	1,358	1,350	1,400	1,392	1,114	1,135	1,230
3	1,162	1,405	1,332	1,352	1,330	1,343	1,470	1,427	1,316	1,217	1,280	1,026
4	1,109	1,336	1,386	1,309	1,340	1,374	1,455	1,152	1,148	1,275	1,205	1,140
5	1,320	1,306	1,253	1,258	1,156	1,147	1,207	1,397	1,203	1,293	1,329	1,247
6	1,231	1,265	1,262	1,236	1,260	1,366	1,340	1,163	1,332	1,254	1,346	1,129
7	1,161	1,307	1,412	1,440	1,306	1,289	1,164	1,382	1,345	1,296	1,231	1,260
8	1,043	1,377	1,267	1,267	1,189	1,340	1,295	1,314	1,249	1,342	1,334	1,246
9	1,344	1,137	1,154	1,219	1,180	1,251	1,312	1,312	1,157	1,211	1,315	1,372
10	1,125	1,285	1,253	1,224	1,381	1,085	1,362	1,255	1,356	1,274	1,138	1,316

Tabla A.5: Valores del factor de sensibilidad individual obtenidos.

S_i	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l
0	1,138	1,024	0,926	0,952	1,118	1,068	0,942	1,029	0,999	0,954	0,927	0,977
1	1,070	0,933	0,894	0,892	0,963	0,931	0,939	0,953	0,925	0,975	0,961	1,025
2	1,075	0,912	0,957	0,933	0,906	0,935	0,907	0,907	0,931	1,005	0,992	1,047
3	1,138	0,949	0,921	0,982	0,949	0,934	0,875	0,954	1,064	1,024	1,026	1,115
4	0,990	0,998	1,037	1,023	1,100	1,130	1,076	1,066	1,104	1,006	1,068	1,069
5	1,018	1,013	1,018	1,015	1,001	0,963	0,954	0,986	0,962	1,030	0,996	1,079
6	1,082	0,986	0,914	0,886	0,971	0,984	1,104	0,925	0,956	0,970	1,062	1,013
7	1,084	0,985	1,014	1,008	1,040	0,986	1,048	0,973	1,010	0,982	1,006	1,028
8	0,961	1,138	1,099	1,059	1,066	1,013	0,955	0,968	1,068	1,007	1,001	0,977
9	1,121	0,983	1,005	1,038	1,002	1,166	0,966	1,099	0,950	1,054	1,101	1,009

Tabla A.6: Valores del coeficiente de variación individual obtenidos.

$CV(\%)$	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l
0	7,977	5,712	7,030	7,595	1,751	2,944	3,826	6,969	8,884	8,968	3,271	4,793
1	8,095	1,717	1,257	1,288	1,604	2,028	1,792	8,088	1,149	14,066	13,601	2,426
2	4,586	1,115	1,324	2,155	5,954	2,627	2,832	0,214	4,583	9,129	8,775	14,973
3	2,199	1,803	1,186	2,158	2,776	2,020	1,672	13,252	5,400	2,245	6,199	11,477
4	3,717	4,187	3,430	3,707	4,068	3,759	4,427	13,537	5,855	2,724	8,832	8,247
5	3,888	1,741	0,714	3,183	7,734	2,882	5,013	9,835	0,858	0,122	3,516	5,837
6	3,232	2,913	0,535	1,229	1,794	2,016	1,312	1,804	3,916	2,530	2,412	2,127
7	17,603	7,521	2,662	1,190	3,790	2,099	4,297	5,956	2,387	2,762	3,897	0,860
8	1,274	2,156	1,722	0,310	2,392	4,945	2,944	2,550	3,915	5,018	2,549	4,314
9	2,359	2,151	2,862	4,264	6,055	1,876	3,084	6,246	2,085	4,097	3,338	2,444

