



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS  
INSTITUTO DE FÍSICA

DISTRIBUCIÓN ESPACIAL DE DOSIS Y EVOLUCIÓN ESPECTRAL AL  
INTERIOR DE LA MAMA DURANTE ESTUDIOS MAMOGRAFICOS,  
DETERMINADAS CON DOSÍMETROS TLD-300

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

PRESENTA:

IVÁN DOMINGO MUÑOZ MOLINA

TUTOR PRINCIPAL

DRA. MARÍA ESTER BRANDAN SIQUÉS,  
INSTITUTO DE FÍSICA-UNAM

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR

DRA. MARÍA ISABEL GAMBOA DE BUEN,  
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES-UNAM

DRA. GUERDA MASSILLON,  
INSTITUTO DE FÍSICA-UNAM

M. EN C. FLAVIO ERNESTO TRUJILLO ZAMUDIO,  
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS-UNAM

MÉXICO, D. F., ENERO 2015



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

*A mi padre, Alfonso (Q.E.P.D.) y mi madre, Consue*

*If the doors of perception were cleansed everything would  
appear to man as it is, infinite. For man has closed himself up,  
till he sees all things thro' narrow chinks of his cavern.*

*William Blake, The Marriage of Heaven and Hell (1793).*

## **Agradecimientos institucionales**

Al Instituto de Física y a su comunidad, por abrirme sus puertas y brindarme las facilidades que llevaron a la conclusión del presente trabajo.

Al Instituto Nacional de Cancerología, por el apoyo para llevar a cabo experimentos en sus instalaciones.

A los institutos, facultades, hospitales y recursos humanos que participan de forma activa en la maestría en ciencias (física médica) y la hacen posible; por recibir y apoyar a los estudiantes de la maestría.

A la Universidad Nacional Autónoma de México, por permitirme ser orgulloso miembro de su comunidad; por los ideales que aún representa y me ha inculcado.

A CONACyT por otorgarme la beca para estudios de posgrado.

Al proyecto DGAPA-UNAM IN105813 y CONACyT 127409 por el apoyo durante la asistencia a congresos.

## **Agradecimientos personales**

A mi padre y madre, por su amor, apoyo, confianza y consejos; por la formación y educación que me dieron. No hay espacio, ni palabras suficientes para terminar de agradecerles.

A mis hermanos: Alma, Poncho y Claudette por las diversas lecciones que me han dado o que hemos compartido. En especial a mi hermano y mejor amigo Poncho, que brindó la infraestructura donde se realizaron la mayoría de las simulaciones.

A mis sobrinos, que me inspiran a ser una mejor persona y me contagian con su vitalidad. En especial a José, que comienza una carrera científica propia.

A Leticia, por ser la mejor compañía que pude tener durante este proceso. Por escucharme, ser mi apoyo y por todo lo que hemos pasado juntos. Por dejarme compartir con ella mis éxitos, fracasos y sentimientos.

A mis amigos y amigas: Noguez, Toño, Iván (Cachas), Charles, Turcio, Luis Barba, Gaby, Perla (Pillitos), Nur y Soad, por los buenos momentos que hemos pasado juntos, la incondicional paciencia y apoyo en los momentos difíciles.

A Alexis Cabrera, por su amistad, consejos y los buenos momentos en “la SSD” y Guadalajara. A Tirso Murrieta, por su amistad, amenas charlas y consejos compartidos.

A mi directora de tesis, Dra. María Ester Brandan, por brindarme su tiempo, apoyo y consejos; por ser un ejemplo de éxito, dedicación y compromiso. En especial, le agradezco a llevarme a empujar mis límites y ayudarme a ver de lo que soy capaz. Considero invaluable la formación que me ha dado.

A la Dra. Isabel Gamboa y Benjamín Leal por sus consejos, orientación, gentileza, amistad y las ricas comidas; por las muy fructíferas discusiones sobre PENELOPE y dosimetría.

A la Dra. Guerda Massillon, por la confianza y apoyo brindados. Por alentarme a ingresar a la maestría y por su invaluable participación en mi formación.

Al Dr. Luis Alberto Medina que me introdujo a la física de radiaciones y a la física médica. En retrospectiva, haber llevado su curso de “Introducción a la física de radiaciones” en la Facultad de Ciencias cambió mi vida.

A los miembros de mi comité sinodal: Dra. María Ester Brandan, Dra. Olga Ávila, M. en C. Patricia Avilés, Dr. Luis Alberto Medina y M. en C. Héctor Galván, por los valiosos comentarios que enriquecieron el trabajo.

A los miembros de mi comité tutor: Dra. María Ester Brandan, Dra. Isabel Gamboa, Dra. Guerda Massillon y M. en C. Flavio Trujillo, por el interés que siempre mostraron por el proyecto y los valiosos comentarios durante las reuniones de comité.

Al equipo Dra. Brandan – Dra. Gamboa – Dra. Ávila, por todo el trabajo, ideas, discusiones y compromiso que desembocaron en la publicación del trabajo.

Al M. en C. Eduardo López y M. en C. César Ruiz por su apoyo durante los experimentos que se realizaron en el Instituto de Física; por los consejos y valiosas observaciones.

A todo aquel que, por cuestiones de memoria, pudiese estar omitiendo.

# Índice

<b>Introducción</b>	1
<b>1. Marco teórico</b>	6
1.1. Anatomía y desarrollo de la mama	6
1.2. Rayos-X	9
1.2.1. Producción de rayos-X	11
1.2.2. Caracterización de haces de rayos-X	13
1.3. Mamografía	13
1.3.1. Rayos-X de mamografía	16
1.3.2. Dosimetría en mamografía	18
1.4. Termoluminiscencia	19
1.4.1. Dosimetría termoluminiscente	22
1.4.2. Fluoruro de calcio dopado con tulio ( $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ )	23
1.5. Método Monte Carlo en el transporte de radiación	24
<b>2. Métodos y materiales</b>	26
2.1. Calibración de los haces de referencia	26
2.1.1. Haces de mamografía	26
2.2. Irradiaciones en haces de referencia	28
2.2.1. Haces para la investigación de propiedades básicas	28
2.2.2. Haces de mamografía	29
2.3. Irradiaciones en maniqués	30
2.4. Dosimetría termoluminiscente	32
2.4.1. Protocolo de dosimetría termoluminiscente	32
2.4.2. Análisis de las curvas de brillo	33
2.4.3. Cálculo de la dosis y estimación de la calidad de haz	35
2.5. Cálculo de espectros de rayos-X	37
<b>3. Resultados y discusión</b>	41
3.1. Calibración de los haces de referencia	41
3.2. Simulaciones Monte Carlo	43
3.2.1. Espectros de fotones primarios	43
3.2.2. Espectros de fotones dentro del $\text{CaF}_2$ como función de la profundidad en los maniqués	47
3.2.3. Dosis dentro de los maniqués	52
3.3. Dosimetría termoluminiscente en haces de referencia	54
3.3.1. Propiedades de la curva de brillo del TLD-300 expuesto a haces de fotones de bajas energías	54

3.3.2.	Calibración de la señal termoluminiscente del TLD-300 con la energía del haz de fotones	56
3.3.3.	Calibración dosimétrica de la respuesta termoluminiscente	59
3.4.	Evaluación experimental de la calidad de haz dentro de los maniqués	62
3.5.	Evaluación experimental de la dosis dentro de los maniqués	65
<b>4.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>69</b>
	<b>Referencias</b>	<b>70</b>
	<b>Apéndices</b>	<b>76</b>
	<b>Apéndice A: Manuscrito de artículo actualmente (enero 2015) en prensa en Physics in Medicine and Biology</b>	<b>76</b>
	<b>Apéndice B: Tablas de valores de HLTR para los haces de referencia e irradiaciones dentro de los maniqués</b>	<b>93</b>
	<b>Apéndice C: Tablas de valores utilizados para el cálculo de la tasa de dosis dentro de los maniqués</b>	<b>95</b>

## Resumen

En este trabajo se propone un protocolo original de dosimetría termoluminiscente (TL) que permite, además de obtener la dosis, estimar la energía efectiva del campo de fotones al que es expuesto un dosímetro de  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  (en su forma comercial: TLD-300). El método propuesto se basa en la correspondencia unívoca del cociente entre señales de alta y baja temperatura (HLTR, del inglés *high- to low- temperature signal ratio*) de la curva de brillo del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  con la energía efectiva de haces de fotones de interés mamográfico. La propuesta puede aplicarse en situaciones que no permiten determinar la energía efectiva del campo de radiación por otros medios experimentales.

Al colocar dosímetros en diferentes posiciones dentro de maniqués mamográficos, el protocolo descrito se aplica a situaciones que emulan las condiciones de un estudio clínico de mamografía. Esto permite estudiar la distribución energética del campo de fotones y de la dosis dentro de los maniqués.

Por medio del código Monte Carlo para el transporte de radiación PENELOPE-2008 se simularon las condiciones experimentales de irradiación de los dosímetros con el fin de comparar con las medidas. Se diseñaron e incluyeron geometrías para estudiar la atenuación y dispersión dentro de los maniqués por separado.

Los resultados muestran que la curva de brillo del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  es capaz de registrar los cambios que sufre el campo de radiación debido a la atenuación y dispersión del haz de fotones dentro del maniqué. De igual forma, se encontró que por medio del HLTR y los picos de baja temperatura del TLD-300 es posible estimar simultáneamente la energía efectiva del campo de radiación y la dosis absorbida con incertidumbres relativas menores que 4 % y 17 %, respectivamente. Por su parte, las energías efectivas de los espectros de rayos-X obtenidos por medio de las simulaciones Monte Carlo muestran un acuerdo mejor que el 1.5 % con las medidas realizadas con TLD-300. Los espectros obtenidos y la diversidad de geometrías simuladas permiten estudiar los espectros de fotones dispersados que se generan dentro de los maniqués. Se espera que este protocolo pueda ser aplicado y ampliado para su uso en el área clínica.

## Abstract

*A novel thermoluminescence protocol for the measurement of the absorbed dose as well as the estimation of beam quality in low energy photon fields, by the use of CaF<sub>2</sub>:Tm (commercially known as: TLD-300), is being proposed. The method is based on the correspondence between the CaF<sub>2</sub>:Tm glow curve high- to low- temperature peaks signal ratio (HLTR) and the effective energy of photon fields of interest to mammography. This proposal could be applied to situations where the photon field effective energy cannot be determined by other experimental means.*

*The developed protocol has been applied to situations similar to those encountered in mammography, by placing dosimeters at different positions inside mammographic phantoms, thus studying the spatial dose and energy distributions of the photon field inside the phantoms.*

*The experimental conditions were simulated by Monte Carlo methods, using PENELOPE-2008, and attenuation and scattering processes inside the phantoms were evaluated separately.*

*Results show that the CaF<sub>2</sub>:Tm glow curve can register the changes of the photon field quality caused by attenuation and scattering inside the phantom. Using the low-temperature signal of TLD-300 for the dose and the HLTR for beam quality, it is possible to simultaneously determine dose and effective energy with relative uncertainties less than 17 % and 4 %, respectively. The effective energy of the X-ray spectra obtained with the Monte Carlo simulations shows an agreement better than 1.5 % with the TLD-300 measurements. It is expected that this protocol can be applied and extended to the clinical area.*

## Introducción

A nivel mundial, el cáncer de mama es una de las principales causas de muerte entre las mujeres, presentando una mayor incidencia en países desarrollados. En el caso de México, es el cáncer con mayor incidencia y mortalidad [1] representando alrededor del 7.6 % de las muertes en mujeres [2].

Ya que, en términos generales, un buen pronóstico para el control del cáncer de mama depende de una detección, diagnóstico y tratamiento tempranos, en varios países se han implementado programas de tamizaje<sup>1</sup> para cáncer de mama, donde se emplea la mamografía como principal herramienta diagnóstica. Existen estudios que muestran que la aplicación de estos programas tiene un impacto positivo en los índices de mortalidad en las poblaciones donde se aplican [3, 4]. Sin embargo, existe información publicada donde se argumenta que no existe una correlación entre la puesta en marcha de estos programas y la disminución en la mortalidad; se sugiere que este comportamiento se debe a otras causas [5].

Debido a que el principal factor de riesgo en mujeres para desarrollar cáncer de mama es la edad [6], y que las tendencias demográficas de México apuntan a un incremento de la población en riesgo (40 – 60 años), se espera que el número de casos diagnosticados como cáncer de mama aumente [2, 7]. Con el fin de hacer frente a esta situación, las autoridades sanitarias mexicanas han puesto en vigor la Norma Oficial Mexicana 041 (2011) “Para la prevención, diagnóstico, tratamiento, control y vigilancia epidemiológica del cáncer de mama” [7]. En dicha norma, se recomienda que la población en riesgo se realice un examen que incluya un estudio de mamografía con una frecuencia bianual, a partir de los 40 años de edad.

La mamografía es una técnica de imagen con rayos X dedicada al diagnóstico de patologías en la glándula mamaria. Como cualquier actividad que involucra el uso de radiaciones ionizantes con fines médicos, es fundamental conocer la dosis de radiación que recibe el paciente y optimizar el sistema para que la dosis recibida se minimice sin que la calidad diagnóstica de la imagen se vea comprometida. Las variaciones anatómicas entre pacientes, la distribución inhomogénea de la dosis dentro de la mama, la dependencia de la

<sup>1</sup>Estudios en poblaciones asintomáticas para la detección de una enfermedad

misma con la calidad del haz y la compleja anatomía del órgano pueden dificultar el establecimiento de un estándar dosimétrico universal. Por esto, se ha propuesto a la dosis glandular promedio (DGP) como magnitud de referencia, convirtiéndose en el estándar de oro en mamografía. La DGP es el valor medio de la dosis absorbida en el tejido glandular de la mama y toma en consideración los parámetros técnicos del tubo de rayos X que se utiliza para la obtención de la imagen (kVp, mAs y combinación ánodo/filtro) y características anatómicas de la paciente (espesor y glandularidad de la mama) [8, 9]. Por su naturaleza y la forma en que se calcula, la DGP no incluye explícitamente información sobre la distribución espacial de la dosis dentro de la mama de la paciente.

Por medio de simulaciones Monte Carlo y un análisis en términos de cúmulos de ionización [10], se han obtenido resultados que sugieren que los haces de rayos X comúnmente utilizados en mamografía resultan más dañinos (en términos de eficiencia radio-biológica) que los haces de rayos X generados con mayores kilovoltajes o con la misma técnica radiológica (combinación de ánodo, filtro y diferencia de potencial) pero con una mayor energía efectiva del haz de radiación. Estos resultados se obtuvieron al comparar haces de calidades diferentes, en conjunto con modelos radiobiológicos. En particular se reporta que la combinación ánodo/filtro de Mo/Mo resultaría ligeramente más dañina que otras técnicas mamográficas. En un trabajo independiente [11], donde se estudian por medio de simulaciones Monte Carlo haces de rayos-X generados con cinco combinaciones diferentes ánodo/filtro (Mo/Mo, Rh/Rh, Rh/Al, W/Rh y Mo/Rh) y una diferencia de potencial de 28 kVp, se reporta que el endurecimiento del haz en 5 cm de tejido mamario equivale a un cambio de 2 keV en la energía promedio y que los fotones retrodispersados dentro de la mama contribuyen en un 5 % a la fluencia de fotones. Los cálculos microdosimétricos muestran que la transferencia lineal de energía (LET, por sus siglas en inglés) promedio se encuentra en el intervalo de 4.5 – 5.0 keV  $\mu\text{m}^{-1}$ , con diferencias de hasta 5 % entre haces de diferente calidad y que el endurecimiento del haz primario causa una disminución del 5 % en la LET a lo largo de 5 cm de tejido mamario. En ambos trabajos no se observaron diferencias significativas debidas a la composición de la mama (glandularidad). De estos resultados surge el interés de conocer experimentalmente los cambios espectrales del campo de radiación al interior de la mama causados por los procesos de atenuación y dispersión de los rayos X en los tejidos.

Durante las últimas décadas, varios investigadores han observado que la forma de la curva de brillo de algunos materiales termoluminiscentes muestra una dependencia con la LET o densidad de ionización de la radiación primaria. En particular esta dependencia se ve reflejada en la estructura de la señal de alta temperatura, por lo que puede ser cuantificada y relacionada por medio del cociente entre las señales de alta y baja temperatura [12 – 19]. La mayoría de estos trabajos se centran en aplicaciones a campos de radiación de partículas altamente ionizantes ( $10^1 - 10^4$  keV/ $\mu$ m), como hadrones y varias especies de iones pesados. De estos materiales se ha observado que el CaF<sub>2</sub>:Tm sería un posible candidato para evaluar diferencias entre haces de fotones (como los discutidos en el párrafo anterior) [15 – 17, 20, 21], donde los cambios en la LET de los electrones secundarios son uno o dos órdenes de magnitud menores ( $10^{-1} - 10^1$  keV/ $\mu$ m) que para partículas cargadas pesadas.

Debido a la alta contribución del efecto fotoeléctrico a la probabilidad de interacción para fotones de bajas energías, la respuesta de varios dosímetros de estado sólido muestra una considerable dependencia energética en este intervalo [22]. Esto incluye a los dosímetros termoluminiscentes y las películas de tinte radiocrómico [23 – 25]. Idealmente, esta dependencia puede ser corregida o tomada en consideración si los dosímetros se calibran en campos similares a los que se expondrán. Esto implica tener cierto conocimiento del campo de radiación al que serán expuestos los dosímetros, lo que no siempre es posible, por lo que los factores de corrección deben de ser estimados por otros medios [26 – 28].

## **Objetivo de la tesis**

Obtener la dosis y la calidad del campo de radiación dentro de la mama durante un estudio de mamografía, por medio del análisis de la curva de brillo del CaF<sub>2</sub>:Tm e interpretar las medidas experimentales comparando con simulaciones Monte Carlo del transporte de radiación.

Para lograr el objetivo de trabajo se propone la siguiente metodología, compuesta de metas particulares:

- I. Calibrar haces de rayos X de referencia, con diferentes combinaciones ánodo/filtro (Mo/Mo, Mo/Rh, Rh/Rh y W/Al) y valores de kilovoltaje en el intervalo de 25 a 80 kV.
- II. Establecer un protocolo de preparación, lectura y análisis de dosímetros termoluminiscentes de  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ , basado en protocolos previamente utilizados en el laboratorio de dosimetría termoluminiscente del IF-UNAM y en lo reportado en la literatura.
- III. Calibrar los dosímetros en seno de aire, utilizando los haces de rayos X de referencia. Caracterizar la respuesta de los dosímetros en ausencia de material dispersor. Verificar la linealidad de cada uno de los picos en la curva de brillo y asociar la estructura de la curva de brillo con la energía efectiva del campo de radiación.
- IV. Irradiar los dosímetros dentro de maniqués mamográficos de acrílico y material radio-equivalente al tejido fibroglandular de la mama para el estudio de la evolución espacial de la dosis y de la calidad del campo de radiación.
- V. Realizar simulaciones Monte Carlo del transporte de radiación simulando la situación experimental (puntos III y IV) utilizando PENELOPE-2008 [29].
- VI. Interpretar los resultados experimentales al compararlos con los resultados de las simulaciones Monte Carlo.

## **Estructura del escrito**

El Capítulo 1 (Marco teórico) comienza con una sección dedicada a dar una breve explicación de la anatomía básica de la mama con la finalidad de dar a entender al lector los tejidos que la componen. En la segunda sección de este capítulo se describen los procesos para la producción de rayos-X y las características técnicas de los tubos de rayos-X convencionales. La tercera sección se dedica a explicar la mamografía como técnica radiológica con énfasis en el tipo de rayos-X que caracterizan a la técnica y el estado actual de la dosimetría en mamografía. En la cuarta sección se explica el fenómeno de termoluminiscencia y sus aplicaciones a la dosimetría; por ser el material central del trabajo

se mencionan las características más relevantes del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ , incluyendo las que derivaron en su uso. Finalmente en la quinta sección se da una breve explicación del método Monte Carlo aplicado al transporte de radiación y de la estructura de funcionamiento del software PENELOPE-2008.

En el Capítulo 2 (Materiales y métodos) se describe en detalle la metodología y protocolos que se siguieron durante el desarrollo experimental del trabajo. Para mantener la ubicación en el contexto del trabajo, en esta sección se buscó seguir un esquema acorde con la metodología descrita, tratando de respetar el orden cronológico en el que sucedieron los experimentos. En donde se considera necesario se argumenta o se presenta brevemente algún resultado que apoye la selección de los parámetros experimentales.

En el Capítulo 3 (Resultados y discusión) se presentan cada uno de los resultados seguidos de una discusión basada en principios básicos y lo reportado en la literatura. En los casos que corresponden, los resultados se exponen en el contexto de estudios similares y se sugieren otras posibles aplicaciones de las técnicas experimentales que se presentan.

En el Capítulo 4 (Conclusiones), se presentan las conclusiones más relevantes del trabajo.

# 1. Marco teórico

## 1.1. Anatomía y desarrollo de la mama

*“It was (is) absolutely necessary to give an account of the natural structure of the breast, before its morbid changes could be properly explained or understood”,  
A. P. Cooper (1840).*

Las glándulas mamarias son órganos especializados del sistema tegumentario controlados principalmente por hormonas propias del sistema reproductor femenino [30]. Se encuentran entre las características anatómicas compartidas entre los humanos y el resto de las especies en la clase de los mamíferos. Al conjunto anatómico entre las glándulas mamarias y los tejidos locales de soporte, inervación, irrigación, epiteliales y adiposos que las rodean se le denomina mama. Sus funciones incluyen sintetizar, secretar y ser vía de suministro de los nutrientes, en forma de leche, requeridos por la progenie [31, 32].

En los seres humanos, particularmente en las mujeres, las mamas se desarrollan como un par de eminencias en la parte anterior del tórax superior, cada una extendiéndose lateralmente desde el plano medio-transversal hasta la axila media y verticalmente desde la segunda o tercera costilla hasta la sexta costilla [32]. El inicio de su desarrollo se puede rastrear hasta las etapas embrionarias (tamaño del embrión de 5 mm) [33]. En los neonatos y durante la infancia (< 12 años) todo desarrollo se limita a un crecimiento proporcional al resto del cuerpo. En las mujeres, una vez llegada la pubertad, comienza un rápido desarrollo caracterizado por acumulación de tejido adiposo y proliferación de tejidos propios del órgano [31]. Durante la etapa adulta, la glándula mamaria alcanza cierto grado de madurez como resultado de los constantes cambios durante los ciclos menstruales, sin embargo la madurez total no es alcanzada sino hasta el término de la lactancia del primer evento reproductivo [30, 33]. Los mayores cambios en la glándula mamaria suceden durante el embarazo y la lactancia. En el periodo post-menopáusico se observa una reducción de los tejidos encargados de la producción de la leche como consecuencia de la reducción de los niveles hormonales (estrógeno y progesterona) [31, 33]. En los hombres,

las glándulas mamarias desarrolladas hasta la etapa neo-natal se mantienen carentes de funciones y sin ningún desarrollo subsecuente [32], aunque existen excepciones que se consideran patológicas.

La glándula mamaria está compuesta de tejido glandular y adiposo soportado por un marco de tejido conectivo formado por los ligamentos de Cooper [30, 31, 34]. El tejido glandular (glándula mamaria) se agrupa en compartimientos o lóbulos que contienen entre 10 y 100 alveolos (0.12 mm de diámetro) donde se secreta la leche [31]. Convencionalmente se considera a los lóbulos como estructuras separadas [34], sin embargo se llegan a observar conexiones en sus periferias [30]. Cada lóbulo cuenta con canales tubulares que convergen en un sistema de ductos cuya función es la de drenar, almacenar y transportar la leche durante la lactancia [31]. Este sistema de ductos cuenta con reservorios llamados senos lactíferos donde se almacena la leche [30]. La mama está cubierta por piel relativamente delgada que culmina en su ápice en el pezón [32]. El pezón es una estructura compuesta de fibras musculares con alrededor de 5 – 9 ductos [35] que sirven como salida de la leche y por donde se alimenta al recién nacido. El pezón está rodeado por la areola, que es tejido epitelial rico en glándulas sebáceas, carente de vello y pigmentación diferente al resto de la piel, cuya función es lubricar la región durante la lactancia [32, 35, 36]. El espacio entre lóbulos y la piel está ocupado por el tejido adiposo que se agrupa en cúmulos de grasa (del orden de los mm de grosor) que son unidades morfológicas independientes altamente vascularizadas [37]. Al conjunto de tejido glandular y conectivo se le suele denominar tejido fibroglandular. Toda la estructura formada por la mama se sujeta al músculo pectoral mayor por medio de ligamentos suspensorios. En la Fig. 1 se muestra un esquema de la anatomía de la mama.

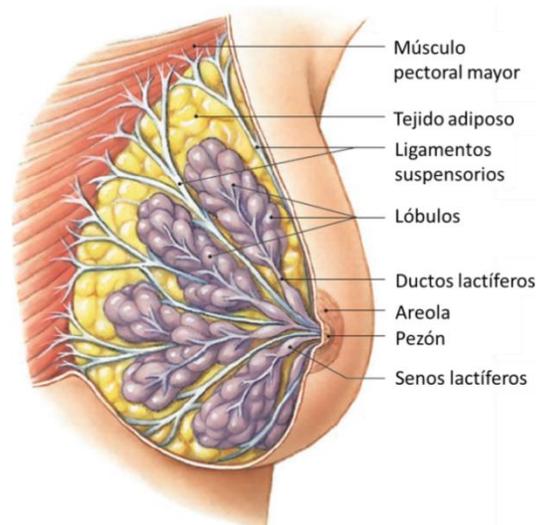


Figura 1. Diagrama de la mama donde se muestran los diferentes tejidos y estructuras que la componen. Adaptado de [30].

Con respecto a otros órganos, la forma, tamaño, funciones, arquitectura y composición (fracción de glandularidad y tejido adiposo) de la mama presenta grandes variaciones de un individuo a otro y en un mismo individuo. Aparte de la edad y del estatus reproductivo, otros factores que contribuyen a esta diversidad son: la carga genética, los hábitos alimenticios y la etapa del ciclo menstrual [32]. Por estas razones resulta complicado establecer un estándar y se deben realizar estudios sobre poblaciones con características comunes [38].

El flujo sanguíneo de la mama proviene mayoritariamente de ramificaciones de la arteria mamaria (60 %) y de la ramificación lateral mamaria de la arteria torácica (30 %), otras fuentes de irrigación menores son las arterias intercostales posteriores y la ramificación pectoral de la arteria toracoacromial. El drenaje linfático de la mama sigue dos líneas principales, los nódulos de la axila (75 %) y los nódulos mamarios internos. La mama es inervada por medio de los nervios intercostales [31, 32].

La glándula mamaria puede ser el sitio de aparición de cambios malignos que conduzcan a un cáncer. Los principales factores de riesgo para desarrollar esta enfermedad son: (1) ser mujer y (2) la edad. Otros factores que contribuyen son: primer embarazo después de los 30 años, herencia genética, menopausia tardía o menarca temprana y los hábitos de lactancia [30, 31]. El cáncer de mama no es una enfermedad exclusiva de las mujeres, alrededor del 1 % de los casos diagnosticados como cáncer de mama ocurren en

varones [32]. En la actualidad, la mastografía es uno de los métodos recomendados para la detección temprana de cáncer de mama en grandes poblaciones asintomáticas [4, 5, 8] y es el único de los métodos existentes que se considera validado para reducir la mortalidad a través de una detección temprana (*American Cancer Society*).

## 1.2. Rayos-X

*“I assumed that the effect must have come from the tube ... It seemed at first a new kind of invisible light. It was clearly something new something unrecorded. ...”,  
W. K. Roentgen (1895).*

Los rayos X son radiación electromagnética cuya producción tiene sus orígenes en procesos atómicos [39, 40]. Por las energías que suelen poseer (entre  $10^1$  y  $10^7$  eV) se les considera como radiación ionizante. En la producción de rayos X participan dos procesos físicos diferentes, por lo que se pueden separar en dos categorías dependiendo del proceso por el que se originan (Fig. 2). Ambos se describen a continuación:

- I. Rayos X característicos: Se producen durante transiciones de los electrones atómicos entre los niveles energéticos de átomos ionizados. Durante este proceso, donde una vacancia electrónica se llena, se emite un fotón con energía igual a la diferencia energética entre las capas electrónicas que participan. Para cada uno de los elementos químicos las energías de las capas tienen valores característicos [41], aludiendo a esto, los fotones emitidos a través de este proceso se les denomina rayos-X característicos. Las posibles transiciones entre niveles energéticos están dictadas por las reglas de selección [41].
- II. Rayos X de frenado: Cuando una carga es acelerada emite parte de su energía cinética en forma de radiación electromagnética [39, 40]. En particular, cuando un electrón con cierta energía cinética viaja a través de un material, al interactuar con los núcleos atómicos, se ve sujeto a fuerzas electrostáticas que cambian su dirección y en ocasiones (des)aceleran a la partícula. A los fotones emitidos durante esta desaceleración se les denomina rayos-X de frenado. Debido a que no existe

restricción para la magnitud de la energía cinética que pierde la partícula cargada, la energía que pueden poseer los rayos X de frenado se distribuye de manera continua, desde cero hasta una energía igual a la energía cinética del electrón incidente.

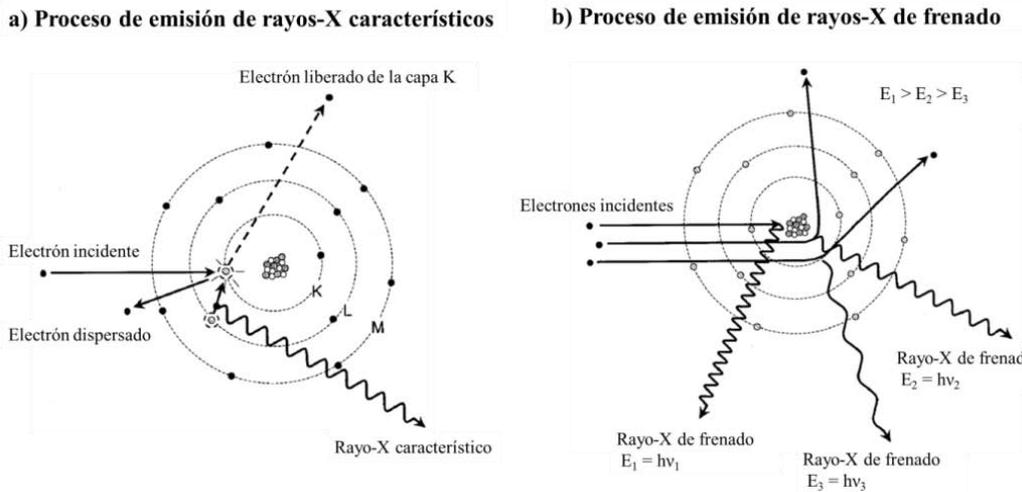


Figura 2. Esquemas de los procesos de emisión de rayos X. A la izquierda se muestra la emisión de un fotón característico como resultado de una transición entre las capas L y K. En la derecha se muestra la emisión de rayos X de frenado, donde se ilustran tres colisiones con diferentes pérdidas de energía. Adaptación de [42].

El espectro de energía de los fotones (o cualquier otra forma de energía, partícula u onda) es un histograma donde se grafica la fluencia como función de la energía que poseen. El espectro total de una fuente de rayos-X es la superposición del espectro de rayos-X característicos y de frenado. En la Fig. 3 se muestra un ejemplo de espectro de rayos X.

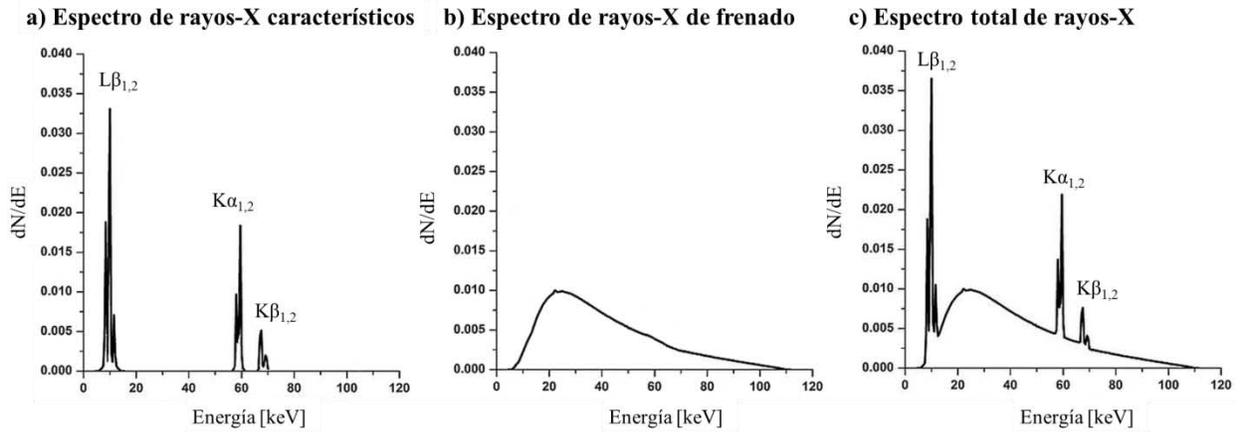


Figura 3. Ejemplo de espectro de rayos-X producido en un blanco de W. Se muestran las líneas características del material (izq.), el espectro continuo de rayos-X de frenado (cent.) y la superposición de ambos para formar el espectro total de rayos-X (der.). Adaptado de [42].

Aprovechando la capacidad de penetración en la materia que poseen los rayos-X, desde su descubrimiento por Wilhelm Roentgen, los rayos-X han encontrado un amplio nicho de aplicaciones en la medicina, ejemplo de esto son: la tomografía axial computarizada, la radiografía convencional, la mamografía, la fluoroscopia, algunas modalidades de tele-terapia, entre otras. Por tratarse de radiación ionizante, de forma paralela ha surgido la necesidad de establecer el riesgo que conlleva su uso.

### 1.2.1. Producción de rayos-X

En la práctica, existen varios dispositivos capaces de generar rayos-X: aceleradores lineales, sincrotrones, tubos de rayos X, por nombrar algunos. En todos los casos la producción se basa en los dos tipos de interacciones arriba descritas, con resultados cualitativamente diferentes [39]. Usualmente, se utilizan tubos de rayos-X para generar fotones con energías por debajo de los 300 keV [22, 39].

Un tubo de rayos-X acelera electrones por medio de un campo eléctrico para hacerlos impactar sobre un blanco donde se producirán los rayos-X. Estos fotones se producen como resultado de las colisiones que los electrones sufren con los átomos del material, produciendo radiación de frenado y rayos-X característicos, estos últimos como consecuencia de los eventos de ionización. Para producir rayos-X de manera controlada un

tubo de rayos-X requiere ciertos componentes; estos se enumeran y describen brevemente a continuación (Fig. 4):

- I. **Cátodo:** Es la fuente de electrones, que son liberados de un filamento por efecto termoiónico al calentarlo por medio de una corriente.
- II. **Ánodo:** Se encuentra a una diferencia de potencial con respecto al cátodo con la finalidad de acelerar los electrones. El ánodo es el material donde impactan los electrones, las líneas características del espectro de rayos-X resultante corresponden a las de este material. En la actualidad, los elementos más comunes para generar rayos X con fines clínicos son el W, el Mo y el Rh. Se suele acoplar a un rotor con la finalidad de disipar el calor generado.
- III. **Contenedor:** Sirve para mantener al vacío el espacio entre el cátodo y el ánodo, para evitar pérdidas de energía como resultado de colisiones entre los electrones y las moléculas en el aire.
- IV. **Filtro:** Es un material atenuador que se coloca en el camino del haz de fotones. Se utiliza para modificar la distribución espectral de los rayos-X y, por consiguiente, su capacidad de penetración.
- V. **Fuente de voltaje:** Proporciona la diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo necesaria para acelerar los electrones. Es independiente de la fuente de corriente del filamento.

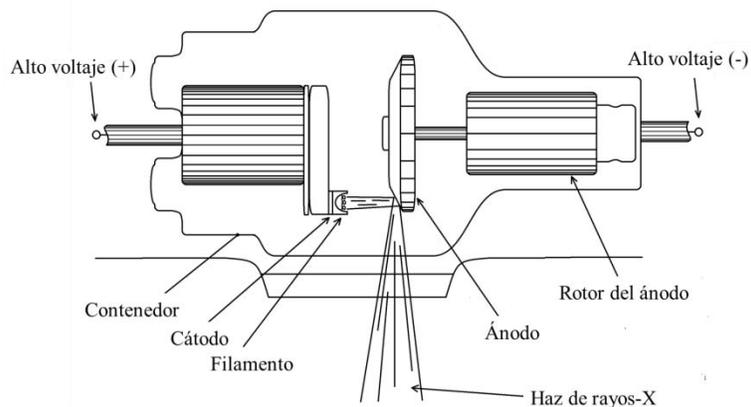


Figura 4. Esquema de un tubo de rayos X mostrando sus principales componentes.

Todos estos parámetros técnicos afectan la forma final del espectro de rayos-X generado. La energía máxima del espectro está dada por la diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo, y es igual a la energía cinética de los electrones. La posición de las líneas características depende del material del ánodo. La intensidad del espectro está dada por la corriente en el filamento (número de electrones impactando en el blanco). El filtro y la ventana atenúan de forma selectiva el haz.

### **1.2.2. Caracterización de haces de rayos-X**

En ocasiones es necesaria una manera más práctica de caracterizar un haz de fotones, que el conocimiento de su espectro. Adicionalmente, en muchas situaciones prácticas no es posible conocerlo, por lo que se debe buscar una cantidad, estandarizada y medible, que describa al haz de fotones.

La caracterización de los haces de rayos-X se suele hacer en términos de su capacidad para penetrar (calidad de haz) cierto material. Una forma de caracterizar un haz de rayos X es asociándole la energía de un haz mono-energético que requiera el mismo espesor de cierto material atenuador estándar para reducir la exposición a la mitad. A este espesor de material se le denomina capa hemi-reductora (CHR) [22]. Por lo general se utilizan como medios de referencia estándar para medir la CHR el Al, Cu y Pb.

### **1.3. Mamografía**

*“Tungsten, X-rays, and Coolidge form a trinity that has left an indelible impression upon our life and times ... Coolidge, for his work brought the element tungsten ... to the central role of the industrial stage and gave the X-ray a central role in the progress of medicine ...”,*  
C. G. Suits.

La mamografía es una técnica dedicada al estudio o búsqueda de patologías en la mama por medio de imágenes anatómicas formadas a partir de rayos X [40]. Similar a una radiografía convencional, un mamograma (también llamado mastografía) es un mapa bidimensional de

la atenuación que sufre un haz de rayos X al atravesar la mama (Fig. 5, izq.). En general se pueden realizar estudios de mamografía con dos fines: 1) para la detección temprana de cáncer en poblaciones asintomáticas (tamizaje) y 2) para el estudio de alguna patología cuya presencia ya es conocida (diagnóstica) [40].

El estudio de la mama por medio de rayos-X presenta varios retos. Por un lado, contiene tejidos sanos y en ocasiones malignos, cuyo coeficiente lineal de atenuación y densidad son similares [43] dificultando diferenciar entre las estructuras anatómicas presentes en la mama. Esto se resuelve, en cierto grado, disminuyendo la energía de los fotones (Fig. 5, der.). Por otro lado, los hallazgos clínicos que caracterizan a un cáncer en etapa temprana pueden ser pequeños en tamaño, siendo el mejor ejemplo de esto las microcalcificaciones [44], lo que requiere detectores con una alta resolución espacial (capacidad de un sistema para resolver entre dos objetos espacialmente cercanos).

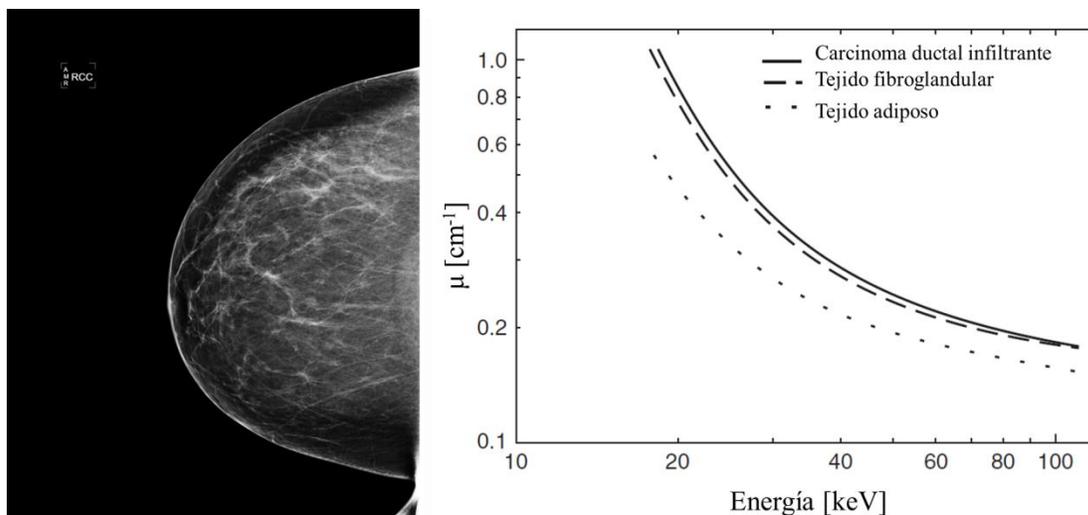


Figura 5. Ejemplo de mamograma de una mama derecha en proyección cráneo-caudal adquirida con un sistema digital (izq.) [45]. Coeficientes lineales de atenuación para diferentes tejidos propios de la mama, incluyendo tejido maligno (der.); adaptado de [43].

Una unidad clínica típica de mastografía está compuesta de varios dispositivos funcionando en conjunto. A continuación se enlistan y se explica brevemente el funcionamiento de los más básicos (Fig. 6):

- I. *Tubo de rayos X*: Es la fuente de radiación para la formación de la imagen. Los tubos de rayos X de mamografía suelen utilizar ánodos con materiales que tengan líneas características cercanas a 20 keV, como el Mo y el Rh, aunque no se descarta del todo el uso de W. Funcionan a kilovoltajes relativamente bajos, entre 20 y 30 kV, aunque existen sistemas en el mercado que llegan hasta 49 kV.
- II. *Detector*: Es el sistema de formación de imágenes. Debe de cumplir con estrictos requisitos de calidad para obtener imágenes con cualidades diagnósticas adecuadas. Durante un examen convencional, la mama de la paciente descansa en una base ubicada sobre el detector.
- III. *Paleta compresora*: Es un dispositivo mecánico cuya función es presionar y comprimir la mama de la paciente contra el detector. Tiene la función de distribuir lateralmente los tejidos, facilitando su visualización y reduciendo el espesor que debe atravesar la radiación [46]. Se construye de algún material que no perturbe notablemente el haz de rayos-X, usualmente policarbonato.
- IV. *Gantry*: Es el cuerpo de soporte del equipo, al que se sujetan el detector y la paleta compresora, el tubo de rayos X se coloca en posición opuesta al detector, con un sistema de colimación a la salida del haz. El equipo debe permitir el ajuste de la altura para ajustarse a diferentes pacientes y poseer un grado de libertad que le permita girar y tomar proyecciones laterales.
- V. *Consola de operación*: Sistema que se encarga de controlar los parámetros técnicos del equipo y la acción del disparo. Su diseño es tal que mantiene al operador lejos y/o protegido, mediante un blindaje adecuado, de las radiaciones generadas durante el estudio.

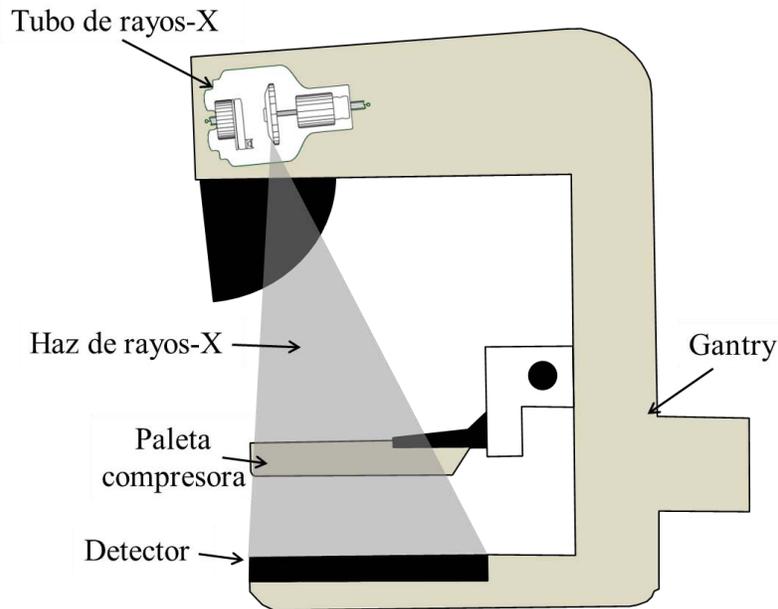


Figura 6. Diagrama de una unidad clínica típica de mastografía.

### 1.3.1. Rayos X de mamografía

En la actualidad, todo refinamiento de la mamografía como técnica radiológica apunta en dos direcciones principales: 1) reducir la dosis que recibe la paciente y 2) mejorar la calidad diagnóstica de las imágenes. Esto ha llevado a desarrollar características únicas que distinguen a la mamografía de otras técnicas de imágenes con radiaciones ionizantes.

Particularmente, se ha buscado optimizar la energía de los rayos-X que participan en la formación de la imagen manteniendo una ventana energética estrecha. Debido a que la probabilidad de interacción de los fotones dentro de la mama es mayor conforme se disminuye su energía (Fig. 5, der.), la presencia de rayos-X de bajas energías no contribuye a la formación de la imagen y sí a la dosis. Estos fotones son relativamente sencillos de filtrar. Por otro lado, también se busca minimizar los fotones de mayores energías cuya probabilidad de interaccionar por el efecto Compton es mayor y que degradan la calidad de la imagen por no provenir del punto focal de la misma y tienden a minimizar el contraste (capacidad de resolver un objeto sobre un fondo uniforme) entre tejidos [40].

En el diseño y construcción de los tubos de rayos X para mamografía se toman en cuenta estos requerimientos por lo que, en el ánodo se utilizan materiales con líneas de emisión de rayos-X características adecuadas (cercasas a 20 keV) y que al mismo tiempo

puedan resistir y disipar el calor generado por la corriente de electrones. Adicionalmente, se utilizan filtros con materiales que permitan eliminar los fotones con energías mayores que los rayos-X característicos del borde-K y al mismo tiempo mantengan la contribución de las líneas características (Fig. 7). Materiales de uso común en la construcción de tubos de rayos X de mamografía se enlistan en la Tabla 1.

Tabla 1. Posición de las líneas características de la capa K y bordes K. Tomado de [47].

Elemento	Energía de las líneas características [keV]			Borde K [keV]
	$K_{\alpha 1}$	$K_{\alpha 2}$	$K_{\beta 1}$	
Mo	17.5	17.4	19.6	20.0
Rh	20.2	20.1	22.7	23.2
W	59.3	58.0	67.2	69.5

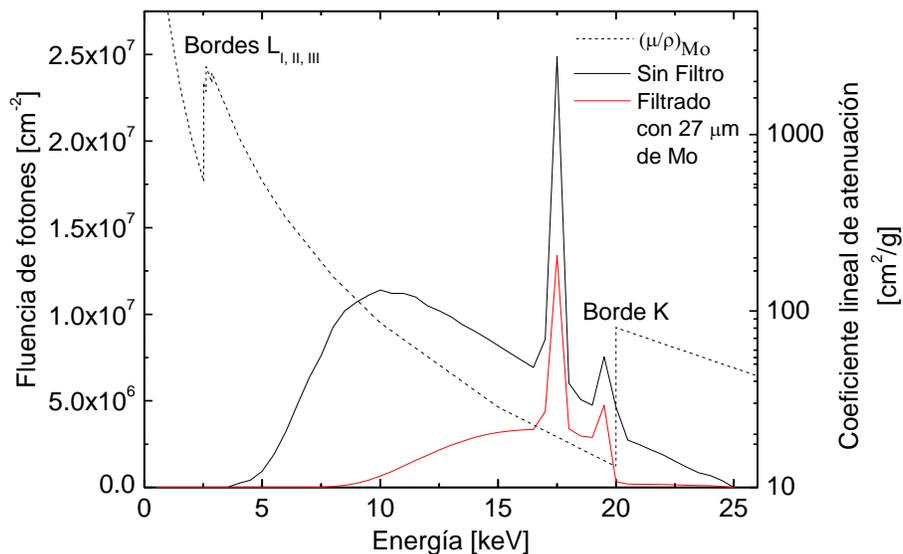


Figura 7. Efecto de un filtro de borde K en el espectro de rayos X. El espectro sin filtrar se generó utilizando el modelo de Boone [48] para una combinación ánodo/filtro de Rh/Rh y un potencial de operación de 34 kV. La línea punteada corresponde a los valores del coeficiente lineal de atenuación [49].

### 1.3.2. Dosimetría en mamografía

Por definición, para la formación de una imagen con rayos X, cierta cantidad de la radiación que incide sobre el objeto que se desea estudiar debe de ser absorbida, por lo tanto cierta cantidad de energía es depositada [40, 43]. Es claro que, en el caso de la mamografía esta energía es absorbida por los tejidos de la mama. Siendo uno de los tejidos más radio-sensibles del cuerpo humano [50] es imprescindible conocer la dosis que recibe la mama durante el estudio y así evaluar el riesgo-beneficio de las pacientes en programas de tamizaje [46].

Debido a que el depósito de energía dentro de la mama no es homogéneo, como resultado de la fuerte atenuación para las energías típicas de mamografía [51], puede ser complicado describir la dosis que recibe la paciente con una sola cantidad. Para esto se han establecido diferentes cantidades dosimétricas especiales para la mamografía: exposición en-superficie, dosis en-superficie y la dosis a la línea media [46]. La limitación de estas magnitudes es que fueron diseñadas para describir la dosis dentro de la amplia gama de situaciones encontradas en el área clínica. En la actualidad el estándar de oro para estimar el riesgo de las pacientes es la dosis glandular promedio (DGP). Esta magnitud se determina a partir de una medida puntual proporcional a la fluencia de rayos-X, de los coeficientes de transformación y los factores de corrección calculados por medio de simulaciones Monte Carlo, considerando los principales factores que afectan a la dosis. Estos factores son: 1) el espectro de rayos X, 2) el espesor de la mama y 3) la glandularidad de la mama [8, 9, 46]. Operacionalmente, la DGP se calcula por medio de la ecuación:

$$DGP = K_{aire} g c s \quad (1)$$

donde,  $K_{aire}$  es el kerma en aire en la superficie superior de la mama medido en ausencia de material dispersor,  $g$  es el factor que convierte de  $K_{aire}$  a DGP para una mama con una glandularidad del 50% [8],  $c$  y  $s$  son factores adicionales que corrigen por diferencias en la composición de la mama y la técnica radiológica utilizada (espectro de rayos-X) [9].

En los protocolos internacionales se ha adoptado la DGP como referencia para el control de la dosis que recibe la paciente durante un examen, algunas veces estableciendo valores límite.

Los dosímetros termoluminiscentes (TLDs, por sus siglas en inglés) han encontrado un nicho de aplicaciones en mamografía, aunque se deben respetar ciertas reglas básicas para su uso en esta área. La principal precaución es la corrección apropiada de la respuesta medida por la dependencia de su respuesta con la energía del haz de fotones. En cuanto a los materiales, se sugiere el uso de maniqués que simulan las propiedades de interacción de la radiación con la materia de una mama verdadera, para esto se han desarrollado plásticos como el BR-12 [52].

## 1.4. Termoluminiscencia

*“Crystals are like people, it is the defects in them which tend to make them interesting”,  
C. Humphreys.*

La termoluminiscencia (TL), es un proceso en el que un material previamente excitado, y que permanece en un estado metaestable como consecuencia de dicha excitación, emite luz al ser estimulado por medios térmicos; comúnmente la vía de excitación es por medio de radiación ionizante o luz ultravioleta [53, 54]. Con esta definición, es claro que sólo se podrán catalogar como termoluminiscentes los materiales cuya reacción a estos tipos de radiación permita que la energía depositada se almacene y posteriormente se libere en forma de luz por medio de estímulos térmicos.

En general, los materiales con estructura cristalina presentan niveles de energía en forma de dos bandas continuas, separadas por unos cuantos eV una de la otra. A los niveles de menor energía se les denomina banda de valencia y a los niveles de mayor energía banda de conducción. En un material en equilibrio, i.e. no excitado, los electrones se encontraran ocupando los niveles de menor energía en la banda de valencia. Al ser excitados con energía suficiente, los electrones pueden pasar a ocupar la banda de conducción donde se encuentran deslocalizados en la red cristalina, generándose un par electrón-agujero. Para localizar a estos portadores de carga, es necesario que el arreglo del cristal presente

defectos en su estructura, que proporcionen estados metaestables de energía (también denominados como trampas) entre las bandas de conducción y de valencia [53]. Las imperfecciones que sirven como trampas se pueden dividir en tres categorías [53, 54]: (1) defectos térmicos, (2) impurezas y (3) defectos inducidos por la radiación. