

Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas

Guatemala, 23 de mayo de 2022.

Ing. Rodolfo Samayoa Jefatura de Física Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas Ciudad Universitaria zona 12.

Estimado Ingeniero Samayoa, le escribo extendiéndole un saludo y deseándole éxitos en sus labores. Por este medio le informo que **Victor Manuel Porras Echeverría**, quien se identifica con CUI 2689873430101, estudiante regular de la Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas, de la carrera de la Licenciatura en Física ha finalizado su tesis de graduación titulada "LEVANTAMIENTO RADIOMÉTRICO EN UNA SALA DE FLUOROSCOPÍA UTILIZANDO UN EQUIPO MEDIDOR RAYSAFE XI Y DOSÍMETROS TERMOLUMINISCENTES TLD-100", **la cual apruebo después de haberla revisado detenidamente**.

Sin otro en particular, me despido,

MSc. Jorge Marcelo Ixquiac Cabrera CIG 3861 Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas <u>mixquiac@fisica.usac.edu.gt</u>



Universidad de San Carlos de Guatemala Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas Departamento de Física

LEVANTAMIENTO RADIOMÉTRICO EN UNA SALA DE FLUOROSCOPÍA UTILIZANDO UN EQUIPO MEDIDOR RAYSAFE XI Y DOSÍMETROS TERMOLUMINISCENTES TLD-100

Victor Manuel Porras Echeverría

Asesorado por M.Sc. Marcelo Ixquiac Cabrera

Guatemala, mayo 2022

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA



ESCUELA DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS

LEVANTAMIENTO RADIOMÉTRICO EN UNA SALA DE FLUOROSCOPÍA UTILIZANDO UN EQUIPO MEDIDOR RAYSAFE XI Y DOSÍMETROS TERMOLUMINISCENTES TLD-100

TRABAJO DE GRADUACIÓN PRESENTADO A LA JEFATURA DEL DEPARTAMENTO DE FÍSICA POR

VICTOR MANUEL PORRAS ECHEVERRÍA ASESORADO POR M.SC. MARCELO IXQUIAC CABRERA

AL CONFERÍRSELE EL TÍTULO DE LICENCIADO EN FÍSICA APLICADA

GUATEMALA, MAYO 2022

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA ESCUELA DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS



CONSEJO DIRECTIVO

DIRECTORM.Sc. Jorge Marcelo Ixquiac CabreraSECRETARIO ACADÉMICOM.Sc. Edgar Anibal Cifuentes Anléu

TRIBUNAL QUE PRACTICÓ EL EXAMEN GENERAL PRIVADO

EXAMINADOR	Dra. Ana Beatriz Cosenza Muralles
EXAMINADOR	Lic. Robin Onelio Yani Quiyuch
EXAMINADOR	Lic. Luis Alberto Bautista

Este archivo pdf es una muestra

Fecha

datos

cuerpo

despedida

firma

nombre

AGRADECIMIENTOS

A mi familia, que me ayudó a salir adelante siempre, sin su apoyo hubiera sido mucho más difícil la culminación de este trabajo de graduación. Gracias por ese apoyo que siempre fue mucho más que solo apoyo financiero, gracias por su amor y cariño incondicional, sus palabras de ánimo y sus buenos consejos.

Al licenciado Héctor Pérez, por transmitirme sus conocimientos en programación y en la simulación de fenómenos físicos.

Al M. Sc. Marcelo Ixquiac, por su paciencia y por transmitirme sus conocimientos en medición de radiación ionizante.

A la empresa FIXCA, S.A., por la logística realizada en este trabajo de graduación, por el préstamo y uso de instrumental de medición.

A la empresa Intervasc, por el préstamo y uso de sus instalaciones para fines académicos.

Al lic. Eduardo Florián por realizar en conjunto una parte de esta tesis.

DEDICATORIA

A mi familia, que estando cerca o lejos, siempre me dieron de su apoyo.

A mis catedráticos, que me enseñaron todo lo que sabían, por su paciencia, por sus consejos, por sus chistes, por su fraterna convivencia.

A mis compañeros, por su grata convivencia a lo largo de la carrera.

ÍNDICE GENERAL

ÍNDICE DE FIGURAS	VI
ÍNDICE DE TABLAS	VII
OBJETIVOS	IX
INTRODUCCIÓN	XI
1. INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN CON LA MATERIA	1
1.1. Ionización	1
1.2. Descripción de un haz de fotones	2
1.3. Atenuación de un haz de fotones \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	3
1.4. Coeficientes específicos por material	4
1.4.1. Coeficiente de atenuación	4
1.4.2. Coeficiente de transferencia de energía	5
1.4.3. Coeficiente de absorción de energía	5
1.5. Interacción de fotones con la materia	6
1.5.1. Dispersión coherente	6
1.5.2. Efecto fotoeléctrico	7
1.5.3. Efecto Compton	9
1.5.3.1. Sección transversal de interacción para el efecto Compton	10
1.5.4. Producción de pares	11
1.6. Medición de dosis absorbida	12
1.7. Relación entre kerma, exposición y dosis absorbida	13
1.7.1. Kerma	13
1.7.2. Dosis absorbida y Kerma	15
1.7.3. Equilibrio de partículas cargadas (CPE)	17
1.7.4. Equilibrio transitorio de partículas cargadas (TCPE)	18
1.8. Protección Radiológica	18

1.8.1. Radiobiología	18
1.8.1.1. Factores físicos que afectan a la radios ensibilidad $\ .\ .\ .$	19
Transferencia lineal de energía	19
Eficacia biológica relativa	20
1.8.1.2. Factores biológicos que afectan a la radios ensibilidad $\ .$.	20
$Edad \ldots $	20
1.8.2. Efectos deterministas y efectos estocásticos	21
1.8.2.1. Efectos estocásticos	22
1.8.2.2. Efectos deterministas $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	22
1.8.3. Principios de Protección Radiológica	23
2. PRODUCCIÓN DE RAYOS X	27
2.1. Producción de rayos X y espectro de energía	27
2.1.1. Rayos X fluorescentes o característicos	27
2.1.1.1. Evento iniciador \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	27
Colisiones suaves $(b >>a)$	28
Colisiones fuertes (b \sim a) $\ldots \ldots \ldots \ldots$	28
Interacciones de fuerza Coulombiana con el campo ex-	
terno nuclear (b $<<$ a) \ldots \ldots \ldots	28
Interacciones nucleares por partículas cargadas pesadas	29
2.1.1.2. Energía de los fotones fluorescentes de la capa K \ldots .	30
2.1.1.3. Dependencia de la salida fluorescente con la energía de un	
haz de electrones	30
2.1.2. Rayos X Bremsstrahlung	30
2.1.2.1. Eficiencia de producción $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	30
2.1.3. Tubo de rayos X \ldots	32
2.1.3.1. Ánodo \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	32
2.1.3.2. Cátodo	33
2.1.4. Rayos X intervencionista	34
2.1.4.1. Brazo en C \ldots	34
2.1.5. Espectro de Molibdeno y Tungsteno	34
3. FUNDAMENTOS DE DOSIMETRÍA	37
3.1. Dosimetría de radiación	37
3.2. ¿Qué es un dosímetro? $\dots \dots \dots$	37
3.3. Modelo del Dosímetro simple en términos de la teoría de Cavidad $\ .\ .$	38
3.4. Características generales de dosímetros	38

3.4.1.	Totalidad (Dosímetro absoluto)	8
3.4.2.	Precisión y exactitud	9
3.4.3.	Rango de dosis	0
3	.4.3.1. Medidas de fondo y límite de bajo rango de dosis 4	0
3	.4.3.2. Límite superior del rango de dosis	1
3.4.4.	Estabilidad	.1
3	.4.4.1. Antes de la irradiación	1
3	.4.4.2. Después de la irradiación	1
3.5. Dosin	metría con RaySafe Xi	2
4. DOSIM	IETRÍA TERMOLUMINISCENTE 4	5
4.1. Proc	eso	5
4.1.1.	Estado sólido	5
	Banda de valencia:	5
	Banda de conducción:	5
4.1.2.	Fósforos	6
4.1.3.	Teoría de Randall-Wilkins	6
4.1.4.	Estabilidad de la trampa	9
	Señal infrarroja:	0
	Señal termoluminiscente falsa:	0
4.1.5.	Eficiencia intrínseca de los TLD	0
4.2. Form	as de TLDs	51
4.3. Lectu	ıra de TLDs	53
4.4. Venta	ajas y desventajas	j 4
4.4.1.	Ventajas	j 4
4.4.2.	Desventajas	5
5. MATE	RIALES Y MÉTODOS 5	7
5.1. Mate	$riales \ldots 5$	57
5.1.1.	Sala de fluoroscopía	57
5.1.2.	$Arco\ en\ C\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\$	57
5.1.3.	Dosímetros TL	8
5.1.4.	Lector de TLD	8
5.2. Méto	dos	8
5.2.1.	Caracterización de TLD	58
5.2.2.	Linealidad de la respuesta termoluminiscente frente a la dosis	
	registrada en un dosímetro	59

5.2.3. Levantamiento radiométrico en sala de fluoroscopía $\ldots \ldots \ldots$	59
5.2.4. Simulación con Geant 4 \ldots	60
6. RESULTADOS	61
6.1. Caracterización de TLD-100	61
6.2. Linealidad Respuesta - Dosis en TLD-100	63
6.3. Levantamiento radiométrico en sala de fluoroscopía	65
6.4. Simulación utilizando Geant 4	69
CONCLUSIONES	77
RECOMENDACIONES	79
BIBLIOGRAFÍA	81

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1.	Representación gráfica de efecto fotoeléctrico	8	
1.2.	Coeficiente másico de atenuación para efecto fotoeléctrico		
1.3.	Diagrama ilustrativo del efecto Compton		
1.4.	Gráfica de coeficiente electrónico Compton $_e\sigma_c$ v s. energía del fotón $% \sigma_c$.		
1.5.	Diagrama ilustrativo de la producción de pares		
1.6.	Coeficiente de atenuación másico total para Agua y Plomo 1		
1.7.	Coeficientes de atenuación másico para carbono y plomo 1		
1.8.	Diagrama ilustrativo de la dosis absorbida frente al Kerma de colisiones. 1		
1.9.	Condiciones de equilibrio de partículas cargadas $\ . \ . \ . \ . \ . \ .$	17	
1.10.	Radiosensibilidad dependiende de la edad de un individuo $\ldots \ldots \ldots$	21	
2.1.	Parámetros en colisiones de partículas cargadas	28	
2.2.	Dependencia de ravos X de la capa K de blancos gruesos	31	
2.3.	Diagrama esquemático de un tubo de ravos X	33	
2.4.	Dibujo de un brazo en C	35	
2.5.	Número de rayos X por unidad de energía para 4 materiales	36	
2.6.	Gráfica del efecto de la variación del potencial del tubo (kV) en el		
	espectro de rayos X	36	
3.1.	Detector RaySafe Xi	43	
4.1.	Diagrama de niveles de energía del proceso termoluminiscente	47	
4.2.	Curvas de brillo vs. tiempo y temperatura para un TLD	49	
4.3.	Luz termoluminiscente v s. Exposición por rayos γ de $^{60}{\rm Co}$	52	
4.4.	Diagrama esquemático de un lector TLD típico	54	
6.1.	Descarte de dosímetros	63	
6.2.	Dosis de RaySafe Xi y dosis registrada por dosímetro TLD-100, (a)		
	Gráfica de barras y (b) Dispersión de datos	65	

6.3.	Linealidad Dosis registrada con TLD-100 (mSv) v s tiempo de irra-	
	diación (s)	66
6.4.	Plano completo de las instalaciones de INTERVASC	67
6.5.	Plano de la sala de fluoroscopía	67
6.6.	Configuración del experimento	70
6.7.	Distintas visualizaciones del Arco en C utilizado en la simulación. $\ .$	71
6.8.	TLD-100 visto desde arriba. \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	72
6.9.	Distintas visualizaciones de Arco en C, irradiando 100 fotones	73
6.10.	Espectro de tubo de rayos X en Arco en C Philips BV Pulsera	74
6.11.	Regresión lineal del número de partículas v s la dosis absorbida (en	
	Sv) por TLD-100	76
6.12.	Comparación de dosis Absorbida (Simulación y experimento) $\ . \ . \ .$	76

ÍNDICE DE TABLAS

1.1.	Ángulo de dispersión de fotones para Dispersión de Rayleigh	7
1.2.	LET, transferencia lineal de energía; RBE, eficacia biológica relativa .	20
1.3.	Efectos en la salud provocados por radiación ionizante	23
1.4.	Límites de radiación ionizante establecidos por ICRP (International	
	Commision of Radiological Protection)	24
4.1.	Características de dosímetros termoluniscentes	53
6.1.	Lecturas de dosímetros TLD-100 para caracterización	61
6.2.	Dosímetros con dosis y cuentas medidas dentro del 5 % de error com-	
	parado con la media.	62
6.3.	Datos de dosis registrada por RaySafe Xi y Lector de TLD-100 $~$	64
6.4.	Dosis registrada por dosímetros TLD-100 en 2 semanas y predicción	
	de dosis anual	68
6.5.	Relación existente entre el número de fotones lanzados y la dosis	
	absorbida en el TLD-100	75
6.6.	Datos experimentales y simulados de la dosis absorbida por un dosí-	
	metro termoluminiscente TLD-100, junto con la diferencia porcentual	
	entre dosis absorbida experimental y por simulación	75

OBJETIVOS

General

Verificar que los dosímetros termoluminiscentes son una opción confiable para realizar un levantamiento radiométrico en una sala de intervencionismo (Brazo en C).

Específicos

- 1. Realizar un proceso de selección de los dosímetros termoluminiscentes para obtener dosímetros que respondan de manera confiable para su uso en un levantamiento radiométrico y que no presenten dispersiones en dosis arriba del 5%.
- 2. Comprobar la linealidad entre la respuesta del TLD-100 y la dosis absorbida.
- 3. Verificar que la dosis leída en TLD está dentro del 5% de la dosis medida por el equipo RaySafe Xi.
- 4. Determinar cuáles son los puntos más seguros de operación dentro de una sala de intervencionismo.
- 5. Observar y comparar el comportamiento (experimental y simulación) de un dosímetro termoluminiscente TLD-100 frente a la radiación de un brazo en C, mediante la herramienta informática Geant4, para la simulación de detectores e interacciones de las partículas elementales con la materia.

INTRODUCCIÓN

El presente trabajo presenta el levantamiento radiométrico en una sala de fluoroscopía, ubicada dentro de las instalaciones de la clínica privada INTERVASC, en la zona 10 capitalina, utilizando dosímetros termoluminiscentes (TLD-100).

Así también se exhibe el funcionamiento de estos dosímetros y su correcto uso y lectura en el área de protección radiológica. Es necesario incluir que este trabajo busca verificar la linealidad que existe entre el tiempo de irradiación de un dosímetro y la dosis registrada por el mismo, utilizando una tasa de dosis constante.

Los TLD-100 se colocarán en puntos estratégicos dentro de la sala de intervencionismo para medir los niveles de radiación presentes y poder decir que zonas pueden catalogarse seguras dentro de la misma.

Un punto importante será la comparación de la dosis absorbida de los TLD-100 de manera experimental y la dosis absorbida por el detector por medio de una simulación con Geant4 y establecer un rango de incerteza entre ambos métodos para la obtención de una lectura.

1. INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN CON LA MATERIA

Cuando un rayo gamma o rayo X de baja energía atraviesa un tejido, la interacción de la radiación con la materia se da como resultado de la transferencia de energía al medio. Los fotones interaccionarán con los electrones de los átomos del medio haciéndoles salir disparados en todas direcciones. A su vez estos electrones interaccionarán con otros electrones e ionizarán otros átomos. Entre más interacciones existan entre fotones y electrones, puede depositarse suficiente energía en las células de manera que destruyan su metabolismo para reproducirse. En este trabajo se utilizarán únicamente fotones de baja energía, usualmente en el rango de keV.

El proceso del depósito de energía no es muy eficiente, la mayoría de la energía será convertida en calor, no produciendo ningún efecto biológico.

1.1. Ionización

La ionización es el proceso por el cual un átomo neutro adquiere una carga positiva o negativa. La radiación ionizante puede separar electrones de sus átomos cuando viaja a través de un medio.

Los electrones recién liberados de sus átomos pueden viajar y combinarse con algún átomo neutro, formando un ión negativo. A su vez, un ión negativo puede combinarse con un ión positivo formando un par de iones.

En la radiación ionizante existen dos grupos: radiación directamente ionizante, es decir, partículas cargadas (electrones, positrones, partículas α) y la radiación indirectamente ionizante, es decir, partículas con carga neutra, tales como fotones y neutrones. Cuando la radiación incidente en el medio tiene la energía suficiente para dispersar un electrón de un átomo, este electrón es llamado rayo δ . Este rayo a su vez, si tiene la suficiente energía, será capaz de ionizar más átomos, llevando a cabo una reacción en cadena. Por otro lado, si la radiación incidente en el medio no tiene la suficiente energía para expulsar un electrón de su átomo, únicamente brindará energía para subir al electrón a un nivel de energía más alto, este proceso es llamado excitación térmica.

Partículas neutras como neutrones o fotones son llamadas partículas indirectamente ionizantes, pues estos pueden llegar a interactuar con electrones, haciéndolos escapar o unirse a otro átomo, causando la ionización. Los electrones ionizados pueden interactuar con la materia mediante distintos mecanismos diferentes: efecto fotoeléctrico, efecto Compton, producción de pares, Dispersión de Rayleigh e interacciones fotonucleares, que se describirán a continuación.

1.2. Descripción de un haz de fotones

Según [2], un haz de rayos X o rayos gamma es descrito como un conjunto de fotones con distintas energías. A su vez es expresado por medio de los siguientes términos:

• La Fluencia de fotones es el número de fotones dN que ingresan a una esfera imaginaria con área de sección transversal da.

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

• La Tasa de fluencia es la fluencia por unidad de tiempo.

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt}$$

• Energía de fluencia es la suma de la energía de todos los fotones que ingresan al área con sección transversal da.

$$\Psi = \frac{\mathrm{d}E_{\Psi}}{\mathrm{d}a}$$

Para un haz monoenergético, dE_{Ψ} puede ser expresado como dE_{ν} . Y es denotado únicamente como el número de fotones dN multiplicado por la energía que lleva cada fotón así:

$$dE_{\nu} = dN \cdot h\nu$$

• La tasa de fluencia de energía o intensidad *I*, es la fluencia de energía por unidad de tiempo

$$\psi = \frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}t} \tag{1.1}$$

1.3. Atenuación de un haz de fotones

A medida que un haz de fotones interactúa con un medio, la cantidad de fotones que logran pasar de ese medio disminuye en relación con cuanta materia en el medio recorrió. Si se hiciera incidir un haz de fotones contra una pared y se colocase un detector del otro lado de la pared, se recibirán los fotones que no sufrieron alguna interacción con los átomos de la pared. No se cuentan los fotones dispersados o que hayan sido absorbidos por el material.

Matemáticamente, la disminución de la cantidad de fotones dN y el grosor del medio dx estaría expresada por:

$$dN \propto -Ndx$$
$$dN = -\mu Ndx$$
$$N(x) = N_0 e^{-\mu x}$$

en donde μ es el coeficiente de atenuación lineal propio de la energía del haz de fotones y del material de la pared. Por ejemplo, si el grosor del medio está medido en cm, las unidades de μ estarán medidas en cm⁻¹. El signo negativo en μ indica que la cantidad de fotones decrece cuando el grosor del material aumenta. Por lo que se obtiene una relación que describe la cantidad de fotones que logran atravesar la pared del material con coeficiente de atenuación μ a medida que el grosor de la misma cambia y en función de la cantidad de fotones incidentes. Si la anterior relación se readecúa en función de la tasa de fluencia de energía o Intensidad I(x)descrita en la ecuación 1.1, se obtiene lo siguiente:

$$dI = -\mu I dx$$

La resolución de la anterior ecuación diferencial lleva a la siguiente ecuación:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$$
(1.2)

donde I(x) es la intensidad o tasa de fluencia de energía que pasó a través de un objeto con un grosor x e I_0 es la intensidad incidente.

El grosor de un medio requerido para atenuar un haz a la mitad de su intensidad incidente es llamado Capa Hemirreductora (Half-Value Layer, HVL), que de acuerdo con la anterior relación está dado por:

$$HVL = \frac{ln(2)}{\mu} = \frac{0.693}{\mu}$$

De igual forma hay otras medidas de grosores de materiales para atenuar más o menos intensidad de un haz. Una medida importante para atenuar radiación es la Capa Decirreductora (Tenth Value Layer, TVL). Esta sería la medida de un grosor de un material en específico para disminuir la intensidad de un haz a su décima parte, y su relación estaría dada por:

$$TVL = \frac{ln(10)}{\mu} = \frac{2.303}{\mu}$$

1.4. Coeficientes específicos por material

1.4.1. Coeficiente de atenuación

El coeficiente μ depende de la energía de los fotones y de las propiedades físicas del material. La atenuación producida por un espesor x depende del número de electrones presentes en los átomos de ese material, μ depende de la densidad del material. Entonces dividiendo μ dentro la densidad del material ρ , el coeficiente resultante (μ/ρ) será independiente de la densidad; μ/ρ es conocido como coeficiente de atenuación másico, y está dado en las unidades de cm^2/g . Así también, el espesor del material absorbente de radiación también puede ser expresado en unidades de electrones/cm² y atomos/cm². Los coeficientes correspondientes para estas últimas unidades son coeficiente de atenuación electrónico ($_e\mu$) y coeficiente de atenuación atómico ($_a\mu$).

El coeficiente de atenuación representa la fracción de los fotones removidos por unidad de longitud. Gran parte de la intensidad I(x) detectada del otro lado

del material atravesado por un haz de radiación es causada por los fotones que no llegaron a interactuar con el material. Por otro lado, los fotones que sí interactuaron con el material, transferirán parte o toda su energía al material.

1.4.2. Coeficiente de transferencia de energía

Cuando se hace pasar un haz de fotones a través de un medio absorbente, los fotones pueden llegar a interactuar con los electrones del medio. Para que esta interacción se lleve a cabo, el fotón puede transferir toda o parte de su energía a alguna partícula cargada (p. ej. electrones) en forma de energía cinética. Si el fotón no transfiere toda su energía, saldrá dispersado con una energía menor y puede llegar a interactuar con otro electrón transfiriendo su energía.

La fracción de energía de los fotones transferida a partículas cargadas del material absorbente como energía cinética por unidad de grosor se conoce como *coeficiente de transferencia de energía* μ_{tr} . Este coeficiente relaciona a μ (coeficiente de atenuación lineal) como sigue:

$$\mu_{tr} = \frac{\overline{E_{tr}}}{h\nu}\mu$$

donde $\overline{E_{tr}}$ es la energía promedio transferida en energía cinética a partículas cargadas por interacción, h es la constante de Planck, ν es la frecuencia del fotón incidente y μ es el coeficiente de atenuación lineal. El coeficiente de transferencia de energía másico está dado por μ_{tr}/ρ .

1.4.3. Coeficiente de absorción de energía

La mayoría de los electrones puestos en movimiento por los fotones perderán su energía chocando inelásticamente (ionización y excitación) con demás electrones presentes en el medio. Algunos, dependiendo del número atómico del material, perderán su energía por interacciones bremsstrahlung con el núcleo. Los rayos X producidos por esta interaccion no se toman en cuenta con la energía depositada en el material.

El coeficiente de absorción de energía (μ_{en}) está definido como el producto del coeficiente de transferencia de energía y el factor (1 - g), donde g es la fracción de la energía de partículas cargadas secundarias perdida por bremsstrahlung en el

material.

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1-g)$$

El coeficiente de absorción de energía másico es μ_{en}/ρ .

Para la mayoría de interacciones con tejidos blandos o con un bajo número atómico, los electrones perderán mayoritariamente su energía por medio de colisiones, es decir, ionizaciones y excitaciones de electrones.

1.5. Interacción de fotones con la materia

La atenuación de un haz de fotones por un material absorbente es causada mayoritariamente por 5 tipos. La fotodesintegración, que solo ocurre a energías mayores a 10 MeV, por lo que no se tomará en cuenta por el uso de fotones de baja energía en este trabajo. Los otros 4 tipos son: Dispersión coherente, efecto compton, efecto fotoeléctrico y producción de pares. Esta última clase de interacción tampoco es tan relevante en rayos X utilizados en una fluoroscopía.

Cada uno de estos efectos puede ser representado por su coeficiente de atenuación; cada uno de estos varía con la energía del fotón y el número atómico del material absorbente. El coeficiente de atenuación total es la suma de los coeficientes de atenuación individuales.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_{coh}}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_c}{\rho} + \frac{\pi}{\rho}$$
(1.3)

estos coeficientes son para la dispersión coherente, efecto fotoeléctrico, compton y producción de pares respectivamente.

1.5.1. Dispersión coherente

En [1] se menciona que este proceso también es conocido como dispersión de Rayleigh. Esta dispersión se lleva a cabo cuando un fotón, visto como una onda electromagnética, pasa cerca de un electrón y lo pone a oscilar. El electrón reirradia la energía con la misma frecuencia que la onda electromagnética incidente. Estos rayos X dispersados tienen la misma longitud de onda que la de haz incidente. Entonces, en este proceso no hay energía absorbida por el medio y tampoco hay cambio de energía en el movimiento del electrón.

El ángulo de dispersión del fotón depende de Z y de $h\nu$: 2/3 del total de fotones son dispersados a ángulos menores que los que se muestran en la tabla 1.1 según [2].

$h\nu$	$0.1 { m MeV}$	$1 { m MeV}$	10 MeV
Al	15^{o}	2^{o}	0.5^{o}
\mathbf{Pb}	30^{o}	4^{o}	1.0^{o}

Tabla 1.1. Ángulo de dispersión de fotones para Dispersión de Rayleigh

Está visto que la dispersión de Rayleigh tiene una mayor importancia práctica a bajas energías, esto en parte a que el ángulo de dispersión es mayor. La sección transversal atómica para la dispersión de Rayleigh está dada por:

$$\frac{\sigma_{coh}}{\rho} \approx \frac{Z}{(h\nu^2)} \qquad (cm^2/g \ o \ m^2/kg) \qquad (1.4)$$

La importancia relativa de la disperión de Rayleigh es bastante pequeña porque contribuye en un pequeño porcentaje del coeficiente de atenuación lineal.

1.5.2. Efecto fotoeléctrico

Este efecto consiste en la absorción de toda la energía de un fotón por un átomo de algún material de bajo o alto número atómico y como resultado, uno de sus electrones orbitales es eyectado. Específicamente, dependiendo de la energía del fotón, esta puede ser absorbida por un electrón de las capas K, L, M o N. Si el fotón tiene más energía que la energía de ligadura del electrón, este puede salir eyectado. Por ejemplo si la energía del fotón es $h\nu$, la energía del electrón eyectado será $h\nu - E_B$. En donde E_B es la energía de ligadura del electrón de una capa electrónica.

Seguidamente, el agujero que quedó del electrón eyectado en una de las capas electrónicas del átomo, un electrón de una capa exterior desciende para ocupar su lugar emitiendo un fotón característico, la energía de este fotón emitido dependerá de qué tan exterior sea la capa de donde provino. Algunas veces, este fotón emitido llegará a incidir a otro electrón de alguna capa exterior, provocando su eyección. Estos electrones eyectados son llamados electrones Auger. La probabilidad de absorción por efecto fotoeléctrico depende de la energía del fotón incidente, como se observa en la figura 1.2, donde el coeficiente másico de atenuación por efecto fotoeléctrico (τ/ρ) es graficado en función de la energía del fotón, la representación gráfica del efecto puede notarse en la figura 1.1. En una gráfica logarítmica τ/ρ , es casi una línea recta con una pendiente aproximadamente de -3, por lo que se obtiene la siguiente relación de τ/ρ y la energía del fotón:

$$\tau/\rho \propto 1/E^3 \tag{1.5}$$

Se observa que en la figura 1.2 la curva del plomo tiene 2 discontinuidades en 15 y 88 keV. Estos son llamados bordes de absorción y corresponden a las energías de ligadura de las capas electrónicas L y K.

Los datos de varios materiales indican que la atenuación fotoeléctrica depende fuertemente del número atómico del material absorbente, aumentando con el cubo del número atómico del material. Esta relación forma las bases de muchas aplicaciones en radiología de diagnóstico. La diferencia en Z de varios tejidos como hueso, músculo y grasa amplifica las diferencias en la absorción de rayos X, haciendo que el modo primario de interacción sea fotoeléctrico. Tomando en cuenta la dependencia del número atómico del material irradiado, la ecuación 1.5 se transforma a:

$$\tau/\rho \propto \frac{Z^3}{E^3} \tag{1.6}$$

La distribución angular de los electrones emitidos del medio depende de la energía que lleve el fotón. Para bajas energías de fotones, los electrones serán emitidos mayoritariamente a un ángulo de 90° . A medida que la energía de los fotones aumenta, los electrones serán emitidos en direcciones parecidas a la dirección del fotón incidente.



Figura 1.1. Representación gráfica de efecto fotoeléctrico



Figura 1.2. Coeficiente másico de atenuación para efecto fotoeléctrico vs Energía de fotón incidente. Curvas para agua $Z_{eff} = 7.42$ y plomo $Z_{eff} = 82$. Fuente: [1], pp. 64.

1.5.3. Efecto Compton

En el proceso Compton, un fotón interactúa con un electrón atómico tomándolo como un "electrón libre", lo que significa que el fotón incidente tiene una energía mucho más grande que la energía de ligadura del electrón. En esta interacción, el electrón recibe una cantidad específica de energía del fotón y puede considerarse el sistema como un choque elástico en donde se conservan parámetros como energía y momentum. Dicho esto, haciendo conservaciones de energía y momentum, se llega a las siguientes relaciones:

$$E = h\nu_0 \frac{\alpha(1 - \cos(\phi))}{1 + \alpha(1 - \cos(\phi))}$$
$$h\nu' = h\nu_0 = \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos(\phi))}$$
$$\cot(\theta) = (a + \alpha)\tan(\phi/2)$$

en donde $h\nu_0$, $h\nu'$ y E son las energías del fotón incidente, el fotón dispersado y la energía adquirida por el electrón eyectado, respectivamente. $\alpha = h\nu_0/m_0c^2$, donde

 m_0c^2 es la energía en reposo del electrón (0.511 MeV)
 θ y ϕ son ángulos como se muestran en la figura 1.3



Figura 1.3. Diagrama ilustrativo del efecto Compton, fuente: [1].

En contraste con el efecto fotoeléctrico, en el que la máxima interacción de los fotones incidentes con los electrones del material tendrán lugar con energías bajas de los fotones y decrecerá a medida que se aumente la energía incidente. En este caso el efecto Compton tendrá lugar y será más importante, sin embargo, como se observa en la figura 1.4, el efecto Compton también decrece con la energía.

Debido a que la interacción Compton toma como *libres* los electrones del material absorbente, es independiente del número atómico Z. Esto indica que el coeficiente de atenuación másico Compton ($_e\sigma_c/\rho$) es independiente de Z y depende únicamente de la cantidad de electrones por gramo. Por esta razón, por ejemplo, en un tejido como hueso, habrá más interacciones de tipo Compton que en músculo, debido a la existencia de una mayor cantidad de electrones por gramo en hueso que en músculo.

1.5.3.1. Sección transversal de interacción para el efecto Compton

J. J. Thomson realizó la primera descripción teórica del proceso en el que un fotón es dispersado por un electrón. En 1928, Klein y Nishina aplicaron la teoría de relatividad de Dirac del electrón del efecto Compton para obtener una sección transversal mejorada. El valor de Thomson era muy grande para energías mayores a 0.01 MeV, el error alcanzaba un factor de 2 cuando la energía del fotón incidente era 0.4 MeV. La sección transversal diferencial del electrón en el efecto Compton descrita por Klein-Nishina es:

$$\frac{d_e\sigma}{d\Omega_{\varphi}} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{h\nu\prime}{h\nu}\right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu\prime} + \frac{h\nu\prime}{h\nu} - \sin^2\varphi\right) \tag{1.7}$$



Figura 1.4. Gráfica de coeficiente electrónico Compton ${}_{e}\sigma_{c}$ vs. energía del fotón. El coeficiente másico (σ_{c}/ρ) se obtiene multiplicando el coeficiente electrónico con el número de electrones por gramo de un material dado. Fuente: [1], pp. 67.

en donde: r_0 es $e^2/m_0c^2 = 2.818 \times 10^{-13}$ cm y es llamado *radio clásico electrónico*, $h\nu$ es la energía del fotón incidente, $h\nu\prime$ es la energía del fotón dispersado y φ es el ángulo al cual el fotón es dispersado por el electrón.

La sección transversal K-N por unidad de masa, σ/ρ , el cual también es llamado coeficiente de atenuación másico Compton es obtenido de la siguiente ecuación:

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{N_A Z}{A_e} \sigma \tag{1.8}$$

donde $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ moles ⁻¹ es la constante de Avogadro, número de átomos presentes en 1 mol de sustancia, Z = número de electrones por átomo, molécula o compuesto, A = número de gramos por mol de material (peso molecular).

Con la excepción del hidrógeno, para el cual Z/A=1, Z/A se mantiene entre 0.5 y 0.4 y con una tendencia a decrecer a medida que aumenta Z, esta burda suposición de Z/A constante significa que el coeficiente de atenuación másico Compton es aproximadamente independiente de Z, como la sección transversal electrónica.

1.5.4. Producción de pares

La producción de pares es un proceso en el cual toma parte un fotón y un núcleo atómico. El fotón interactúa de forma fuerte con el campo electromagnético del núcleo dando toda su energía a la formación de masa, es decir, de un par electrónpositrón. La energía en reposo de un electrón o un positrón es 0.511 MeV; por lo
que la energía mínima del fotón para la formación del par positrón-electrón es de 1.022 MeV; el diagrama ilustrativo de este efecto puede visualizarse en la gráfica 1.5.

La dirección en la que el par es creado es, en su mayoría en la misma dirección a la que se dirige el fotón inicialmente. La energía del fotón en exceso es compartida entre el par como energía cinética; la distribución de energía cinética para el par es mayoritariamente la mitad para cada partícula, aunque puede darse el caso que toda la energía cinética sea dirigida para una partícula, dejando a la otra efectivamente en reposo. Es importante recalcar que la cantidad de energía cinética que se reparte para cada partícula es puramente probabilística.

El suceso siguiente a la creación del positrón, es su pronta combinación con un electrón libre de la vecindad para emitir dos fotones de 0.51 MeV cada uno. Como la producción de pares resulta de la interacción del campo electromagnético del núcleo, la probabilidad de este proceso se incrementa considerablemente con el número atómico. La probabilidad de ocurrencia de este efecto aumenta con el cuadrado del número atómico del núcleo.



Figura 1.5. Diagrama ilustrativo de la producción de pares

En la figura 1.6 se muestra gráficamente el coeficiente de atenuación másico total (ecuación 1.3) para agua y plomo. Y en la figuras 1.7a y 1.7b se muestra el coeficiente másico para el carbono y para el plomo dependientes de la energía del fotón incidente.

1.6. Medición de dosis absorbida

La cantidad de dosis absorbida ha sido definida para describir la cantidad de radiación recibida para todos los tipos de radiación ionizante, incluyendo partículas



Figura 1.6. Coeficiente de atenuación másico total para Agua y Plomo, como función de la energía del fotón incidente. Fuente: [1], cap. 5, p.69.

cargadas y no cargadas, en todos los materiales, en todas las energías. Es una medida de los efectos biológicos producidos por radiación ionizante.

La definición de dosis absorbida es el cociente $D = d\overline{\mathcal{E}}/dm$, donde $d\overline{\mathcal{E}}$ es la energía media impartida por radiación ionizante a un elemento con masa dm. En el sistema inglés la unidad para dosis absorbida es el Gray (Gy) y está definido como la energía absorbida de 1J dentro de una masa de 1kg.

1.7. Relación entre kerma, exposición y dosis absorbida

1.7.1. Kerma

La cantidad Kerma, energía cinética liberada por unidad de masa, por sus siglas en inglés (kinetic energy release per unit mass) está definida como "el cociente de dE_{tr} por dm, donde dE_{tr} es la suma de todas las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas ionizadas (electrones y positrones) liberadas por partículas no cargadas en un material de masa dm"; en este caso, las partículas cargadas (electrones) serán liberadas por fotones.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \tag{1.9}$$



Figura 1.7. Coeficientes de atenuación másico para carbono a) y plomo b). τ/ρ indica la contribución por efecto fotoeléctrico, σ/ρ para efecto Compton, κ/ρ para producción de pares y σ_R/ρ para la dispersión de Rayleigh (coherente). μ/ρ es la contribución para todas las interacciones, la cual es bastante aproximada en Pb a la curva de τ/ρ (efecto fotoeléctrico) a energías bajo 0.1 MeV. Fuente: [2], pp. 141.

La unidad para kerma es la misma que para dosis, Gy. Para un haz de fotones atravesando un medio, el kerma en un punto es directamente proporcional a la fluencia de energía de fotones Ψ y está dado por

$$K = \Psi \frac{\overline{\mu}_{tr}}{\rho} \tag{1.10}$$

donde $\overline{\mu}_{tr}/\rho$ es el coeficiente másico de transferencia de energía para el medio promediado sobre todo el espectro de la fluencia de energía de los fotones. Otro coeficiente que es importante recalcar es:

$$\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho} = \left(\frac{\overline{\mu}_{tr}}{\rho}\right)(1-\overline{g}) \tag{1.11}$$

donde $\overline{\mu}_{en}/\rho$ es el coeficiente promedio de absorción energía másico y \overline{g} es la fracción media de la energía perdida de un electron en algún proceso radiativo. Entonces,

$$K = \Psi\left(\frac{\overline{\mu}_{tr}}{\rho}\right) / (1 - \overline{g}) \tag{1.12}$$

Una gran parte de la energía cinética inicial de los electrones en materiales con bajo número atómico es gastada por colisiones inelásticas (ionización y excitación) con electrones atómicos. Solo una pequeña parte es gastada en colisiones radiativas con el núcleo atómico (bremsstrahlung). Entonces el kerma puede estar dividido en dos partes:

$$K = K^{col} + K^{rad} \tag{1.13}$$

donde K^{col} y K^{rad} son las partes de colisiones y radiativas del kerma, respectivamente. Entonces, a partir de las ecuaciones 1.12 y 1.13se obtiene:

$$K^{col} = \Psi\left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right) \tag{1.14}$$

у

$$K^{rad} = \Psi\left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right) \cdot \left(\frac{\overline{g}}{1-\overline{g}}\right) \tag{1.15}$$

La ecuación 1.14 indica la existencia de interacciones de fuerza coulombianas con electrones atómicos del material absorbente, resultando en una disipación local de la energía como ionización o excitación dentro o cerca de la trayectoria del electrón.

Y la ecuación 1.15 resulta en la producción de fotones radiativos debido a la interacción entre un electrón y un núcleo atómico del material absorbente, produciendo fotones de rayos X a medida que el electrón desacelera. Estos fotones son relativamente más penetrantes comparados con los electrones, y estos fotones llevan su energía cuantizada lejos de la trayectoria de la partícula cargada (electrón). Así también puede ocurrir la producción de fotones por medio de la aniquilación de pares (electrón-positrón) en vuelo.

1.7.2. Dosis absorbida y Kerma

El kerma es máximo en la superficie y decrece con la profundidad y la dosis absorbida es una cantidad que crece a medida que llega a un punto máximo de entrega de dosis y luego decrece en la misma proporción que el Kerma. En la primera parte, antes que las dos curvas se encuentren, la acumulación de electrones no está completa, por lo tanto:

$$\beta = D/K^{col} < 1 \tag{1.16}$$

donde β es el cociente entre la dosis absorbida y la parte de colisiones del kerma. Si la atenuación de los fotones fuera despreciable en el medio de interés, existiría equilibrio electrónico. Entonces :

$$\beta = D/K^{col} = 1 \tag{1.17}$$

A profundidades mayores que el rango máximo de los electrones, existe una región de quasi-equilibrio llamada equilibrio de electrones transitorio, como se puede observar en la figura 1.8 En esta región, la dosis absorbida en el tejido habrá sobrepasado a la curva del kerma, por lo tanto:

$$\beta = D/K^{col} > 1 \tag{1.18}$$



Figura 1.8. Diagrama ilustrativo de la dosis absorbida frente al Kerma de colisiones para un haz de fotones de megavoltaje. β es la proporción de dosis absorbida frente a K_{col}. El punto designado como c.e.p. es el centro de producción de electrones Fuente [1], pág. 98

1.7.3. Equilibrio de partículas cargadas (CPE)

El equilibrio de partículas cargadas existe para un volumen v si cada partícula cargada de algún tipo dado y energía que deja el volumen v es reemplazada por una partícula idéntica de la misma energía entrando al volumen. Este equilibrio se representa mediante la siguiente ecuación.

$$(\bar{R}_{in})_c = (\bar{R}_{out})_c \tag{1.19}$$



Figura 1.9. Condiciones de equilibrio de partículas cargadas. El volumen V contiene un medio homogéneo uniformemente irradiado a través por radiación indirectamente ionizante. Las partículas cargadas secundarias son entonces producidas uniformemente a través de V, no necesariamente de forma isotrópica, pero sí con la misma distribución energética y direccional en todos los lugares. Si la mínima distancia existente separando las fronteras de V y del volumen pequeño v es mayor que el rango máximo de las partículas cargadas presentes, el equilibrio de partículas cargadas existe dentro de v.

En la figura 1.9, se muestra las trayectorias de 3 partículas cargadas, todas emitidas a un ángulo θ respecto del campo incidente de radiación indirectamente ionizante (fotones). Primero se considera la trayectoria de la partícula e_1 , generada por la total absorción de radiación indirectamente ionizante en un punto P_1 justo dentro del volumen v y lo atraviesa y lleva una energía cinética fuera de ese volumen de 2/3 de su energía inicial. Una idéntica segunda interacción ocurre afuera de v en un punto P_2 y genera una partícula e_2 , la cual entra al volumen v con una energía de 2/3 de su energía original y sale del volumen con 1/3 de su energía original. De la misma forma una tercera idéntica interacción ocurre en un punto P_3 genera la partícula e_3 , la cual entra a v con un 1/3 de su energía original y gasta toda su energía dentro de v. Entonces existe equilibrio de partículas cargadas y la energía cinética total gastada dentro de v por las 3 partículas iguala a la energía que sola la partícula e_1 hubiera gastado en su trayectoria completa si se hubiera quedado dentro del volumen v.

1.7.4. Equilibrio transitorio de partículas cargadas (TCPE)

El equilibrio transitorio de partículas cargadas (TCPE) existe en todos los puntos dentro de una región en donde D (Dosis absorbida) es proporcional a K_c (Kerma de colisiones), y la constante de proporcionalidad β es mayor que 1 (debido al efecto combinado de la atenuación de un haz de fotones y el predominante movimiento hacia adelante de los electrones), $D \propto \beta K_c$. El comportamiento entre estas dos cantidades radiativas dice que $K_c \approx D$ en haces de fotones con energías pequeñas y diferente a medida que se utilizan haces de fotones de alta energía.

1.8. Protección Radiológica

Textualmente como dice [4], inmediatamente después del descubrimiento de los rayos X, estos se aplicaron al campo de la salud. Sin embargo a los pocos meses se observó que la radiación podía causar efectos perjudiciales.

La primera muerte de un norteamericano originada por la exposición a la radiación fue la de Clarence Dally, ayudante de Thomas Edison en 1904. Desde este accidente se han llevado a cabo grandes esfuerzos para el desarrollo de equipos, técnicas y procedimientos con el fin de controlar los niveles de radiación y reducir una exposición innecesaria a la radiación a los trabajadores en contacto con la radiación y al público en general.

Los principios fundamentales para la radioprotección son unas reglas simplificadas diseñadas para garantizar la seguridad en las áreas de radiación a los trabajadores en este campo. En 1931 se elaboraron las primeras recomendaciones para limitar la dosis. En la actualidad, el *National Council on Radiation Protection and Measurements* (NCRP) revisa continuamente los límites de las dosis recomendadas.

1.8.1. Radiobiología

La radiobiología es la ciencia que estudia la respuesta de organismos vivos frente a dosis y tipos de radiación ionizante. Algunos tejidos son más radiosensibles que otros a la exposición de la radiación. Estos tejidos responden más rápido y a menores dosis de radiación.

Existen factores que afectan a la respuesta radiobiológica del tejido, estos son físicos y biológicos. El conocimiento de estos factores radiobiológicos es fundamental para la comprensión de los efectos positivos de la radiación en oncología y los potenciales efectos perjudiciales de la exposición a bajas dosis de radiación [4].

En 1906, dos científicos franceses, Bergonie y Tribondeau, observaron que la radiosensibilidad era una función del estado metabólico del tejido que se irradiaba y formularon una teoría. Ésta ley se conoce como la ley de Bergonie y Tribondeau. Básicamente, establece que la radiosensibilidad de los tejidos vivos varía con la madurez y el metabolismo de sus células. A continuación se observa qué tipos de células son más radiosensibles.

- Las células madre son radiosensibles; las células maduras son radiorresistentes.
- Los tejidos y los órganos más jóvenes son radiosensibles.
- Los tejidos con una actividad metabólica elevada son radiosensibles.
- Una gran tasa de proliferación de células y una gran tasa de crecimiento de tejidos originan un incremento de la radiosensibilidad. [4]

1.8.1.1. Factores físicos que afectan a la radiosensibilidad

La respuesta a la radiación está caracterizada principalmente por la cantidad de energía por unidad de masa impartida al tejido, sin embargo en situaciones experimentales controladas, cuando se aplica igual dosis a especímenes iguales, la respuesta puede noser la misma a causa de otros factores.

Transferencia lineal de energía La transferencia lineal de energía (LET, linear energy transfer) es la relación de la radiación ionizante y el tejido blando al que se transfiere. Éste es un método para determinar la calidad de radiación y determinar el factor de peso de la radiación (W_R) utilizado en protección radiológica. La LET se expresa en unidades de kiloelectronvoltios de energía transferida por micrómetro de longitud de traza en tejido blando (keV/ μ m), la LET d elos rayos X de diagnóstico es aproximadamente de 3keV/ μ m. [4] **Eficacia biológica relativa** Cuando la LET aumenta, la capacidad de producir daño biológico también aumenta; este efecto relativo se describe cuantitativamente como eficacia biológica relativa (RBE, *relative biologic effectiveness*). En la ecuación 1.20 se establece el valor de RBE.

$$RBE = \frac{\text{Dosis de radiación estándar necesaria}}{\frac{\text{para producir un efecto dado}}{\text{Dosis de radiación estudiada necesaria}}$$
(1.20)

La RBE de rayos X de diagnóstico es de 1. La tabla 1.2 muestra LET y RBE de varios tipos de radiaciones ionizantes.

Tipo de radiación	LET (keV/ μ m)	RBE
Rayos gamma de^{60} Co	0.3	0.9
Electrones de 1 MeV	0.3	0.9
Rayos X de diagnóstico	3.0	1.0
Protones de 10 MeV	4.0	5.0
Neutrones rápidos	50.0	10
Partículas alfa de 5 MeV	100.0	20
Núcleos pesados	1,000.0	30

Tabla 1.2. LET, transferencia lineal de energía; RBE, eficacia biológica relativa. Fuente: [4], pp. 514.

1.8.1.2. Factores biológicos que afectan a la radiosensibilidad

Además de factores físicas, existen varias condiciones biológicas que alteran la respuesta de los tejidos a la radiación. Algunos de estos tejidos tienen que ver con el estado del tejido, la edad y tasa metabólica. Otros factores están relacionados con modificadores artificiales.

$$OER = \frac{\begin{array}{c} \text{Dosis necesaria bajo condiciones}}{\begin{array}{c} \text{Dosis necesaria producir un efecto dado} \\ \hline \text{Dosis necesaria bajo condiciones} \\ \text{aeróbicas para producir el mismo efecto} \end{array}}$$
(1.21)

Edad La edad es uno de los parámetros en los que las células son más o menos radiosensibles. Antes de nacer, los humanos somos bastante radiosensibles, cuando llegamos a la madurez, alcanzamos la cúspide de radiorresistencia y cuando alcanzamos la vejez, nuevamente empieza a aumentar la radiosensibilidad. En la figura 1.10 puede observarse la radiosensibilidad en función de la edad del individuo.



Figura 1.10. La radiosensibilidad varía con la edad. Los experimentos con animales han demostrado que los individuos muy jóvenes y los individuos muy viejos son más sensibles a la radiación. Fuente: [4], pp. 515.

1.8.2. Efectos deterministas y efectos estocásticos

Cuando las radiaciones ionizantes actúan sobre la molécula de ADN de una célula, puede pasar 2 cosas:

- Reparación de la molécula de ADN sin ningún problema derivado.
- Si no se repara la molécula de ADN, pueden aparecer cambios en las células y originar mutaciones.

Estas mutaciones pueden llevarse a cabo mediante 2 mecanismos, los cuales son:

- Reproducción de células con ADN defectuoso, originando tumores benignos o malignos.
- En caso que la célula que tenga el ADN dañado sea una célula de tipo reproductiva y suponiendo el caso que esta célula origine a un feto, existe la posibilidad que este feto desarrolle enfermedades genéticas.

Existen 2 mecanismos en los que la radiación puede generar daño, estos son:

1.8.2.1. Efectos estocásticos

Este tipo de efecto producido por radiación ionizante presenta las siguientes características:

- No necesita una dosis mínima para que se produzcan efectos.
- La probabilidad de que se produzcan estos efectos aumentan al aumentar la dosis recibida.
- La radiosensibilidad es dependiente de la edad del ser humano. Por ejemplo, personas como bebés o fetos y adultos mayores presentan mayor sensibilidad a la radiación y por ende aumenta el riesgo de desarrollar este efecto.
- Puede llevarse a cabo 2 tipos de efectos estocásticos: tumor cancerígeno o benigno y si las células afectadas son germinales, existirá un efecto hereditario.
- Aparece tras unos años de latencia (efectos tardíos): El período de latencia más corto puede ser de 2 años, con la aparición de Leucemia. Puede ocurrir tras pasar varias generaciones.

1.8.2.2. Efectos deterministas

Se presentan las siguientes caraterísticas:

- En los efectos deterministas, sí existe una dosis umbral en la que, si esta es superada, el efecto es seguro.
- Hay mucha más probabilidad en la que los efectos deterministas provocan la muerte celular.
- La gravedad del efecto se incrementa al aumentar la dosis recibida.
- Algunos ejemplos de este tipo de efecto pueden ser: vómitos, quemaduras, cataratas, efectos sobre el desarrollo del útero. Estos síntomas generalmente aparecen tras un breve período de tiempo, a excepción de las cataratas.

Una cantidad de radiación impartida a todo el cuerpo puede producir un amplio rango de efectos en la salud, desde cambios en la química de la sangre hasta la muerte. Una corta exposición de radiación puede causar algunos síntomas notables o enfermedades; con una dosis desde 4 Sv puede ocurrir la muerte dentro de un lapso de 2 meses. En la tabla 1.3 se listan los posibles efectos en la salud cuando existe exposición a la radiación.

Exposición (Sv)	Efecto en la salud	Hora de inicio
0.05 - 0.1	Cambios en la química de la sangre	
0.5	Náusea	Horas
0.55	Fatiga	— <u>-</u>
0.70	Vómitos	—-
0.75	Pérdida de cabello	2-3 semanas
0.90	Diarrea	—-
1.0	Hemorragia	—-
4.0	Posible muerte	dentro de 2 meses
10.0	Destrucción del recubrimiento intestinal	—
	Sangrado interno	—-
	Muerte	1-2 semanas
20.0	Daño al sistema nervioso central	—
	Pérdida de conciencia	Minutos
	Muerte	Horas a días

Tabla 1.3. Efectos en la salud provocados por radiación ionizante. Fuente: [12].

1.8.3. Principios de Protección Radiológica

Desde 1928, la Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP, por sus siglas en inglés) se ha preocupado por mantener a las personas y al medio ambiente protegido contra los efectos de las radiaciones ionizantes, para esto ha expuesto tres principios básicos los cuales son:

- Principio de justificación: Cualquier decisión que altere la situación de exposición a la radiación debe provocar un bien más que un daño.
 La ICRP recomienda que, cuando existan actividades que implique una exposición de un alto o bajo nivel de radiación, o riesgo de una exposición potencial son considerados, el cambio esperado por el perjuicio por la radiación debe ser explícitamente incluído en el proceso de toma de decisión.
- Principio de optimización: La probabilidad de incurrir en exposiciones, el número de personas expuestas, y la magnitud de las dosis individuales deben ser tan bajas como razonablemente sea posible, tomando en cuenta factores económicos y sociales.

El proceso de optimización de la protección esta destinado para aplicar a aquellas situaciones que se han considerado justificados. El principio de optimización de la protección, con restricción en la magnitud de una dosis o riesgo individual, es principal al sistema de protección y aplica para las 3 situaciones de exposición: situaciones de exposición planeadas, situaciones de exposición de emergencia y situaciones de exposición existentes.

• Principio de aplicación de límites de dosis: La dosis total impartida a cualquier individuo proveniente de una fuente regulada en situaciones de exposición planeadas diferentes de exposiciones médicas a pacientes, no debe excederse de los límites recomendados por la ICRP.

El concepto de restricción de la dosis y niveles de referencia son usado en cojunto con la optimización de la protección para restringir dosis individuales. Un nivel de dosis individual, ya sea como restricción de dosis o nivel de referencia, siempre necesita ser definido. La principal intención es no exceder, o mantenerse en estos niveles, y la aspiración es reducir todas las dosis a los niveles que sean tan bajos como razonablemente sean alcanzables, y que factores económicos y sociales sean tomados en cuenta.

Organizaciones internacionales y autoridades nacionales responsables de protección radiológica, así como los usuarios, han tomado las recomendaciones y principios emitidos por la ICRP como bases clave para sus acciones protectoras. En la tabla 1.4 se pueden observar límites para TOE y para personal público, es decir, personas que realizan actividades relacionadas con radiación ionizante.

Aplicación	Ocupacional	Público
Dosis efectiva	20 mSv por año, promediado por períodos de 5 años, no superando 50 mSv en un año	1 mSv/año oficial
Dosis equivalente		
anual en		
Cristalino	$20 \mathrm{~mSv}$	$15 \mathrm{mSv}$
Piel	500 mSv	$50 \mathrm{mSv}$
Manos y pies	500 mSv	

Tabla 1.4. Límites de radiación ionizante establecidos por ICRP (International Commision of Radiological Protection). Fuente: [9].

Estos principios han sido adoptados por las legislaciones vigentes en Guatemala

y es llamada así: Ley para el control de Radioisótopos y radiaciones, DEC-LEY-NO. 11-86 y se puede consultar en la cita [7]. Esta ley tiene por objeto controlar, supervisar y fiscalizar todas las actividades relacionadas con el uso de radioisótopos y las radiaciones ionizantes en sus diversos campos de aplicación, a fin de proteger la salud, los bienes y el ambiente de los habitantes de la República, así como los bienes del Estado.

2. PRODUCCIÓN DE RAYOS X

La palabra "calidad" aplicada a un haz de rayos X, ordinariamente puede ser tomada como sinónimo de la huella característica de un haz, es decir, la capacidad penetrante de un haz en distintos materiales. Los rayos X utilizados para radiodiagnóstico intervencionista se encuentran entre un rango de 35 a 100kVp.

2.1. Producción de rayos X y espectro de energía

2.1.1. Rayos X fluorescentes o característicos

La fluorescencia de rayos X es también llamada como rayos característicos. Estos rayos son más probables de producirse a partir de átomos con número atómico (Z) alto. Son probables de aparecer en procesos como captura electrónica, conversión interna, colisiones fuertes. En donde una partícula cargada choca con un electrón, lo eyecta y un electrón en las vecindades del electrón eyectado (siempre de mayor nivel energético que el recién eyectado) ocupa el agujero electrónico recién formado, emitiendo de esta forma un rayo característico. La energía del rayo característico dependerá en gran medida de la resta entre niveles energéticos de los electrones del átomo. En este último caso solo una pequeña fracción ($\leq 1\%$) de la energía de la partícula cargada es utilizada en la producción de rayos X característicos.

2.1.1.1. Evento iniciador

Antes de explicar la física implicada en la producción de rayos X característicos o de tipo Bremsstrahlung, se explicarán las posibles interacciones que ocurren entre partículas cargadas con la materia. La mayoría de interacciones son de tipo coulombiano y relacionan el parámetro de impacto b y el radio atómico a, tal y como se observa en la figura 2.1.



Figura 2.1. Parámetros importantes en colisiones de partículas cargadas con átomos: a es el clásico radio atómico y b es el clásico parámetro de impacto. Fuente: [2], pp. 161.

Colisiones suaves (b >>a) Cuando una partícula cargada pasa a una distancia considerable de un átomo, la influencia del campo de fuerza Coulombiano de la partícula afecta al átomo como un todo, ya sea distosionándolo, excitándolo a un nivel más alto de energía y algunas veces ionizándolo por la eyección de alguno de los electrones de valencia. El efecto neto es la transferencia de una muy pequeña cantidad de energía (unos cuantos eV) a algún átomo del medio absorbente.

Colisiones fuertes (b ~ a) Cuando el parámetro de impacto b es del orden de las dimensiones atómicas, es más probable que la partícula incidente interactúe primariamente con un electrón atómico, el cual será dispersado del átomo con una considerable energía cinética y es llamado rayo delta (δ). Debe ser notado que cuando un electrón de la capa de valencia del átomo sea eyectado por una colisión fuerte, podrán ser emitidos rayos X característicos y/o electrones Auger tal como si el mismo electrón hubiera sido removido por una interacción con un fotón.

Interacciones de fuerza Coulombiana con el campo externo nuclear (b << a) Cuando el parámetro de impacto de una partícula cargada es mucho más pequeño que el radio atómico, la fuerza coulombiana toma lugar principalmente con el núcleo. En el 97 a 98% de casos de este tipo de interacción, el electrón es dispersado elásticamente y no emite ningún rayo X o excita al núcleo. Únicamente pierde un poco de su energía cinética para satisfacer la conservación de momentum de la colisión. Aunque este no es un proceso en el cual se transfiera energía a un medio absorbente, sí es una buena forma para dispersar electrones, por esta razón una lámina delgada de un material con un número atómico (Z) alto, ayudará a

dispersar los electrones. La sección transversal por átomo es proporcional a Z^2 . En el 2-3% restante de los casos de interacciones ocurrirá una interacción radiativa inelástica en donde un rayo X es emitido, este proceso es llamado *Bremsstrahlung*, que significa radiación de frenado. Este tipo de interacción depende también del inverso cuadrado de la masa de la partícula incidente, por tal razón la radiación de frenado será casi despreciable cuando las partículas incidentes sean más masivas que los electrones.

Interacciones nucleares por partículas cargadas pesadas Una partícula cargada pesada teniendo una energía cinética suficiente (~ 100 MeV) y un parámetro de impacto más pequeño que el radio nuclear puede interactuar inelásticamente con el núcleo. Cuando uno o más nucleones individuales son golpeados pueden ser expulsados del núcleo en un proceso de cascada intranuclear fuertemente colimado en la dirección hacia adelante. El nucleo altamente excitado decae de un estado excitado por emisión de partículas por un proceso llamado evaporación (mayormente nucleones de energía relativamente baja) y rayos gamma.

El evento iniciador en la producción de rayos X en la fluorescencia K es la eyección de un electrón de la capa K del átomo por alguno de los procesos como: Captura electrónica, conversión interna, colisiones fuertes. Así, la energía mínima necesaria para que un fotón remueva un electrón deberá de ser la energía de ligadura de la capa K $(E_b)_K$. Por ejemplo, un fotón con una energía $h\nu \ge 69.5$ keV puede generar fluorescencia de la capa K por medio de efecto fotoeléctrico. Por otra parte, un electrón con una energía cinética T > 69.5 keV también puede generar rayos X característicos por medio de una colisión fuerte, en la que el parámetro de impacto del electrón incidente es del tamaño aproximado del radio atómico. Así, el electrón incidente colisionará con un electrón emitiendo un rayo delta (electrón) y el electrón que llegue a llenar la vacante del rayo delta δ emitirá un rayo X característico.

El hecho de que un electrón incidente con $T > (E_b)_K$ pueda remover otro electrón de la capa K prueba que, las transferencias de energía cinética hasta T, deben ocurrir en colisiones entre dos electrones, como uno podría esperar de las consideraciones de conservación de momentum.

2.1.1.2. Energía de los fotones fluorescentes de la capa K

Cuando se crea una vacante de electrones en la capa K, inmediatamente cae un electrón de una capa de un nivel más alto a llenar el vacío de la capa K. Asociado a este movimiento electrónico, existe la emisión de un fotón con una energía igual a la diferencia de energías del nivel de donde cayó el electrón a la capa K. Las líneas de rayos X fluorescentes son comunmente usados para calibración de energía de espectrómetros de fotones.

2.1.1.3. Dependencia de la salida fluorescente con la energía de un haz de electrones

La energía de un haz de electrones incidente también influye en la intensidad de la producción de rayos X característicos. Si T es menor que $(E_b)_K$, la energía de ligadura, no aparecerán líneas K. Para $T \ge (E_b)_K$ todas las líneas K son generadas con una relativa intensidad fija, no importando que tan alta T sea. Sin embargo la eficiencia para producción de rayos X característicos se incrementa rápidamente primero para $T \ge (E_b)_K$, llega a un máximo y luego decrece lentamente a medida que T continúa incrementándose.

Para blancos delgados, los máximos ocurren a bajas energías y efectivamente también la salida de rayos X fluorescentes K son bajos. La figura 2.2 muestra la dependencia de la producción de rayos X característicos con la energía del haz incidente para distintos números atómicos (Z).

2.1.2. Rayos X Bremsstrahlung

2.1.2.1. Eficiencia de producción

El valor esperado de la tasa de energía perdida por unidad de longitud x por una partícula cargada de un tipo Y y energía cinética T, en un medio con un número atómico Z, es llamado poder de frenado $(dT/dx)_{Y,T,Z}$. Dividiendo el poder de frenado dentro de la densidad ρ del medio absorbente resulta en una cantidad llamada *Poder* de frenado másico $(dT/\rho dx)$.

Cuando uno está interesado en el destino de la energía perdida por la partícula cargada, el poder de frenado puede subdividirse en "poder de frenado de colisión" y "poder de frenado radiativo". El primero es la tasa de pérdida de energía como



Figura 2.2. Dependencia de rayos X de la capa K de blancos gruesos desde Z = 4 hasta Z=79 en la energía de electrones incidentes. La energía media aproximada de fluorescencia K también está dada para cada curva. Fuente: [2], Cap. 9, pág. 208.

resultado de la suma de colisiones suaves y duras, las cuales son convencionalmente llamadas "interacciones de colisiones". El poder de frenado radiativo es el que se refiere a interacciones radiativas, tal y como se explicó con la radiación de frenado y las interacciones coulombianas con el campo nuclear externo anteriormente. A menos que sea especificado, se puede asumir que el poder de frenado radiativo está basado sólamente por producción bremsstralung. La energía gastada en colisiones radiativas es llevada desde las partículas cargadas ubicadas en la trayectoria de los electrones por los fotones, mientras que la energía gastada en interacciones de colisiones produce ionizaciones y excitaciones contribuyendo a la dosis cerca de la trayectoria de electrones.

La proporción entre el poder de frenado radiativo másico y el poder de frenado de colisiones másico que se encuentra en el capítulo 8 de "Introduction to radiological physics" de Attix, [2], muestra:

$$\frac{(dT/\rho dx)_r}{(dT/\rho dx)_c} \simeq \frac{TZ}{n} \tag{2.1}$$

donde n es una constante variante que puede tomarse entre 700MeV u 800 MeV.

La generación práctica de rayos X bremsstrahlung se realiza acelerando un haz de electrones y permitiendo que se estrellen con un blanco metálico. La ecuación 2.1 muestra que la proporción de frenado radiativo másico y el poder de frenado de colisiones másico es proporcional a TZ. Lo que significa que con materiales de alto número atómico es posible convertir una mayor fracción de la energía de los electrones en rayos X bremsstrahlung que con materiales de bajo número atómico, así también como un alto punto de fusión. La energía que no es irradiada como bremsstrahlung es gastada en producir ionizaciones y excitaciones por interacciones colisionadoras. Casi toda la energía se degrada en el aumento de calor del blanco, exceptuando la pequeña fracción de energía que se convierte en rayos X característicos. Por esto, es necesario un sistema de enfriamiento.

2.1.3. Tubo de rayos X

El tubo de rayos X consiste de un recipiente de vidrio que su interior se encuentra al vacío, como se observa en la figura 2.3. En un extremo se encuentra un cátodo (electrodo negativo) y en el otro extremo un ánodo (extremo positivo), los dos sellados dentro del tubo. El cátodo es un filamento usualmente hecho de tungsteno que se calienta a temperaturas suficiente para emitir electrones por medio de un fenómeno llamado *emisión termoiónica*. El ánodo consiste de una pieza metálica, usualmente de molibdeno o tungsteno. Cuando se aplica un alto voltaje entre el ánodo y el cátodo, los electrones emitidos por el filamento son acelerados hacia el ánodo y alcanzan grandes velocidades antes que se estrellen contra el blanco (ánodo). Los rayos X son producidos por una repentina deflección o aceleración de los electrones causada por la fuerza atractiva de los núcleos de tungsteno. El haz de rayos X emerge a través de una ventana delgada de vidrio en el tubo. En algunos tubos, una delgada capa de berilio es utilizada para filtrar el haz de rayos X.

2.1.3.1. Ánodo

La elección de tungsteno como material de blanco en los tubos de rayos X convencionales es basada en el criterio en que el blanco debe de tener un alto número atómico y alto punto de fusión. La eficiencia de la producción de rayos X por bremsstrahlung o rayos característicos depende en el número atómico, y por esa razón, el tungsteno (Z = 74) es un material idóneo. Así también tiene un alto punto de fusión de 3,370°C, lo que lo hace el material de elección para el calor intenso producido por el bombardeo de electrones.



Figura 2.3. Diagrama esquemático de un tubo de rayos X utilizado para terapia con un ánodo encapsulado. Fuente: [1], Cap. 3, pág. 29.

Algunos ánodos tienen un sistema de enfriamiento, ya sea por aire, agua o aceite. Estos ánodos son móviles y no se les hace incidir el haz electrónico siempre en un punto, de manera que puede aumentarse la corriente sin que el blanco se caliente demasiado. Algunos ánodos estacionarios se encuentran protegidos por un escudo de cobre y tungsteno para prevenir que electrones extraviados impacten contra las paredes o algún otro componente no planeado. Estos son electrones secundarios producidos del blanco cuando es bombardeado por el haz primario de electrones. El escudo de cobre absorbe los electrones secundarios, mientras que el escudo de tungsteno se encarga de absorber los rayos X producidos en el cobre.

2.1.3.2. Cátodo

El montaje de un cátodo en un tubo de rayos X consiste en un filamento usulamente de tungsteno, un circuito que provea corriente al filamento y un sistema de enfoque negativamente cargado. Este sistema cumple la función de direccionar los electrones hacia el ánodo para que impacten el blanco en un área bien definida, el punto focal.

2.1.4. Rayos X intervencionista

2.1.4.1. Brazo en C

El brazo en C es un dispositivo utilizado para tomar imágenes de rayos X en tiempo real durante una intervención quirúrgica. Son usualmente utilizados en quirófanos, departamentos médicos. Los arcos en C cuentan con un intensificador de imagen, un tubo de rayos X, un brazo con blindaje en forma de C (con el cual es capaz de realizar ciertos movimientos) y un monitor. La consola de este dispositivo está compuesta de modificadores del kV y mA para aumentar o disminuir la dosis y tasa de dosis del tubo de rayos X. Para aumentar la calidad de una imagen es necesario aumentar la dosis. Normalmente en los equipos modernos, el control de la dosis entregada al paciente se realiza de manera automática, tomando en cuenta factores de cuanta radiación recibe el paciente y la nitidez de la imagen para el cirujano.

Debido a que el arco en C se utiliza en intervenciones quirúrgicas, es necesario recordar que entre más radiación reciba el paciente, más radiación dispersará isotrópicamente, poniendo en riesgo la salud del personal. En este caso se debe de tomar en cuenta 3 factores importantes: Colimación, tiempo y distancia. Es importante que todo el personal cuente con la protección adecuada, dígase bata plomada, gafas plomadas, protección para tiroides. El personal no debe sobreexponerse durante la intervención. Y por último, entre más cerca se encuentre el personal del foco emisor de radiación dispersa (paciente), más radiación recibirá, por tanto es necesario que cuando no se necesite la presencia de alguien, este se aleje lo mayor posible del paciente. La radiación disminuye con el cuadrado de la distancia, es decir, si se dobla la distancia al paciente, la intensidad de radiación dispersa recibida tendrá una magnitud de 1/4 respecto a la original. En la figura 2.4 puede observarse la estructura de un Arco en C.

2.1.5. Espectro de Molibdeno y Tungsteno

Los tejidos humanos tienen distintas densidades, no es lo mismo obtener la imagen de un tejido blando, como un músculo, que obtener imágenes de hueso o alguna zona más profunda. La radiación característica de mayor interés en radiología es la que proviene de la expulsión de un electrón de la capa K (bien sea de Tungsteno o de Molibdeno). Para que se emita este tipo de radiación característica, la energía del electrón incidente deberá ser superior a la energía de enlace electrónico de la capa K.



Figura 2.4. Dibujo de un brazo en C. Fuente: [3].

Para lograr que una radiografía quede lo mejor definida posible es necesario utilizar la energía necesaria en los rayos X. Para la radiación utilizada en fluoroscopías o mamografía, es recomendable utilizar un ánodo hecho de Molibdeno (Z = 42), ya que el espectro bremsstrahlung y los rayos X característicos tienen su máximo en alrededor de 25 keV y 18 keV, respectivamente.

Para obtener la imagen de una zona más profunda, es recomendable utilizar rayos X de mayor energía, por esta razón se considera apropiado el uso de un ánodo hecho de tungsteno (Z = 74), ya que el pico del espectro de rayos X bremsstrahlung y rayos X característicos se encuentra alrededor de 35 keV y 70 keV, respectivamente, En la figura 2.5 puede observarse los espectros correspondientes para molibdeno, tungsteno, oro y adicionalmente el del rodio. En la figura 2.6 puede observarse varios espectros con distintos keV cuando se utiliza un blanco de tungsteno. La energía de ligadura de un electrón de la capa K en el átomo de tungsteno es de 69keV por lo que cuando se utiliza un voltaje de 60keV no se llega a visualizar la línea de rayos X característicos del tungsteno.



Figura 2.5. Número de rayos X por unidad de energía para 4 materiales. Molibdeno (Z=42), Rodio (Z=45), Tungsteno (Z=74) y Oro (Z=79). Los espectros están graficados por un potencial de 90kV. Se puede observar como el espectro de emisión se desplaza ligeramente a la derecha a medida que aumenta el número atómico del material. Fuente: [4].



Figura 2.6. Gráfica del efecto de la variación del potencial del tubo (kV) en el espectro de rayos X. A 60 kV, la energía del electrón es insuficiente para producir rayos X característicos en un blanco de tungsteno (La energía de ligadura K es de 69.5 keV). Fuente: [8]

3. FUNDAMENTOS DE DOSIMETRÍA

3.1. Dosimetría de radiación

La dosimetría de radiación maneja las mediciones de la dosis absorbida o tasa de dosis, como resultado de la interacción de radiación ionizante con la materia. En otras palabras, se refiere a la determinación de estas cantidades, así también como cualquier otra cantidad radiológica relevante como exposición, kerma, fluencia, dosis equivalente, etc. Usualmente se mide alguna cantidad (regularmente la dosis absorbida) y se derivan las demás a partir de ella a través de cálculos hechos basados en relaciones previamente definidas.

3.2. ¿Qué es un dosímetro?

Un dosímetro se define generalmente como cualquier dispositivo capaz de proveer una lectura r, que es una medición de la dosis absorbida D_g dentro de un volumen sensitivo V. Si la dosis no es homogénea a través del volumen sensitivo, entonces r es una medición de algún tipo de valor medio \overline{D}_g . Idealmente r es proporcional a D_g , y cada elemento de volumen V tiene una misma influencia en el valor de r, en donde \overline{D}_g es simplemente la dosis promedio en V. La mayoría de dosímetros muestran cierto grado de no-linealidad de r vs. D en por lo menos alguna parte de su rango de dosis.

Comúnmente, no es únicamente de interés obtener la medición de la dosis absorbida en el volumen sensitivo de un dosímetro, más bien, es deseada para determinar alguna cantidad relacionada con otro medio en donde las meidiciones directas no son posibles. La interpretación de la lectura de un dosímetro en términos de alguna cantidad deseada es el problema central en dosimetría. En algunos casos el dosímetro puede ser calibrado directamente en términos de la cantidad deseada, pero esta calibración es generalmente dependiente de la energía a menos que el dosímetro simule bastante bien el material de referencia.

3.3. Modelo del Dosímetro simple en términos de la teoría de Cavidad

Según el capítulo 10 de [2], la teoría de la cavidad relaciona la dosis absorbida en una sonda rellena por algún gas, con la dosis absorbida en el medio donde se encuentra la sonda. Un dosímetro puede generalmente ser considerado como un volumen V llenado con algún material g, rodeado por una pared de otro material wcon un grosor $t \ge 0$.

Un dosímetro simple puede ser tratado en términos de la teoría de la cavidad, el volumen sensitivo será identificado como la "cavidad" y esta puede contener gas, líquido o un medio sólido, dependiendo del tipo de dosímetro. La pared del dosímetro puede servir para varias funciones simultáneamente, incluyendo las siguientes:

- Siendo una fuente de partículas secundarias que contribuyen con la dosis en *V* y proporcionando equilibrio para partículas cargadas (CPE) o equilibrio transitorio para partículas cargadas (TCPE) en algunos casos.
- Protegiendo al volumen V de partículas cargadas que se originan afuera de la pared.
- Protegiendo al volumen V de influencias hostiles como daños mecánicos, polvo, humedad, etc., que puedan afectar la lectura.
- Sirviendo como contenedor del mediogy
- Conteniendo filtros de radiación para modificar la dependencia energética del dosímetro.

3.4. Características generales de dosímetros

3.4.1. Totalidad (Dosímetro absoluto)

Un dosímetro absoluto es aquél que puede ser ensamblado y usado para medir la dosis absorbida depositada en su propio volumen sensitivo sin la necesidad de una previa calibración en un campo conocido de radiación. Dosímetros que pueden considerarse como absolutos son: Dosímetros calorimétricos, cámaras de ionización, etc.

Los dosímetros absolutos no siempre son utilizados debido a que la calibración ofrece ciertas ventajas. Por ejemplo, una calibración puede ser usada en términos de otra cantidad física diferente de la dosis absorbida en el volumen sensitivo, como dosis en tejido o exposición. Cuando un dosímetro de este tipo es utilizado independientemente, toda la medición recae sobre la precisión del dosímetro, en vez de referirse a un dosímetro estandarizado en común con otros dosímetros. Por lo tanto, un error en la medición puede pasar desapercibido en un dosímetro absoluto, a no ser que existan comparaciones con otros dosímetros, o que una calibración sea obtenida por un laboratorio de estandarización.

Es de notar que la absolutez de un dosímetro es independiente de su precisión o de su exactitud. Para que un dosímetro absoluto sea útil, debe de ser preciso y exacto.

3.4.2. Precisión y exactitud

La precisión de las mediciones de un dosímetro está relacionada con los errores aleatorios debido a fluctuaciones en el instrumental, condiciones ambientales y la naturaleza estocástica de los campos de radiación.

La precisión de un set de datos obtenido mediante la toma repetitiva de mediciones puede ser obtenida mediante la desviación estándar. Una alta precisión está asociada con una desviación estándar pequeña. Cuando se utiliza esta medida de dispersión de los datos, se debe mencionar si la desviación se refiere a la precisión de las mediciones individuales o del promedio. En ambos casos, la desviación expresa la probabilidad de aceptación del valor esperado de la cantidad medida. Para un número lo suficientemente largo de mediciones, el valor promedio coincide con el valor esperado.

La exactitud de mediciones con dosímetros expresa la proximidad de su valor esperado con el valor verdadero de la cantidad medida. La exactitud de un set de datos no puede ser obtenida con los mismos datos, como se hace con la precisión. La exactitud es una medida del efecto colectivo de los errores en todos los parámetros que influencian las mediciones. Por lo tanto, se puede decir que un dosímetro puede tener una alta exactitud pero baja precisión y viceversa. Un dosímetro con alta precisión es capaz de una excelente reproducibilidad de las mediciones si es correctamente utilizado. La exactitud de un dosímetro se refiere a la baja probabilidad de occurrencia de error en su calibración o de los parámetros que son relevantes para su operación como dosímetro absoluto.

3.4.3. Rango de dosis

3.4.3.1. Medidas de fondo y límite de bajo rango de dosis

El límite inferior de un rango de dosis útil puede ser impuesto mediante la medida de fondo del instrumental. La medida de fondo es el valor $r = r_0$ cuando la dosis absorbida en el dosímetro es igual a 0. Esta medida es referida como respuesta falsa, ya que no es producida por la radiación. Un ejemplo puede ser la obtención de la lectura de los dosímetros termoluminiscentes por parte de la emisión de luz del dosímetro.

Naturalmente, el fondo por el instrumental debe ser sustraído de cualquier lectura de dosímetros. El procedimiento usual para realizar esta corrección es realizar mediciones del dosímetro cuando este no haya sido sometido al campo de radiación. En este caso, la lectura de radiación obtenida será la suma de r_0 (fondo por el instrumental) y r_b (fondo natural de radiación).

En algunas aplicaciones, como dosimetría personal en protección radiológica, r_0+r_b , es la medida correcta que debe ser restada de la lectura de dosis, ya que no se supone que la radiación de fondo (instrumental y natural) esté incluida dentro de los límites de dosis. Si por alguna razón se necesita obtener la dosis total en el dosímetro, incluyendo la radiación de fondo natural, entonces la lectura r_0 debe ser obtenida mediante el sometimiento del dosímetro a un período de guardado apropiado en un ambiente con una baja radiación de fondo.

Como regla, el límite inferior del rango de dosis práctico de un dosímetro es usualmente estimado para que la dosis sea la necesaria para doblar la medida de fondo del instrumental.

3.4.3.2. Límite superior del rango de dosis

El límite superior de rango de dosis es impuesto simplemente por las limitaciones externas del instrumental, como la medida en el rango más sensitivo de un electrómetro. En el caso de un dosímetro, pueden imponerse limitaciones por él mismo, estas son: el agotamiento del suministro de átomos, moléculas o entidades de estado sólido ("trampas") siendo utilizadas por la radiación para producir la lectura y también por daño al dosímetro por la radiación (por ejemplo, decoloración en la capacidad emisora de luz del dosímetro).

3.4.4. Estabilidad

3.4.4.1. Antes de la irradiación

Las características propias de medición de un dosímetro deben ser estables hasta que se utilice. Efectos en la temperatura, oxígeno o humedad, luz, etc., pueden causar un cambio gradual en la sensitividad de la dosis o en el fondo de radiación del instrumental. Los dosímetros que impliquen placas fotográficas, químicos o de estado sólido son siempre más suceptibles que las cámaras de ionización.

Para el caso de dosímetros termoluminiscentes pueden utilizarse bolsas plásticas con el fin de aislar al dosímetro de la temperatura y humedad ambiental en países tropicales. Los TLD de LiF muestran un cambio en su sensitividad durante su almacenamiento a temperatura ambiente debido a la migración y reordenamiento de las trampas en el cuerpo del dosímetro, que pueden ser controladas por un calentamiento especial.

3.4.4.2. Después de la irradiación

La energía latente en algunos tipos de dosímetros (TLD) puede ser inestable por algún motivo. Puede llegar a presentar un oscurecimiento (pérdida de dosis) entre el momento de la irradiación y el momento de la lectura. El clima con malas condiciones puede agravar la precisión de la lectura de dosis en el dosímetro (luz de sol directa, temperatura, humedad, etc.).

3.5. Dosimetría con RaySafe Xi

RaySafe Xi es un completo sistema de mediciones multiparámetros en todas las modalidades de rayos X. Incluye un rango amplio de detectores para diferentes aplicaciones, midiendo desde keV y dosis hasta HVL y formas de ondas.

RaySafe Xi pretende su uso para mediciones en aplicaciones de imágenes médicas con rayos X. No está pensado para su uso mientras se realicen exámenes con pacientes. RaySafe Xi consiste de una unidad base y varios detectores externos de medición: Radiografía/Fluoroscopía (R/F), mamografía (MAM), Tomografía Computarizada (CT), luz emitida y ambiental (Light) y radiación de bajo nivel o dispersa (Survey). La comunicación entre el detector y la base es puramente digital, por ende minimizando la sensitividad a estrés mecánico o eléctrico. Esto puede observarse en [5].

El detector utilizado en este trabajo es de Radiografía/Fluoroscopía (R/F). Este detector consta de dos sensores: R/F High el cual es diseñado para mediciones de alta tasa de dosis normalmente generada sin la necesidad de un fantoma en medio del detector y la fuente de rayos X; y R/F low, el cual está diseñado para mediciones de baja tasa de dosis normalmente generada con un fantoma en medio del detector y la fuente de rayos X.

El sensor de este detector es de estado sólido y se encuentra posicionado aproximadamente 7mm desde la superficie del detector, esta posición está marcada con una línea punteada en la cubierta de aluminio. Esta posición es utilizada como un punto de referencia para la calibración de la dosis, se puede observar en la figura 3.1b. En la figura 3.1a puede observarse el elemento detector y la base donde se procesa la información a mostrar.

Las dimensiones de la unidad base es de $28 \times 74 \times 142$ mm y tiene una masa de 250 g. El detector tiene las siguientes dimensiones: $12 \times 22 \times 117$ mm y una masa de 50g. El rango de dosis del detector comprende desde 10nGy - 9999 Gy, contando con una incerteza del 5%. El rango de medición de la tasa de dosis está comprendido desde 10nGy/s hasta 1mGy/s. Cuenta con un rango de tiempo de exposición de 1ms a 999s. Estos datos pueden observarse en [6].





(a) Detector R/F a la izquierda y unidad base a la derecha.

(b) Cubierta de aluminio del detector RaySafe Xi R/F, la línea punteada indica la posición del detector de estado sólido.

Figura 3.1. Detector RaySafe Xi.

4. DOSIMETRÍA TERMOLUMINISCENTE

La luminiscencia estimulada térmicamente o termoluminiscencia es la emisión de luz de un material aislante o un semiconductor después de una previa absorción de la energía excitante, procedente de un agente excitante como luz UV, rayos X, rayos gamma, entre otros. La dosimetría por termoluminiscencia se aplica en todo el mundo para la dosimetría de radiaciones ionizantes especialmente en dosimetría personal y médica [10].

4.1. Proceso

4.1.1. Estado sólido

Banda de valencia: Este es el nivel más alto de los intervalos de energías electrónicas que se encuentra ocupado por electrones. En niveles más altos a la banda de valencia, se encuentra una brecha llamada banda prohibida y en un nivel más alto existe otra banda llamada banda de conducción. En caso que se aplique un campo eléctrico externo a electrones localizados en la banda de valencia, estos no podrán aumentar su nivel de energía ya que no existe un nivel energético mayor. Por esta razón, la baja conductividad eléctrica de semiconductores y aislantes se debe a las propiedades de la banda de valencia.

Banda de conducción: Intervalo de energías electrónicas por encima de la banda de valencia, permite a los electrones sufrir aceleraciones por algún campo eléctrico externo y por lo tanto permite la presencia de corrientes eléctricas. Si se le aplica una excitación térmica al material, los electrones pueden pasar a esta banda, saltándose la banda prohibida entre ambas.

4.1.2. Fósforos

La palabra fósforo en dosimetría hace referencia a un volumen sensitivo de un dosímetro (en este caso, termoluminscente) y que consiste de una pequeña masa (que ronda entre 1 - 100 mg) de un material dieléctrico que contiene *activadores* (dopantes) que hacen que el *fósforo* se comporte como un material termoluminiscente. Los activadores que pueden estar presentes en pequeñas trazas dentro del volumen, son de 2 tipos:

- *Trampas* para electrones y *agujeros* (es la analogía para trampas de iones positivos en gases), pueden capturar y mantener las partículas o portadores de cargas en un pozo de potencial eléctrico durante largos períodos de tiempo.
- *Centros de luminiscencia* localizados ya sea en trampas de electrones o en trampas de agujeros, los cuales emiten luz cuando los electrones y los agujeros se recombinan en tal centro.

El proceso de termoluminiscencia se puede observar en la figura 4.1. Al principio, en la izquierda, se muestra un fotón incidente que logra ionizar un átomo del material, este electrón liberado, subirá a la banda de conducción y caerá en alguna trampa dentro del material. De forma análoga ocurrirá con el ion positivo cayendo en una trampa para agujeros. A temperatura ambiente es posible que algunas trampas puedan liberar los electrones e iones positivos, razón por la cual, el pozo de potencial eléctrico debe ser lo suficientemente grande para evitar el escape del electrón o el ion positivo durante largos períodos de tiempo, hasta que un calentamiento externo libere los dos tipos de trampas.

Seguidamente, en la derecha de la figura 4.1, se muestra un calentamiento con el fin de liberar las trampas. En este caso el electrón es liberado y entra a la banda de conducción y migra hacia una trampa de ion positivo, que se puede asumir, que funge como un centro de luminiscencia. En ese caso, la recombinación es acompañada de la emisión de un fotón lumínico.

4.1.3. Teoría de Randall-Wilkins

La primer ecuación que modela el escape de los portadores de carga atrapados a una temperatura T(K) fue por primera vez descrita para electrones atrapados por Randall y Wilkins en 1945 y es:

$$p = \frac{1}{\tau} = \alpha \mathrm{e}^{-E/kT} \tag{4.1}$$



Figura 4.1. Diagrama de niveles de energía del proceso termoluminiscente. (A) ionización por radiación y la captura de electrones e iones positivos; (B) calentamiento para la liberación de electrones, permitiendo la producción de luminiscencia. Fuente: Imagen tomada de [2].Pág. 396.

donde: p es la probabilidad de escape de electrones por unidad de tiempo (s⁻¹), τ es el tiempo de vida media en la trampa, α es llamado factor de frecuencia y debe de ser del orden de la frecuencia de vibración del cristal, E es la profundidad de energía de la trampa (eV) y k es la constante de Boltzmann ($k = 1.381 \times 10^{-23} J K^{-1} = 8.62 \times$ $10^{-5} eV K^{-1}$). Se puede observar en la ecuación 4.1 que a medida que T aumenta, ptiende a aumentar y por lo tanto τ a disminuir. Entonces esta función evidenciará un máximo en alguna T_m (temperatura máxima) a medida que aumentemos la temperatura en función del tiempo y comenzará a decrecer ya que todas las trampas están siendo liberadas. Este máximo se conoce como pico de brillo. La presencia de trampas en distintas profundidades de energía E, dará como resultado varios picos de brillo en la curva de brillo. La T_m está íntimamente relacionada con la tasa de calentamiento lineal q(K/s) de la siguiente manera:

$$\frac{E}{kT_m^2} = \frac{\alpha}{q} \mathrm{e}^{-E/kT_m} \tag{4.2}$$

que se puede simplificar para la siguiente relación en la suposición de $\alpha = 10^9$ y de q = 1K/s:
$$T_m = (489K/eV)E$$

entonces $T_m = 216^{\circ}C$ para E = 1 eV. De la ecuación 4.2 se observa que T_m se incrementa gradualmente con q, por lo que $T_m = 248^{\circ}C$ a q = 5K/s y $263^{\circ}C$ para 10K/s. La eficiencia de emisión de luz puede ser vista de forma decreciente a medida que aumenta la temperatura por un fenómeno llamado *enfriamiento térmico*. Por lo que a tasas de calentamiento altas, alguna pérdida en la emisión de luz puede ser notada. A pesar de este efecto, variando la tasa de calentamiento se puede presenciar una lectura total de luz constante, preservando el area de las curvas de brillo en términos de brillantez vs. tiempo (pero no brillantez vs. temperatura), dando siempre la misma dosis para el fósforo. Este comportamiento puede observarse en la figura 4.2.

Se han realizado experimentos con un dosímetro TL de CaF_2 :Mn variando la tasa de calentamiento desde 4 a 640°C/min. Fue grabada la brillantez vs. tiempo y brillantez vs. temperatura.

Las dosis en cada curva fueron ajustadas para que fueran inversamente proporcional a las tasas de calentamiento utilizadas en la lectura del dosímetro. De estas gráficas se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- El tiempo para alcanzar el pico de brillo es casi inversamente proporcional a la tasa de calentamiento.
- Para $q \leq 40^{\circ}/\text{min}$ las áreas de las curvas de brillo son aproximadamente constantes en la gráfica de Brillantez vs temperatura. Sin embargo, la dosis leída del dosímetro fue 10 veces más grande para $q = 4^{\circ}\text{C}/\text{min}$ que para $40^{\circ}\text{C}/\text{min}$.
- La temperatura a la que existe el pico de brillo aumenta progresivamente con la tasa de calentamiento. La temperatura a la que empieza el enfriamiento térmico es alrededor de los 290°C.

Para el cálculo de la dosis es mucho más preciso tomar la sumatoria de la luz obtenida en vez de utilizar la altura del prico de brillo. Sin embargo la altura del pico de brillo puede utilizarse para medir la dosis si se utiliza una tasa de calentamiento bastante estable.



Figura 4.2. a) Curvas de brillo vs. tiempo. La dosis al dosímetro fue ajustada inversamente proporcional a la tasa de calentamiento en cada caso. b) Curvas de brillo vs. temperatura, grabadas simultáneamente con las curvas en *a*. Fuente: Imagen tomada de [2].Pág. 398.

4.1.4. Estabilidad de la trampa

La utilidad de las trampas del material termoluminiscente depende de su independencia al tiempo y de las condiciones ambientales. Por ejemplo, si las trampas no son estables a temperatura ambiente antes de la irradiación y migran a través del cristal y se recombinan con otras trampas dando diferentes configuraciones, se notarán cambios significativos en la sensitividad a la radiación y en la forma de la curva de brillo. El TLD-100 es un material que requiere un tratamiento especial, (400°C por 1 h, rápido enfriamiento y luego 80° por 24 h) para mejorar la sensitividad. Para tener una buena respuesta de dosis del TLD es necesario que tenga un buen tratamiento térmico después de la lectura de la dosis, esto es para liberar algún electrón o ion positivo presente en alguna trampa.

La *fuga de trampas* es la incapacidad de las trampas de retener los portadores de carga a temperatura ambiente. Y es mucho mayor a medida que se aumenta la temperatura ambiente. Como regla general, se ha observado que los dosímetros que tienen el máximo de la curva de brillo a 210°C tienen poca fuga de trampas, es decir, los portadores de carga atrapados tienen una vida media medida en años. Un pico de brillo localizado a 150°C tienen una vida media del orden de unos días y los localizados a 100°C decae en cuestión de horas. Por esta razón es mucho más recomendable utilizar un dosímetro que tenga su pico de brillo localizado a 210°C, el único problema es que a altas temperaturas aparecen 2 problemas en la lectura, que son:

Señal infrarroja: A medida que el material del dosímetro empieza a calentarse, la emisión infrarroja de radiación de cuerpo negro empieza a correrse hacia longitudes de onda pertenecientes al espectro visible, pudiendo llegar a sumarse con los fotones emitidos por medio de recombinación en las trampas. Se puede colocar un filtro de luz que atenúe la luz en la región espectral de 400-500 nm, pero arriba de 300°C, se vuelve un problema al medir dosis pequeñas.

Señal termoluminiscente falsa: Los efectos combinados de gases absorbidos, humedad, polvo y abrasión en la superficie de los dosímetros puede producir una emisión termoluminiscente falsa, que es llamada a menudo como *triboluminiscencia*. Esta falsa emisión lumínica puede tener longitudes de onda en el rango de 500-600 nm y es emitida a $\approx 350^{\circ}$ C.

Para contrarrestar un poco la emisión de estas falsas lecturas se hace fluir un gas inerte sin oxígeno como N_2 (Nitrógeno) o Ar (Argón) sobre la plancha calentadora (donde se coloca el dosímetro) durante el proceso de medición. El gas permite que la energía almacenada debido a estos efectos en la superficie se liberen sin emisión de luz.

4.1.5. Eficiencia intrínseca de los TLD

Solo una pequeña parte de la energía depositada en el dosímetro como dosis absorbida logra ser emitida como luz cuando el material es calentado. Cada tipo de TLD tiene una propia eficiencia intrínseca de termoluminiscencia, este último término está definido como la proporción (Energía de luz TL emitida por unidad de masa)/(Dosis absorbida). Para el LiF (TLD-100) su eficiencia es del 0.039%, 0.44% para el CaF₂:Mn y 1.2% para CaSO₄:Mn. Se ha estimado que el presupuesto energético del LiF (TLD-100) explica la pérdida del 99.96% de la energía depositada por radiación ionizante que se transforma en producción de calor.

4.2. Formas de TLDs

Los dosímetros termoluminiscentes consisten de un material cristalino que contienen uno o más activadores que pueden ser asociados con las trampas, centros de luminiscencia, o ambos. La cantidad de activadores va desde una cuantas partes por millón hasta algún porcentaje significativo en el material. El cristal anfitrión es el que determina las interacciones con la radiación, y los activadores están presentes en menores cantidades.

En la figura 4.3 se muestra la salida de luz vs la exposición de rayos γ de ⁶⁰Co. Todos los materiales muestran algún grado de respuesta supralineal, es más acentuado en el borato de litio. En el CaF₂:Mn el aumento es únicamente del 4% en la vecindad de 10⁴R. La supralinearidad de los materiales termoluminiscentes puede ser debida al aumento de disponibilidad de centros de luminiscencia cuando el camino de las partículas cargadas se acercan cada vez más o también por la creación de trampas inducidas por la radiación.

El fluoruro de litio es el material más utilizado, y esto es debido a que cuenta con un número efectivo atómico pequeño, solo un poco más grande que el de tejido o de aire. Así también, el fluoruro de litio viene en muchas presentaciones, desempeñando varias funciones. Sus tres niveles de ⁶Li/Li: \approx 0 para LiF (TLD-700), ⁶Li/Li: \approx 7% para LiF (TLD-100) y ⁶Li/Li: \approx 96% para el LiF (TLD-600). El ⁶Li tiene una alta captura de sección transversal para neutrones térmicos (son neutrones que tienen una energía parecida a la que tienen las partículas del medio que lo rodea, es decir, a temperatura ambiente. Normalmente tienen energías de 0.025eV), mientras que la sección transversal de ⁷Li es baja. Para un campo mixto de neutrones y rayos γ , el dosímetro TLD-700 mide primoridalmente la dosis de rayos γ , mientras que un TLD-100 o TLD-600 responde fuertemente a cualquier neutron térmico presente.

En la tabla 4.1 se muestra algunas características propias de dos dosímetros



Figura 4.3. Respuesta de área de pico de brillo vs. exposición de rayos γ de ⁶⁰Co para varios dosímetros termoluminiscentes. Fuente: Imagen tomada de [2, Cap. 14].

Dosímetro	LiF:Mg, Ti	CaSO ₄ :Mn
Densidad (g/cm^3)	2.64	2.61
Número atómico efectivo	8.2	15.3
Rango de emisión espectral TL (nm) :		
Rango	350-600	450-600
Maximo a	400	500
Temperatura a la que ocurre el pico de brillo		
a una tasa de calentamiento q de 40°C/min (°C)	215	100
Oscurecimiento ^a	Pequeño, $<5\%/(12\text{sem})$	50-60%,
		$\approx 24 h.$

termoluminiscentes (LiF:Mg, Ti y CaSO₄:Mn)

^aPérdida de la energía atrapada en el tiempo.

Tabla 4.1. Características como densidad, número atómico efectivo, temperatura a la que ocurre el pico de brillo, oscurecimiento, etc. de dosímetros termoluminiscentes. Fuente: [2, Cap. 3].

4.3. Lectura de TLDs

El instrumento utilizado para calentar un TLD, y para medir la luz termoluminiscente emitida resultante, simplemente es llamado *Lector TLD*. Para calentar el TLD puede utilizarse una plancha calentada por una resistencia, por gas N_2 precalentado, por una luz intensa como la de un proyector, etc. Para leer la luz emitida por el TLD mientras se está calentando es necesaria la utilización de un tubo fotomultiplicador. Este es un aparato que se encarga de recibir radiación (fotones visibles en la mayoría de los casos) y los transforma en electrones (una cantidad considerable para posteriormente ser medidos como corriente eléctrica por la electrónica asociada). En la figura 4.4 se muestra el diagrama esquemático de un lector de TLD típico.

La mayoría de veces el proceso de calentamiento es más complicado que simplemente aumentar la temperatura linealmente vs. el tiempo. Un método de calentamiento para TLD muy utilizado es calentar el TLD a través de la región donde se encuentran las trampas inestables, ignorando la luz emitida. Seguidamente se calienta linealmente para llegar a una temperatura suficiente para generar el pico de brillo de interés dosimétrico, mientras se mide la suma de la luz emitida (que es mostrada como una lectura de carga o dosis). Finalmente debe de calentarse el dosímetro a una temperatura alta (400 °C) para liberar las cargas restantes retenidas en



Figura 4.4. Diagrama esquemático de un lector TLD típico. La temperatura del TLD es aumentada por una superficie calentadora, la luz emitida por el TLD será capturada por un tubo fotomultiplicador para posteriormente medir la corriente asociada a la lectura de luz. Fuente: Imagen tomada de [2, Pág. 398].

trampas más profundas, nuevamente, ignorando la luz emitida en este calentamiento.

La reproducibilidad del programa de calentamiento es vital para una dosimetría termoluminiscente certera. Así también es necesario un buen mantenimiento al equipo en general (filtros, espejos, lentes, superficie calentadora, etc.).

4.4. Ventajas y desventajas

4.4.1. Ventajas

- Ancho útil del rango de dosis, desde unos cuantos milirads hasta $\sim 10^3$ y otro rango de respuesta supralineal vs dosis de $10^3 10^4$ rads.
- Independencia de la tasa de dosis, 0-10¹¹rad/s.
- Disponibilidad comercial
- Reusabilidad, con el uso de un procedimiento de calentamiento adecuado para

liberar la energía guardada en el material y chequeado para una posible alteración en la sensitividad de radiación, los TLD pueden utilizarse hasta que se encuentren dañados por radiación, calor o el ambiente.

- Conveniencia para la medida. Los TLD pueden leerse de forma rápida y certera (<30s).
- La reusabilidad usualmente reduce el costo por lectura.
- \bullet La precisión y exactitud de la lectura puede al canzar 1-2 % con el debido cuidado.
- Disponibilidad de diferentes tipos de dosímetros con diferentes sensitividades para neutrones térmicos, TLD-700 (⁷LiF), TLD-100 (93% ⁷LiF + 7% ⁶LiF); TLD-600 (96% ⁶LiF).

4.4.2. Desventajas

- Inestabilidad en el almacenamiento, la sensitividad del TLD puede variar con el tiempo antes de la irradiación en algunos dosímetros.
- Desvanecimiento, la energía retenida en las trampas puede liberarse exponencialmente por acción de la temperatura a la que es sometido el TLD.
- Sensibilidad a la luz, los TLD presentan sensibilidad a la luz, especialmente UV, luz de sol o luz fluorescente. Esto puede causar un desvanecimiento acelerado de la dosis absorbida o una lectura TL falsa.
- El dosímetro TL es propenso a algún tipo de abrasión, ya sea generada por calor, ambiental o por el ambiente.
- La sensibilidad del dosímetro TL puede ser aumentada o disminuida después de recibir una gran dosis de radiación. Puede recibirse un tratamiento térmico para intentar reestablecer la sensibilidad del dosímetro, aunque en algunos casos es más barato desechar el dosímetro después de una larga exposición a la radiación.
- La capacidad de lectura del tubo fotomultiplicador puede ser afectada o complicada de mantener bajo largos períodos de tiempo.

• No se puede tomar la lectura de un TLD dos veces, por ende, es necesario tener el equipo lector en óptimas condiciones, de lo contrario podrá perderse la lectura sin posibilidad de restauración.

5. MATERIALES Y MÉTODOS

5.1. Materiales

Será el conjunto de elementos con los cuales será posible la realización del experimento (levantamiento radiométrico de una sala de fluoroscopía).

5.1.1. Sala de fluoroscopía

La fluoroscopía es una técnica no invasiva que utiliza la interacción de los rayos X con la materia para obtener imágenes del interior del cuerpo de un paciente para realizar algún procedimiento quirúrgico o de diagnóstico.

Una sala de fluoroscopía está compuesta por una mesa de instrumental quirúrgico, un fluoroscopio (que generalmente es un Arco en C), mesa con recipientes con medio de contraste, material para blindaje radiológico (gabachas plomadas, protector para tiroides, gafas plomadas, etc.).

Un fluoroscopio es un instrumento que consiste de una fuente de rayos X que se coloca de un lado del paciente y una pantalla fluorescente del otro lado del paciente con el fin de realizar estudios en tiempo real al paciente. Los fluoroscopios más recientes acoplan una pantalla a un intensificador de imagen de rayos X y una cámara de vídeo.

5.1.2. Arco en C

El Arco en C es un tipo de fluoroscopio que tiene la particularidad de poder ser transportado de un lugar a otro dependiendo del requerimiento. Este cuenta con un tubo de rayos X, un detector y equipo de cómputo asociado. El detector puede contar con un intensificador de imagen, que convierte los rayos X provenientes del paciente en una imagen visible en un monitor. Los pasos de operación de un equipo de fluoroscopía desde la emisión de radiación ionizante hasta la visualización de la imagen digital son:

- Emisión de radiación ionizante mediante el tubo de rayos X hacia el paciente.
- Los fotones de Rayos X que lograron pasar a través del paciente impactan una pantalla fluorescente, generalmente hecha de Yoduro de Cesio (CsI).
- Esta pantalla de CsI es un material centellador, que significa que cuando una partícula ionizante incide en su volumen, este absorbe la energía de la partícula y la reemite como fotones generalmente en el rango del espectro visible.
- Los fotones llegan a interaccionar con un fotocátodo, que por efecto fotoeléctrico, emite electrones.
- Estos electrones llegan a un aparato multiplicador de electrones. Este aparato puede ser un tubo fotomultiplicador (PMT por sus siglas en inglés), el cual, puede generar una ganancia de electrones de hasta 1×10^6 .
- Con esta gran cantidad de electrones ya puede registrarse una corriente eléctrica que puede ser procesada mediante equipo de cómputo y representada en una imagen.

5.1.3. Dosímetros TL

Se utilizarán dosímetros termoluminiscentes para medir la radiación (en mSv) existente en varios puntos dentro de una sala de fluoroscopía.

5.1.4. Lector de TLD

El lector de TLD registra el brillo emitido por estos dosímetros una vez que estos se hayan calentado lo suficiente.

5.2. Métodos

5.2.1. Caracterización de TLD

La fabricación de los dosímetros termoluminiscentes está sujeta a defectos en la calidad de los mismos. Recordando que los TLD-100 (los más usados en dosimetría personal) están hechos de Fluoruro de Litio y están dopados con trazas de Manganeso y Titanio, en los dosímetros pueden existir pequeñas cantidades de estos elementos fuera de la medida esperada. Por lo tanto será necesario seleccionar los TLD-100 que entreguen una dosis que no se exceda de los límites de $\pm 4\%$ respecto de la media de dosis de todos los dosímetros.

La caracterización de los TLD-100 consiste en irradiar a todo el lote de dosímetros a una misma dosis y registrar qué dosímetros están dentro de los parámetros permitidos. Es necesario utilizar cantidades estadísticas como la media y desviación estándar.

$$\bar{X} = \sum_{n=1}^{N} \frac{x_N}{N} \tag{5.1}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} (x_i - \bar{X})^2}$$
(5.2)

El procedimiento radica en utilizar la desviación estándar cómo método de rechazo de los dosímetros que registren una dosis lejana al promedio. Después, se repetirá el mismo proceso con los dosímetros restantes hasta que la dosis de estos dosímetros estén dentro de los parámetros establecidos.

5.2.2. Linealidad de la respuesta termoluminiscente frente a la dosis registrada en un dosímetro

Como método de comprobación del funcionamiento de registro y lectura de dosis en los dosímetros, se realizarán irradiaciones con distintos tiempos a los dosímetros que hayan registrado dosis en la fase de caracterización dentro de 2σ respecto a la dosis promedio. Es de esperar que los dosímetros expuestos a tiempos mayores de irradiación, registren un mayor brillo en el lector de TLD y por consiguiente se encuentre asociada una mayor dosis.

5.2.3. Levantamiento radiométrico en sala de fluoroscopía

Se registrará la radiación utilizando dosímetros termoluminiscentes en varios puntos dentro de la sala de fluoroscopía y se verificará cuales están sujetos a mayores dosis de radiación y cuáles son los puntos más seguros. Se hará uso de un dosímetro testigo para registrar la dosis absorbida por parte de la radiación de fondo natural y ser restada de los dosímetros que se vayan a irradiar.

Los dosímetros también se colocarán sobre prendas de uso común dentro de la sala de fluoroscopía, como batas, gafas plomadas, etc. Y se verificará si la dosis absorbida por parte de los técnicos y personal médico se encuentre por debajo de los límites de radiación ionizante establecidos por la ICRP, [9].

5.2.4. Simulación con Geant4

Se realizará un programa con la herramienta Geant4 donde se simulará la interacción de la radiación ionizante proveniente de fotones con un espectro de energía de un Arco en C con un kVp de 60 keV con un dosímetro termoluminiscente TLD-100 con dimensiones $(3.2 \times 3.2 \times 0.9)$ mm³. Y de esta forma establecer la cantidad de radiación que podrá recibir el dosímetro en un período de tiempo.

Esta simulación buscará comparar la radiación absorbida por un TLD-100 de forma experimental para distintos períodos de tiempo y establecer el rango de error que tendrá la simulación frente al experimento.

6. RESULTADOS

6.1. Caracterización de TLD-100

Para el proceso de caracterización se irradiaron 50 dosímetros termoluminiscentes a una dosis promedio de (1.6 ± 0.4) mSv. Estas lecturas fueron obtenidas con un lector de TLD-100 por parte de la empresa Dosilab en z.10 de Ciudad de Guatemala. Estas lecturas de dosis se pueden observar en la tabla 6.1.

Código	Dosis (mSv)	Código	Dosis (mSv)	Código	Dosis
C1	0.11	C2	0.05	C3	0.04
C4	0.04	I5	1.47	I6	2.10
I7	1.61	I8	1.68	I9	1.72
I10	1.72	I11	1.44	I12	1.81
I13	1.62	I14	1.61	I15	1.93
I16	1.68	I17	1.33	I18	1.50
I19	1.53	I20	1.39	I21	1.53
I22	1.50	I23	1.59	I24	2.02
I25	0.05	I26	3.04	I27	1.56
I28	1.50	I29	1.90	I30	1.60
I31	1.40	I32	1.31	I33	1.78
I34	1.48	I35	1.39	I36	1.63
I37	1.54	I38	1.48	I39	1.40
I40	1.43	I41	1.68	I42	1.39
I43	1.57	I44	1.62	I45	1.55
I46	1.49	I47	3.64	I48	1.41
I49	1.61	I50	1.57	-	-

Tabla 6.1. Lecturas de dosímetros TLD-100 para caracterización, todas las lecturas tienen una incerteza de 0.01 mSv.

De las dosis absorbidas en los 50 dosímetros se realizó una desviación estándar en torno al promedio. Las dosis que estaban fuera de la desviación estándar se descartaron. Este proceso se repitió una vez más (se calculó un nuevo promedio y desviación estándar) para que quedaran únicamente los 20 dosímetros de la tabla 6.2. Estos dosímetros son los que responden de mejor manera a la dosis recibida y se encuentran todos dentro de un 5% de error respecto al nuevo promedio.

Aún así, no todos los dosímetros responden de la misma forma. Algunos registran mayor dosis que el promedio del lote y algunos registran una menor dosis. Para homogeneizar la dosis de todos los dosímetros es necesario obtener el factor de corrección por sensibilidad de cada dosímetro, el cual se calcula así:

$$F_i = \frac{\bar{D}}{D_i} \tag{6.1}$$

en donde \overline{D} es la dosis promedio y D_i es la dosis registrada por cada uno de los dosímetros.

Código del dosímetro	Cuentas medidas	$\begin{array}{c} \text{Dosis (mSv)} \\ (\pm 0.02) \end{array}$	Factor de sensibilidad
I34	302278	1.48	1.0485
I38	302443	1.48	1.0480
I46	305131	1.49	1.0387
I28	305305	1.50	1.0381
I22	306540	1.50	1.0340
I18	306868	1.50	1.0329
I21	311365	1.53	1.0179
I19	312376	1.53	1.0146
I37	314492	1.54	1.0078
I45	315972	1.55	1.0031
I27	318097	1.56	0.9964
I50	320301	1.57	0.9895
I43	320468	1.57	0.9890
I23	324618	1.59	0.9764
I30	325853	1.60	0.9727
I49	327856	1.61	0.9667
I14	329635	1.61	0.9615
I7	329638	1.61	0.9615
I13	329752	1.62	0.9612
I44	330028	1.62	0.9604
	$\overline{x} = 316951$	$\overline{D} = 1.55 ,$	Desv. est. $= 0.05 \text{ mSv}$

Tabla 6.2. Dosímetros con dos
is y cuentas medidas dentro del 5% de error comparado
con la media.

Para encontrar la dosis real que registre cada dosímetro será necesario multi-

plicar la dosis simple de cada dosímetro por su respectivo factor por sensibilidad $D_{real} = D_i F_i$.

En la figura 6.1 se muestra el antes y después de utilizar el método de rechazo de los dosímetros anómalos.



Figura 6.1. Descarte de dosímetros

6.2. Linealidad Respuesta - Dosis en TLD-100

Para comprobar la linealidad entre la respuesta del dosímetro (brillo) y la dosis real (medida con RaySafe Xi) se irradiaron los dosímetros en parejas para distintos tiempos (10, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120 y 180 segundos). Se irradiaron 9 parejas de dosímetros, dejando una pareja sin irradiar para utilizarla como testigo, es decir, que la dosis registrada por los dosímetros irradiados deberá ser restada por la dosis registrada por los testigos.

En la tabla 6.3 se muestran datos recabados de tiempo de irradiación, dosis registrada con RaySafe Xi y dosis registrada por los dosímetros TLD-100, así también como la desviación porcentual entre los 2 métodos de medición. Y en la figura 6.2a se muestra la comparación gráfica entre los 2 tipos de lectura.

La linealidad existente entre la respuesta de los dosímetros y la dosis registrada con RaySafe Xi se comprueba con la gráfica 6.2b. En este caso, la ecuación que muestra la relación de esta gráfica es:

$$D_{TLD}(D_{RaySafe}) = (0.983 \pm 0.008) \ D_{RaySafe} \tag{6.2}$$

Código	Tiempo de irradiación (s)	Dosis en mSv		Diferencia Porcental
Courgo		RaySafe Xi	TLD-100	TLD-100 - RaySafe Xi ($\%)$
		(± 0.001)	(± 0.02)	
I-7	Testigo	0	-	-
I-13	Testigo	0	0.12	_
I-43	10	0.464	0.37	21
I-44	10	0.464	0.39	17
I-14	20	0.942	0.95	0
I-18	20	0.942	0.87	7
I-45	30	1.405	1.33	6
I-46	30	1.405	1.33	5
I-19	40	1.898	1.67	12
I-21	40	1.898	1.71	10
I-22	60	2.833	2.67	6
I-23	60	2.833	2.62	8
I-27	80	3.781	3.66	3
I-28	80	3.781	3.69	3
I-30	100	4.706	4.60	2
I-34	100	4.706	4.52	4
I-37	120	5.678	5.51	3
I-38	120	5.678	5.68	0
I-49	180	8.482	8.23	3
I-50	180	8.482	8.74	1

Tabla 6.3. Datos de dosis registrada por RaySafe Xi y Lector de TLD-100 para distintos tiempos. Los datos de la dosis de TLD-100 ya están procesados (multiplicados por su respectivo factor por sensibilidad y se restó la dosis ambiental).

la cual comprueba la relación 1 a 1 con un error abajo del 2 %. El coeficiente de correlación es $R^2 = 0.999$.

Existe una linealidad entre la dosis registrada por los dosímetros termoluminiscentes frente al tiempo de irradiación, y está representada en la imagen 6.3. La ecuación que representa la tendencia lineal de la gráfica 6.3 es:

$$D(t) = (4.64 \pm 0.04) \times 10^{-2} t$$
(6.3)

en donde el eje horizontal corresponde al tiempo de irradiación y el eje vertical corresponde a la dosis registrada por TLD-100. El término que acompaña a la t es justamente la tasa de dosis del tubo de rayos X en mSv/s. Se utilizó un ajuste lineal con un intercepto en el eje Y igual a 0, ya que cuando no hay tiempo de exposición a la radiación, no se debería reportar dosis absorbida en el TLD-100. El coeficiente



(a) Comparación dosis con RaySafe Xi y TLD-(b) Linealidad entre la respuesta del dosímetro a la radiación vs la dosis registrada por RaySafe Xi (en mSv).

Figura 6.2. Dosis de RaySafe Xi y dosis registrada por dosímetro TLD-100, (a) Gráfica de barras y (b) Dispersión de datos.

de correlación lineal es $R^2=0.999$.

6.3. Levantamiento radiométrico en sala de fluoroscopía

Un levantamiento radiométrico es una importante práctica para garantizar el correcto blindaje para mantener al TOE (trabajador ocupacionalmente expuesto) y al público en general por debajo de los límites internacionalmente establecidos de radiación ionizante por la ICRP (Comisión Internacional de Protección Radiológica) [9], en este caso dentro de una sala de fluoroscopía.

Para realizar este levantamiento radiométrico se utilizaron dosímetros termoluminiscentes que se colocaron en distintas posiciones dentro de la sala de intervenciones dentro de las instalaciones de la empresa INTERVASC (ver figura 6.4), así también en prendas que utilizó el personal médico y el técnico de rayos X, durante un lapso de 2 semanas.

Las posiciones en las que se colocaron los TLD-100 son las siguientes:



Figura 6.3. Linealidad Dosis registrada con TLD-100 (mSv) vs tiempo de irradiación (s).

- A la altura del pecho del médico adelante de su bata plomada,
- adelante y atrás de la bata plomada del médico a la altura de las gónadas,
- en lentes plomados,
- en el interior del arco en C,
- atrás y adelante de la bata plomada utilizada por el técnico de rayos X a la altura del pecho,
- en la mesa de instrumental (1),
- en la pared continua a la puerta (2) y
- en la pared ubicada en el lado derecho (3) representado en la imagen 6.5.

Las dosis registradas por los dosímetros termoluminiscentes en 2 semanas de trabajo se muestran en la tabla 6.4.

Los actuales límites de la ICRP se observan en la tabla 1.4. Por lo tanto, esto significa que en promedio cualquier trabajador ocupacionalmente expuesto debería



Figura 6.4. Plano completo de las instalaciones de la empresa INTERVASC z.10, incluyendo salas de fluoroscopía, encamamientos, parqueo, etc.



Figura 6.5. Plano de la sala de fluoroscopía dentro de las instalaciones de INTERVASC

Ubicación	Dosis quincenal $\pm 0.02 \text{ (mSv)}$	Predicción dosis anual $\pm 0.5 \text{ (mSv)}$
Adelante de bata plomada del médico (Pecho)	2.18	54.4
Atrás de bata plomada del médico (Gónadas)	0.10	2.4
Adelante de bata plomada del médico (Gónadas)	2.53	63.3
Lentes plomados	0.54	13.5
Interior Arco en C	1.64	41.0
Atrás de bata plomada de técnico (Pecho)	0.17	4.2
Adelante de bata plomada de técnico (Pecho)	0.24	5.9
Mesa instrumental (1)	0.50	12.6
Pared ubicada en puerta (2)	0.14	3.4
Pared lado derecho (3)	0.15	3.7

Tabla 6.4. Dosis registrada por dosímetros TLD-100 durante un período laboral de 2 semanas y predicción de dosis anual (50 semanas) en distintas posiciones dentro de sala de fluoroscopía en las instalaciones de INTERVASC.

recibir no más de 20 mSv por año. Tomando como ejemplo, los TLD-100 colocados adelante y detrás de la bata plomada del médico a la altura de las gónadas registran dosis absorbidas de 2.18 y 0.10 mSv. Recordando que estas lecturas se atribuyen a 2 semanas laborales, se multiplica por todas las semanas que hay en un año (asumiendo 50 semanas laborales anuales) por lo que estas dosis ascienden a 63.3 ± 0.5 y 2.4 ± 0.5 mSv. En este caso se puede observar que si no se utilizara la bata plomada la dosis recibida a la altura de las gónadas sería de poco más de 3 veces la dosis permitida por la ICRP, con la bata plomada únicamente se recibe un 12 % de la dosis total permitida.

En el caso de los TLD-100 colocados a la altura del pecho del técnico adelante

y atrás de la bata, los dos valores se encuentran por debajo de los 20 mSv permitidos al año. Esto es atribuible a que el operador del arco en C siempre se localiza detrás de la protección del mismo equipo. Así mismo también se puede observar que la dosis que llega a los lentes plomados se encuentra en 13.5 ± 0.5 mSv, valor que se encuentra por debajo de la dosis anual al cristalino (150 mSv), ver tabla 1.4.

Por otro lado, de los 3 puntos colocados en la figura 6.5, el TLD-100 que registra mayor dosis es el ubicado en la mesa de instrumental con 0.50 ± 0.02 mSv, aún así, si multiplicamos este valor por todas las semanas que podría laborarse en el año se predice una dosis absorbida 12.6 ± 0.5 mSv, de nuevo, siendo un valor por debajo de los límites anuales establecidos por la ICRP para TOE.

6.4. Simulación utilizando Geant4

Se utilizó la herramienta Geant4 para realizar una simulación de la irradiación de dosímetros termoluminiscentes por medio de un tubo de rayos X de un brazo en C, la cual puede ser consultada en la cita [13]. La forma en la que se montó el experimento se puede observar en la imagen 6.6. El experimento constó de irradiar dosímetros TLD-100 que ya estuvieran previamente caracterizados, es decir, que ya sean conocidos sus respectivos factores de corrección por sensibilidad (ver tabla 6.2). Así también se utilizó un detector de radiación adicional (RaySafe Xi) para hacer una comparación entre la dosis absorbida por los TLD-100 y este equipo. Estos detectores fueron colocados sobre 4cm de acrílico de PMMA para provocar una retrodispersión de fotones y que se registre una dosis mayor. La distancia entre el punto focal de radiación y los detectores (RaySafe Xi y dosímetros TLD-100) es 1 metro.

El experimento de irradiación de los dosímetros se llevó a cabo dentro de un paralelepípedo de $(4.770 \times 3.476 \times 2.460)$ m³ lleno de aire, haciendo el papel de la sala de intervenciones. El tubo que envuelve a la fuente emisora de rayos X está hecho de plomo y el poste que forma el arco está hecho de acero. La fuente emisora de fotones se encuentra dentro del tubo de rayos X. A un metro por debajo de la fuente se colocó un dosímetro termoluminiscente como detector de radiación y justo debajo se localizan los 4cm de acrílico de PMMA o agua sólida, todo esto se puede visualizar en las figuras 6.7. El tubo de color celeste oscuro representa el tubo de rayos



(a) Equipo RaySafe Xi junto con dosímetros TLD-100.



(b) Posicionamiento de equipo RaySafe Xi y 2 dosímetros TLD-100 sobre Arco en C.

Figura 6.6. Configuración en la que se montó el experimento. La distancia entre el punto focal de radiación (punto rojo en la mitad del paralelepípedo superior) y detectores (RaySafe Xi y dosímetros TLD-100) es 1 metro.

X, el cual en su centro mantiene alojada la fuente emisora de rayos X, el acrílico de PMMA esta representado por el paralelepípedo de color cyan sobre la camilla de color verde claro. El brazo del Arco en C está representado con el color verde oscuro y la parte posterior del arco con celeste oscuro.

La energía de los fotones emitidos por el tubo de rayos X estará gobernada por el espectro de energía que se observa en la figura 6.10. La energía máxima que pueden tener los fotones es de 60 keV y tendrán una energía efectiva de 34 keV. Para el dosímetro termoluminiscente se utilizó un TLD-100, el cual se encuentra hecho por LiF:Mg,Ti (Fluoruro de Litio con trazas de Magnesio y Titanio). Este dosímetro tiene las siguientes dimensiones $(3.2 \times 3.2 \times 0.9)$ mm³ y puede ser observado como el pequeño cuadrado de color rojo sobre el cuadrado de color cyan en la figura 6.8. Por último, el acrílico se encuentra hecho de PMMA (Polimetilmetacrilato), este material tiene la formula química $(C_50_2H_8)_n$ y tiene una densidad de 1.18 g/cm³ siendo solo un poco más denso que el agua. Las dimensiones del acrílico utilizado en la simulación son: 20cm $\times 20$ cm $\times 4$ cm.

A manera de ejemplo del funcionamiento del programa en Geant4, se puede apreciar la figura 6.9, en donde el Arco en C se encuentra irradiando la cantidad de 100 fotones con energías basadas en el espectro de la figura 6.10.



(a) Arco en C visto de frente



(b) Arco en C visto de arriba



El objetivo de la simulación es comparar el comportamiento de la dosis absorbida en el dosímetro termoluminiscente en Geant4 con la dosis absorbida experimentalmente. Utilizando la tasa de dosis encontrada en el gráfico 6.3 se simulará la cantidad de radiación emitida hacia el dosímetro en un período de 1/100 (centésimo)



Figura 6.8. TLD-100 visto desde arriba, coloreado en rojo.

de segundo. Con esta dosis se recreará la figura 6.3 con los nuevos datos.

Utilizando la ecuación 6.3 se encuentra que la dosis que el TLD-100 recibió en un período de 1/100 s es $(4.64 \pm 0.04) \times 10^{-7}$ Sv. Para saber la cantidad de partículas (fotones) que debían lanzarse desde la fuente emisora de rayos X para que el dosímetro alcanzara la dosis necesaria se procedió a realizar varias corridas con distinto número de partículas emitidas, registrando los datos obtenidos en una gráfica de Número de partículas vs. Dosis Absorbida y realizando un ajuste a los datos. La función nos dirá el comportamiento de los datos y cuántas partículas deberán ser emitidas para registrar cierta cantidad de radiación. Estos datos pueden observarse en la tabla 6.5 y visualmente en la gráfica 6.11.

Siguientemente se puede observar en la figura 6.11 que los puntos obtenidos obedecen a un comportamiento en línea recta, por esta razón se plantea utilizar una función lineal para realizar el ajuste. Esta función lineal tendrá un intercepto en el eje Y en cero por la razón que no puede registrarse dosis absorbida en un dosímetro cuando este no está siendo irradiado.

Según el comportamiento observado en los datos de la tabla 6.5 se realizó un



(a) Arco en C visto desde arriba, irradiando 100 partículas.



(b) Arco en C visto de costado, irradiando 100 partículas.

Figura 6.9. Distintas visualizaciones de Arco en C, irradiando 100 fotones.

ajuste lineal de la forma f(x) = ax, la ecuación que gobierna el comportamiento de los datos es:

$$f(x) = (1.122 \pm 0.006) \times 10^{15} x \tag{6.4}$$

en donde el valor que acompaña a la variable independiente x, representa el número



Figura 6.10. Espectro de tubo de rayos X en Arco en C Philips BV Pulsera

de partículas a emitir por Sv. El valor de R² = 0.999. Esta función nos sugiere que para alcanzar una dosis de $(4.64\pm0.04)\times10^{-7}$ Sv (correspondiente a 1/100 s, según el gráfico 6.3) se deben lanzar $(5.20\pm0.07)\times10^8$ partículas.

Con el anterior número de partículas lanzadas la dosis registrada por el dosímetro termoluminiscente en la simulación es de 4.69×10^{-7} Sv, correspondiente a 1/100 s de radiación emitida por el arco en C. Por lo tanto la dosis correspondiente a 1 segundo es de 4.69×10^{-5} Sv. En base a este valor de radiación se genera la tabla 6.6 y con estos datos se realiza el gráfico 6.12.

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{i=N} (Y_i - \bar{Y})^2}{N}}$$
(6.5)

$$NRMSE = \frac{RMSE}{Y_{max} - Y_{min}} \tag{6.6}$$

Calculando el RMSE (Error cuadrático medio, por sus siglas en inglés), ecuación 6.5 de los datos de la tabla 6.6, se obtiene el valor de 0.11 Sv. Y se calcula el NRMSE (Error cuadrático medio normalizado) (ecuación 6.6), dando como resultado 0.013, el cual se convierte a porcentaje como 1.3 % de error.

Dosis Absorbida (Sv) (× 10^{-9})	No. de partículas $(\times 10^6)$
0.3	0.1
1.1	1.0
7.8	10
100	120
220	250
340	380
450	500

Tabla 6.5. Relación existente entre el número de fotones lanzados y la dosis absorbida en el TLD-100.

Tiempo (s)	Dosis Absorb	Dif porcentual (77)	
	TLD-100 experimental	TLD-100 simulación	Dif. porcentuar (70)
10	0.38	0.47	20.0
20	0.91	0.94	3.0
30	1.33	1.41	5.0
40	1.69	1.88	10.0
60	2.65	2.82	6.0
80	3.67	3.75	2.0
100	4.56	4.69	2.0
120	5.59	5.63	0.7
180	8.49	8.45	0.4

Tabla 6.6. Datos experimentales y simulados de la dosis absorbida por un dosímetro termoluminiscente TLD-100, junto con la diferencia porcentual entre dosis absorbida experimental y por simulación.



Figura 6.11. Regresión lineal del número de partículas vs la dosis absorbida (en Sv) por TLD-100.



Figura 6.12. Comparación de dosis absorbida en simulación en Geant4 (círculos negros) y dosis absorbida experimentalmente en dosímetros TLD-100 (cuadrados verdes) en 10, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120 y 180 segundos.

CONCLUSIONES

- La caracterización de los TLD-100 es un proceso previo al uso. Se realiza para diferenciar los dosímetros que puedan entregar dosis con la exactitud deseada. Si se desea mayor precisión, debe contarse con un mayor número inicial de dosímetros.
- 2. Se evidencia una tendencia lineal entre la respuesta termoluminiscente y la dosis absorbida en los dosímetros seleccionados (con el parámetro $R^2 = 0.999$).
- 3. Los TLD-100 pueden utilizarse como un buen medidor de radiación luego de haberse verificado con un equipo RaySafe Xi calibrado, encontrándose dentro de un 2 % de error.
- 4. Geant4 puede utilizarse como herramienta comparativa para aplicaciones que impliquen radiación ionizante de tipo diagnóstico médico, ya que se adecúa a datos experimentales dentro de un rango de 1.3 % de error.

RECOMENDACIONES

- 1. Se puede utilizar dosimetría termoluminiscente para un levantamiento radiométrico en períodos largos, por ejemplo 1 mes, y tener una mejor idea de la radiación a la que están expuestos los colaboradores que no utilizan dosimetría personal en una sala de intervencionismo. Y de esta forma poder cuantificar los efectos radiobiológicos de la radiación ionizante.
- 2. Se recomienda utilizar dosimetría termoluminiscente para evaluar la dosis en pacientes, considerando factores como la anatomía de cada paciente.
- 3. En términos de la simulación con Geant4, también podrá hacerse un estudio en el que se compare como afecta la ley del cuadrado inverso de la distancia. Y observar como el detector se comporta frente a traslaciones espaciales y en qué grado cumple esta ley.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] F. Khan, J. Gibbons. *The Physics of Radiation Therapy (5th edition)*. Philadelphia, United States of America, 2001.
- [2] F. Attix. Introduction to Radiology Physics and Radiation Dosimetry. John Wiley & Sons Inc., Germany, 2004.
- [3] Protección radiológica en los quirófanos. Consultado el 25 de febrero 2019. https://www.ffis.es/ups/proteccion_radiologica_radiologia_ intervencionista/Proteccion_radiologica_en_los_quirofanos.pdf
- [4] S. Bushong. Manual de Radiología para técnicos: física, biología y protección radiológica. Elsevier Mosby, España, 2010.
- [5] RaySafe, RaySafe Xi User Manual. Consultado el 1 de marzo de 2022. https://www.raysafe.com/sites/default/files/2018-12/ 5000071-raysafe_xi-manual-en-14.00_0.pdf
- [6] RaySafe, RaySafe Xi Classic Specifications. Consultado el 1 de marzo de 2022. https://www.raysafe.com/sites/default/files/2018-12/5200043_2.1_raysafe_xi_classic_specifications_en_web.pdf
- [7] Ley para el control de radioisótopos y radiaciones, Guatemala. Consultado en marzo 2022. https://mem.gob.gt/wp-content/uploads/2012/05/1.
 2-Ley-para-el-Control-Radioisotopos-y-Radiaciones-Dec-Ley-No.
 -11-86.pdf
- [8] C. McCollough. The AAPM/RSNA physics tutorial for residents, X-ray production. *RadioGraphics*, 17(4):967–984, 1997.
- [9] The 2011 recommendations of the International Commission of Radiological Protection. Elsevier, Orlando, Estados Unidos de América, 2011.

- [10] T. Rivera. Termoluminiscencia en dosimetría médica. XII International Symposium/XXII National Congress on Solid State Dosimetry, 164–176, 2011.
- [11] Curso General de Formación de Actuantes en Emergencias Nucleares, Protección Radiológica. Consultado el 23 de marzo 2022. https://www.csn.es/ curso-general-de-formacion-de-actuantes-en-emergencias-nucleares
- [12] P. Flowers, K. Theopold, W. Robinson. Nuclear Chemistry, Rice University. Houston Texas, United States, 2019.
- [13] Tubo de rayos X detectando radiación con TLD-100. Disponible en: https: //github.com/vporras4/Tubo_con_TLD100.