Siglas

FVL fundación Valle del Lili. 1–3, 35, 61

LINAC acelerador lineal. 18, 19, 39, 61

OAR órganos a riesgo. 1, 43, 44, 53, 54, 56, 57, 61, 66, 67

PTV volumen objetivo. 20, 44, 56, 61

SBRT radioterapia corporal estereotáctica. 3, 20, 44, 46, 55–57, 61, 66

TBI irradiación corporal total. 3, 19, 43–45, 53, 54, 57, 61, 66, 67

TL termoluminiscente. 1, 21, 26, 29–33, 35–39, 43, 44, 47–49, 52–57, 61, 66

TLD dosímetros termoluminiscentes. 2, 3, 21, 29–33, 38, 43, 47–50, 52–57, 61, 66

TPS sistema de planeación de tratamiento. 2, 18, 19, 38–40, 43–45, 53, 54, 56, 57, 61, 66, 67

Índice de figuras

2.1. Esquema de clasificación de las radiaciones ionizantes. Tomado de [11].	6
2.2. Producción de rayos X característicos. Tomado de [13].	7
2.3. Producción de radiación Bremsstrahlung. Tomado de [13].	7
2.4. Regiones de predominancia de los tres principales mecanismos de interacción de la radiación electromagnética con la materia. Tomado de [10].	9
2.5. Esquema del efecto fotoeléctrico. Tomado de [23].	10
2.6. Esquema de la cinemática del efecto Compton. Tomado de [13].	11
2.7. Esquema de la producción de pares. Tomado de [13].	12
2.8. Valores del factor de ponderación W_R según el tipo de radiación y el rango de energía. Tomado de [36].	15
2.9. Clasificación de los tipos de radiación ionizante según la transferencia de energía lineal que producen en orden descendente de mayor a menor. Tomado de [13].	16
2.10. Relación entre la dosis absorbida y el kerma de colisión. Tomado de [37].	17
2.11. Diagrama esquemático con las principales componentes de un acelerador lineal clínico. Tomado de [37].	19
2.12. Diagrama esquemático del sistema de un acelerador lineal clínico moderno. Tomado de [43].	20
2.13. (a) Estructura cúbica simple (s.c). (b) Estructura cúbica centrada en el cuerpo (b.c.c). (c) Estructura cúbica centrada en las caras (f.c.c). Tomado de [51].	22
2.14. Modelo de bandas y procesos característicos de la termoluminiscencia: (a) Generación de electrones y huecos producto de la exposición a radiación ionizante. (b) Atrapamiento de electrones y huecos en los estados metaestables. (c) Liberación de electrones producto de la estimulación térmica. (d) Recombinación en el centro luminiscente. Tomado de [48].	24
2.15. Esquemas de los procesos de liberación de cargas y recombinación así como las variaciones del número de cargas liberadas por unidad de tiempo dn/dt y la intensidad de luz I ante el cambio de temperatura. Adaptado de [2].	25
2.16. Curva de brillo para la ecuación de primer orden de Randall y Wilkins. Tomado de [48].	28

2.17. Variación de la curva de brillo al variar un parámetro de la ecuación de primer orden y manteniendo los otros fijos: (a) Variación respecto a la concentración de portadores de carga atrapados inicialmente n_0 . (b) Variación respecto a la energía de activación E . (c) Variación respecto al factor de frecuencia s . (d) Variación respecto a la tasa de calentamiento β . Tomado de [57].	29
2.18. Celda unitaria de LiF donde los átomos de Li son las esferas verdes y los átomos de F son las esferas grises. Tomado de [59].	30
2.19. Curvas de brillo características de TLD-100 sometidos a diferentes tratamientos térmicos de borrado donde se aprecian distintos picos TL correspondientes a distintos centros de recombinación que producen señales a distintas temperaturas. Tomado de [1].	31
3.1. Lote de cristales TLD-100 seleccionados.	36
3.2. Esquema de partes principales del lector TL, tomado de [10].	37
3.3. Esquema del ciclo de borrado, tomado de [6].	38
3.4. (a) Vista del montaje experimental desde el TPS. (b) Montaje de irradiación en el acelerador lineal. (c) Disposición del portamuestras con los cristales y las placas de PMMA.	40
3.5. Distribución de dosis para el haz de radiación 6XFF del Artiste.	41
3.6. Distribuciones de dosis para los haces de radiación: (a) 6X del TrueBeam. (b) 6FFF del Truebeam. (c) 10FFF del TrueBeam.	42
3.7. (a) Fantoma Rando Alderson Phantom. (b) Vista de la anatomía del fantoma desde el TPS con los pulmones contorneados.	43
3.8. Disposición para la técnica TBI bilateral.	44
3.9. (a) Radiografía de tórax con la proyección de las protecciones pulmonares sobre el fantoma. (b) Disposición para la técnica TBI AP/PA.	45
3.10. Plan de tratamiento para la cuarta vertebra cervical del fantoma en el TPS Eclipse.	45
3.11. (a) Histograma dosis-volumen del tratamiento. (b) Posicionamiento del fantoma con la máscara termoplastica y los dispositivos necesarios para la inmovilización total. (d) Imágenes de posicionamiento del fantoma para la SBRT mediante el sistema ExacTrac.	46
4.1. Curvas de brillo características de los TLD obtenidas para diferentes dosis: (a) Irradiación a 1cGy. (b) Irradiación a 400 cGy.	47
4.2. Distribuciones de probabilidad correspondientes a las mediciones de señal TL realizadas para obtener los coeficientes de variación y los factores de corrección individuales: (a) Primer ciclo de medición. (b) Segundo ciclo de medición. (c) Tercer ciclo de medición.	48
4.3. Factores de sensibilidad individuales de los dosímetros TL obtenidos durante el comisionamiento del sistema.	49
4.4. Coeficientes de variación individuales de los cristales termoluminiscentes obtenidos durante el comisionamiento del sistema.	50
4.5. Curvas de calibración y ajustes lineales para cada tipo de haz.	51
4.6. Valores de dosis obtenidos de las mediciones de la dosimetría in vivo en OAR para técnicas TBI Bilateral y TBI AP/PA mediante el uso de TLD-100 y diodos.	53
4.7. Valores de dosis a médula espinal obtenidos para las tres fracciones del tratamiento de vertebra cervical (C4) mediante la técnica SBRT.	55

Índice de tablas

3.1. Parámetros del perfil de temperatura y tiempo para la lectura de los dosímetros. . .	39
4.1. Parámetros obtenidos mediante ajustes lineales para cada tipo de haz.	52
4.2. Resultados de la estimación de dosis en OAR y desviación respecto a la dosis calculada por el TPS en la técnica de irradiación corporal total.	54
4.3. Resultados de la estimación de dosis en pulmones para la técnica TBI AP/PA con el uso de protecciones pulmonares.	54
4.4. Resultados de la estimación de dosis en médula espinal y desviación respecto a la dosis calculada por el TPS en la técnica de radioterapia corporal estereotáctica. . . .	56
A.1. Mediciones de la masa de los cristales termoluminiscentes.	59
A.2. Datos obtenidos en el primer ciclo de medición del proceso de comisionamiento. . . .	59
A.3. Datos obtenidos en el segundo ciclo de medición del proceso de comisionamiento. . .	60
A.4. Datos obtenidos en el tercer ciclo de medición del proceso de comisionamiento. . . .	60
A.5. Valores del factor de sensibilidad individual obtenidos.	60
A.6. Valores del coeficiente de variación individual obtenidos.	61

Referencias

- [1] S. F. Kry, P. Alvarez, J. E. Cygler, L. A. DeWerd, R. M. Howell, S. Meeks, J. O'Daniel, C. Reft, G. Sawakuchi, E. G. Yukihiro, and D. Mihailidis. AAPM TG 191: Clinical use of luminescent dosimeters: TLDs and OSLDs. *Medical Physics*, 47(2), Feb. 2020. ISSN 0094-2405, 2473-4209. doi: 10.1002/mp.13839. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/mp.13839>.
- [2] C. Furetta and P.-s. Weng. *Operational thermoluminescence dosimetry*. World Scientific, Singapore, 1998. ISBN 9789810234683.
- [3] *Determinacion de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos: unCodigo de Practica Internacional para la dosimetria basada en patrones de dosis absorbida en agua*. Organismo Internacional de Energia Atomica, Viena, 2005. ISBN 9789203020053. OCLC: 822490285.
- [4] S. Benavides Rendón. Implementación de un sistema de medición de dosimetría personal, en la fundación clínica valle del lili. : (aplicada al personal ocupacionalmente expuesto utilizando dosimetría termoluminiscente). *Tesis de maestría, Facultad de Ciencias Naturales y Exactas, Universidad del Valle*, 2008.
- [5] S. Benavides Rendón. Evaluación de las dosimetrías termoluminiscente y de película para el control de calidad de la técnica de radioterapia por intensidad modulada. *Tesis de pregrado, Facultad de Ciencias Naturales y Exactas, Universidad del Valle*, 2003.
- [6] C. Trujillo. Estimación de la dosis de radiación absorbida por órganos en procedimientos radioterapéuticos y de diagnóstico en la fvl utilizando dosimetría termoluminiscente. *Tesis de pregrado, Facultad de Ciencias Naturales y Exactas, Universidad del Valle*, 2013.
- [7] *Development of procedures for In Vivo dosimetry in radiotherapy*. Number 8 in IAEA human health reports. Internat. Atomic Energy Agency, Vienna, 2013. ISBN 9789201416100.
- [8] J. T. Bushberg, editor. *The essential physics of medical imaging*. Lippincott Williams & Wilkins, Philadelphia, 2nd ed edition, 2002. ISBN 9780683301182.
- [9] J. Valentin and International Commission on Radiological Protection, editors. *The 2007 recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. Number 103 in ICRP publication. Elsevier, Oxford, 2007. ISBN 9780702030482.

- [10] E. B. Podgorsak and International Atomic Energy Agency, editors. *Radiation oncology physics: a handbook for teachers and students*. International Atomic Energy Agency, Vienna, 2005. ISBN 9789201073044. OCLC: ocm61877454.
- [11] M. Valente. *Fundamentos de física médica*. Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC., 2020. URL https://www.famaf.unc.edu.ar/~valente/Documents/DidacticsMaterial/FundamentosFisicaMedica_2021.pdf.
- [12] S. S. M. Wong. *Introductory nuclear physics*. J. Wiley, New York, 2nd ed edition, 1998. ISBN 9780471239734.
- [13] M. F. L’Annunziata. *Handbook of radioactivity analysis*. Elsevier, Amsterdam, third edition edition, 2012. ISBN 9780123848741. OCLC: 808340801.
- [14] W. C. Röntgen. Über eine neue Art von Strahlen: vorläufige Mitteilung. *Sitzungsber. Phys. Med. Gesell.*, 1895.
- [15] W. C. Röntgen. Ueber eine neue Art von Strahlen (2. Mitteilung). *Sitzungsberichte der Physikalisch-medizinischen Gesellschaft zu Würzburg*, 2:11–17, 1896.
- [16] W. C. Röntgen. Weitere Beobachtungen über die Eigenschaften der X-Strahlen. *Annalen der Physik*, 300(1):18–37, 1898. ISBN: 0003-3804 Publisher: Wiley Online Library.
- [17] J. Als-Nielsen and D. McMorrow. *Elements of modern X-ray physics*. Wiley, Hoboken, 2nd ed edition, 2011. ISBN 9780470973950 9780470973943.
- [18] M. v. Laue. Röntgenstrahl interferenzen. *Physikalische Zeitschrift*, 14(22/23):1075–1079, Nov. 1913.
- [19] J. D. Jackson. *Classical electrodynamics*. Wiley, New York, 2d ed edition, 1975. ISBN 9780471431329.
- [20] J. S. Lilley. *Nuclear physics: principles and applications*. The Manchester physics series. J. Wiley, Chichester ; New York, repr. with corrections jan. 2006 edition, 2006. ISBN 9780471979364 9780471979357.
- [21] J. H. Hubbell. Review of photon interaction cross section data in the medical and biological context. *Physics in Medicine and Biology*, 44(1):R1–R22, Jan. 1999. ISSN 0031-9155, 1361-6560. doi: 10.1088/0031-9155/44/1/001. URL <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0031-9155/44/1/001>.
- [22] A. Einstein. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 322(6):132–148, 1905. ISSN 00033804, 15213889. doi: 10.1002/andp.19053220607. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.19053220607>.
- [23] A.-L. Manninen. *CLINICAL APPLICATIONS OF RADIOPHOTOLUMINESCENCE (RPL) DOSIMETRY IN EVALUATION OF PATIENT RADIATION EXPOSURE IN RADIOLOGY Determination of absorbed and effective dose*. PhD thesis, 11 2014.

- [24] F. H. Attix. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Wiley, 1 edition, Nov. 1986. ISBN 9780471011460 9783527617135. doi: 10.1002/9783527617135. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/9783527617135>.
- [25] A. H. Compton. A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements. *Physical Review*, 21(5):483–502, May 1923. doi: 10.1103/PhysRev.21.483. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.21.483>.
- [26] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloe. *Quantum mechanics*. Wiley, New York, 1977. ISBN 9780471164326 9780471164333.
- [27] D. Kleppner and R. J. Kolenkow. *An introduction to mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge, second edition edition, 2014. ISBN 9780521198110.
- [28] A. P. French. *Relatividad especial*. Reverte, Barcelona, reimp edition, 2002. ISBN 9788429140972. OCLC: 914221598.
- [29] S. Flugge. *Corpuscles and Radiation in Matter II / Korpuskeln und Strahlung in Materie II*. Springer International Publishing, Cham. ISBN 9783642458989. OCLC: 1159734767.
- [30] O. Klein and Y. Nishina. The Scattering of Light by Free Electrons according to Dirac’s New Relativistic Dynamics. *Nature*, 122(3072):398–399, Sept. 1928. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi: 10.1038/122398b0. URL <https://www.nature.com/articles/122398b0>.
- [31] The quantum theory of the electron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 117(778):610–624, Feb. 1928. ISSN 0950-1207, 2053-9150. doi: 10.1098/rspa.1928.0023. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1928.0023>.
- [32] The quantum theory of the Electron. Part II. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 118(779):351–361, Mar. 1928. ISSN 0950-1207, 2053-9150. doi: 10.1098/rspa.1928.0056. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1928.0056>.
- [33] International Commission on Radiation Units and Measurements, editor. *Fundamental quantities and units for ionizing radiation*. Number 60 in ICRU report. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Md, 1998. ISBN 9780913394595.
- [34] H. Stadtmann. Dose Quantities in Radiation Protection and Dosimeter Calibration. *Radiation Protection Dosimetry*, 96(1):21–26, July 2001. ISSN 0144-8420, 1742-3406. doi: 10.1093/oxfordjournals.rpd.a006584. URL <https://academic.oup.com/rpd/article-lookup/doi/10.1093/oxfordjournals.rpd.a006584>.
- [35] G. Wilding. Linearity and residual dose correction of a lif:mg,ti thermoluminescence dosimeter, 2015.
- [36] J. M. Stellman. *Enciclopedia de Salud y Seguridad en el Trabajo. Vol. 1*. Ministerio de Trabajo y Asuntos Sociales, Madrid, 1998. ISBN 9788484170471. OCLC: 1001383257.
- [37] F. M. Khan. *The physics of radiation therapy*. Lippincott Williams & Wilkins, Philadelphia, 3rd ed edition, 2003. ISBN 9780781730655.

- [38] P. Galle and R. Paulin. *Biofísica Radiobiología Radiopatología*. Manual (Masson). Masson, 2003. ISBN 9788445811368. URL <https://books.google.com.co/books?id=LzF3jg9UI-EC>.
- [39] D. Guirado Llorente. *Radiobiología y principios de oncología*. ADI, Madrid, 2016. ISBN 9788494418631. OCLC: 992761594.
- [40] International Commission on Radiation Units and Measurements, editor. *Prescribing, recording, and reporting photon beam therapy*. Number 62 in ICRU report. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, Md, 1999. ISBN 9780913394618.
- [41] H. Ikushima. Radiation therapy: state of the art and the future. *The Journal of Medical Investigation*, 57(1,2):1–11, 2010. ISSN 1343-1420, 1349-6867. doi: 10.2152/jmi.57.1. URL http://www.jstage.jst.go.jp/article/jmi/57/1,2/57_1,2_1/_article.
- [42] B. Emami, J. Lyman, A. Brown, L. Cola, M. Goitein, J. Munzenrider, B. Shank, L. Solin, and M. Wesson. Tolerance of normal tissue to therapeutic irradiation. *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics*, 21(1):109–122, May 1991. ISSN 03603016. doi: 10.1016/0360-3016(91)90171-Y. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/036030169190171Y>.
- [43] C. Karzmark, R. J. Morton, and J. Lamb. *A Primer on Theory and Operation of Linear Accelerators in Radiation Therapy*. Medical Physics Publishing, Jan. 2017. ISBN 9781930524965. doi: 10.54947/9781930524965. URL <https://www.medicalphysics.org/SimpleCMS.php?content=bookpage.php&isbn=9781930524965>.
- [44] American Association of Physicists in Medicine. *The physical aspects of total and half body photon irradiation*. Number 17 in AAPM report. New York, 1986. ISBN 9780883185131.
- [45] S. H. Benedict, K. M. Yenice, D. Followill, J. M. Galvin, W. Hinson, B. Kavanagh, P. Keall, M. Lovelock, S. Meeks, L. Papiez, T. Purdie, R. Sadagopan, M. C. Schell, B. Salter, D. J. Schlesinger, A. S. Shiu, T. Solberg, D. Y. Song, V. Stieber, R. Timmerman, W. A. Tomé, D. Verellen, L. Wang, and F.-F. Yin. Stereotactic body radiation therapy: The report of AAPM Task Group 101: Stereotactic body radiation therapy: The report of TG101. *Medical Physics*, 37(8):4078–4101, July 2010. ISSN 00942405. doi: 10.1118/1.3438081. URL <http://doi.wiley.com/10.1118/1.3438081>.
- [46] B. Jones, R. Dale, C. Deehan, K. Hopkins, and D. Morgan. The Role of Biologically Effective Dose (BED) in Clinical Oncology. *Clinical Oncology*, 13(2):71–81, Apr. 2001. ISSN 09366555. doi: 10.1053/clon.2001.9221. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0936655501992210>.
- [47] A. Brosed. *Fundamentos de física médica*. Aula Documental de Investigación, Madrid, 2011. ISBN 9788493801618. OCLC: 908606357.
- [48] A. Bos. Theory of thermoluminescence. *Radiation Measurements*, 41:S45–S56, Dec. 2006. ISSN 13504487. doi: 10.1016/j.radmeas.2007.01.003. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1350448707000157>.
- [49] R. Chen and S. McKeever. *Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena*. World Scientific, 1997. ISBN 9789810222956. URL <https://books.google.com/books?id=jcmFRLktMPQC>.

-
- [50] C. Kittel. *Introduction to solid state physics*. Wiley, Hoboken, NJ, 8th ed edition, 2005. ISBN 9780471415268.
- [51] J. Patterson and B. Bailey. *Solid-State Physics: Introduction to the Theory*. Springer International Publishing, 2019. ISBN 9783319753225. URL <https://books.google.com/books?id=UNaIDwAAQBAJ>.
- [52] E. Adirovitch. La formule de Becquerel et la loi élémentaire du déclin de la luminescence des phosphores cristallins. *Journal de Physique et le Radium*, 17(8-9):705–707, 1956. ISSN 0368-3842. doi: 10.1051/jphysrad:01956001708-9070500. URL <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphysrad:01956001708-9070500>.
- [53] C. Furetta and G. Kitis. Models in thermoluminescence. *Journal of Materials Science*, 39: 2277–2294, 04 2004. doi: 10.1023/B:JMSC.0000019989.60268.d7.
- [54] S. McKeever and R. Chen. Luminescence models. *Radiation Measurements*, 27(5):625–661, 1997. ISSN 1350-4487. doi: [https://doi.org/10.1016/S1350-4487\(97\)00203-5](https://doi.org/10.1016/S1350-4487(97)00203-5). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1350448797002035>.
- [55] Phosphorescence and electron traps - I. The study of trap distributions. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 184(999):365–389, Nov. 1945. ISSN 0080-4630, 2053-9169. doi: 10.1098/rspa.1945.0024. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1945.0024>.
- [56] R. Chang and K. A. Goldsby. *Chemistry*. McGraw-Hill Education, New York, NY, 12e / international student edition edition, 2016. ISBN 9781259254581. OCLC: 923722781.
- [57] A. Bos. High sensitivity thermoluminescence dosimetry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 184(1-2):3–28, Sept. 2001. ISSN 0168583X. doi: 10.1016/S0168-583X(01)00717-0. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168583X01007170>.
- [58] S. Del Sol Fernández, R. García-Salcedo, J. G. Mendoza, D. Sánchez-Guzmán, G. R. Rodríguez, E. Gaona, and T. R. Montalvo. Thermoluminescent characteristics of LiF:Mg, Cu, P and CaSO₄:Dy for low dose measurement. *Applied Radiation and Isotopes*, 111:50–55, May 2016. ISSN 09698043. doi: 10.1016/j.apradiso.2016.02.011. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0969804316300756>.
- [59] R. Wirnata. Wave vector dependent linear electromagnetic response functions in materials physics, 2016.
- [60] M. Moscovitch and Y. Horowitz. Thermoluminescent materials for medical applications: lif:mg,ti and lif:mg,cu,p. *Radiation Measurements*, 41:S71–S77, Dec. 2006. ISSN 13504487. doi: 10.1016/j.radmeas.2007.01.008. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1350448707000133>.
- [61] The Annealing Characteristics of LiF:Mg,Ti. *Radiation Protection Dosimetry*, Apr. 1990. ISSN 1742-3406. doi: 10.1093/oxfordjournals.rpd.a080621. URL <https://academic.oup.com/rpd/article/30/4/219/1598008/The-Annealing-Characteristics-of-LiFMgTi>.

- [62] Internationale Atomenergie-Organisation and Internationale Atomenergie-Organisation, editors. *Calibration of radiation protection monitoring instruments*. Number 16 in Safety Reports series. IAEA, Vienna, 2000. ISBN 9789201001009.
- [63] S. B. Scarboro, D. S. Followill, R. M. Howell, and S. F. Kry. Variations in photon energy spectra of a 6 MV beam and their impact on TLD response: Impact of photon energy spectra on TLD response. *Medical Physics*, 38(5):2619–2628, May 2011. ISSN 00942405. doi: 10.1118/1.3575419. URL <http://doi.wiley.com/10.1118/1.3575419>.
- [64] P. Plato and J. Miklos. Production of Element Correction Factors for Thermoluminescent Dosimeters:. *Health Physics*, 49(5):873–881, Nov. 1985. ISSN 0017-9078. doi: 10.1097/00004032-198511000-00019. URL <http://journals.lww.com/00004032-198511000-00019>.
- [65] International Bureau of Weights and Measures and International Organization for Standardization, editors. *Guide to the expression of uncertainty in measurement*. International Organization for Standardization, Geneve, Switzerland, 1st ed. 1993 edition, 1993. ISBN 9789267101880.
- [66] I. E. Commission. *Thermoluminescence Dosimetry Systems for Personal and Environmental Monitoring (IEC 61066:2006 International Standard)*., 2006.
- [67] L. Z. Luo, K. J. Velbeck, and J. E. Rotunda. Experience of type testing Harshaw advanced TLD system to new IEC-61066 standard. *Radiation Measurements*, 43(2-6):594–598, Feb. 2008. ISSN 13504487. doi: 10.1016/j.radmeas.2007.12.045. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1350448708000115>.
- [68] An Investigation of Field Fading in LiF (TLD-700) in an Environmental Monitoring Programme. *Radiation Protection Dosimetry*, Aug. 1983. ISSN 1742-3406. doi: 10.1093/oxfordjournals.rpd.a082680. URL <https://academic.oup.com/rpd/article/5/2/115/1597506/An-Investigation-of-Field-Fading-in-LiF-TLD700-in>.
- [69] T. S. Inc. *Harshaw TLD Reader Operator Manual: Model 3500 with WinREMS*, 2019.
- [70] A. Parisi, J. Dabin, W. Schoonjans, O. Van Hoey, P. Mégret, and F. Vanhavere. Photon energy response of LiF:Mg,Ti (MTS) and LiF:Mg,Cu,P (MCP) thermoluminescent detectors: Experimental measurements and microdosimetric modeling. *Radiation Physics and Chemistry*, 163:67–73, Oct. 2019. ISSN 0969806X. doi: 10.1016/j.radphyschem.2019.05.021. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0969806X1830803X>.
- [71] R. Liuzzi, C. Piccolo, V. D’Avino, S. Clemente, C. Oliviero, L. Cella, and M. Pugliese. Dose-Response of TLD-100 in the Dose Range Useful for Hypofractionated Radiotherapy. *Dose-Response*, 18(1):155932581989408, Jan. 2020. ISSN 1559-3258, 1559-3258. doi: 10.1177/1559325819894081. URL <http://journals.sagepub.com/doi/10.1177/1559325819894081>.
- [72] J. A. Harvey. *Performance of Thermoluminescent Dosimeters Under As-Deployed Conditions*. Ph.d. thesis, University of Michigan, Michigan, United States, 2011.
- [73] C. Furetta. *Handbook of Thermoluminescence*. EngineeringPro collection. World Scientific, 2003. ISBN 9789812382405. URL https://books.google.com.co/books?id=Wg5_88vV00kC.
- [74] M. I. Gamboa de Buen. *Medida de la respuesta termoluminiscente (eficiencia y supralinealidad) de LiF:Mg,Ti expuesto a radiación altamente ionizante*. Tesis de doctorado, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, 1996.

- [75] G. Massillon-JL, I. Gamboa-deBuen, and M. E. Brandan. Onset of supralinear response in TLD-100 exposed to ^{60}Co gamma-rays. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39(2):262–268, Jan. 2006. ISSN 0022-3727, 1361-6463. doi: 10.1088/0022-3727/39/2/005. URL <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/39/2/005>.
- [76] Y. Horowitz, L. Oster, and I. Eliyahu. REVIEW OF DOSE-RATE EFFECTS IN THE THERMOLUMINESCENCE OF LiF:Mg,Ti (HARSHAW). *Radiation Protection Dosimetry*, 179(2):184–188, Apr. 2018. ISSN 0144-8420, 1742-3406. doi: 10.1093/rpd/ncx248. URL <https://academic.oup.com/rpd/article/179/2/184/4627710>.
- [77] D. Faúndez Cifuentes. Desarrollo e implementación de un sistema de auditoría para dosimetría absoluta con alanina y tld en centros de radioterapia chilenos. Tesis de maestría, Facultad de Física, Pontificia Universidad Católica de Chile, Santiago de Chile, 2018.
- [78] S. F. Kry, O. N. Vassiliev, and R. Mohan. Out-of-field photon dose following removal of the flattening filter from a medical accelerator. *Physics in Medicine and Biology*, 55(8):2155–2166, Apr. 2010. ISSN 0031-9155, 1361-6560. doi: 10.1088/0031-9155/55/8/003. URL <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0031-9155/55/8/003>.
- [79] E. Yorke, R. Alecu, L. Ding, D. Fontenla, A. Kalend, D. Kaurin, M. E. Masterson-McGary, G. Marinello, T. Matzen, A. Saini, J. Shi, W. Simon, T. C. Zhu, X. R. Zhu, G. Rikner, and G. Nilsson. Diode in Vivo Dosimetry for Patients Receiving External Beam Radiation Therapy. Technical report, AAPM, 2005. URL <https://www.aapm.org/pubs/reports/detail.asp?docid=88>.
- [80] L. Wilke, N. Andratschke, O. Blanck, T. B. Brunner, S. E. Combs, A.-L. Grosu, C. Moustakis, D. Schmitt, W. W. Baus, and M. Guckenberger. ICRU report 91 on prescribing, recording, and reporting of stereotactic treatments with small photon beams. *Strahlentherapie und Onkologie*, 195(3):193–198, Mar. 2019. ISSN 1439-099X. doi: 10.1007/s00066-018-1416-x. URL <https://doi.org/10.1007/s00066-018-1416-x>.
- [81] R. Liuzzi, F. Savino, V. D’Avino, M. Pugliese, and L. Cella. Evaluation of LiF:Mg,Ti (TLD-100) for Intraoperative Electron Radiation Therapy Quality Assurance. *PLOS ONE*, 10(10):e0139287, Oct. 2015. ISSN 1932-6203. doi: 10.1371/journal.pone.0139287. URL <https://dx.plos.org/10.1371/journal.pone.0139287>.
- [82] S. M. Bentzen, L. S. Constine, J. O. Deasy, A. Eisbruch, A. Jackson, L. B. Marks, R. K. Ten Haken, and E. D. Yorke. Quantitative Analyses of Normal Tissue Effects in the Clinic (QUANTEC): An Introduction to the Scientific Issues. *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics*Physics*, 76(3):S3–S9, Mar. 2010. ISSN 0360-3016. doi: 10.1016/j.ijrobp.2009.09.040. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0360301609033008>.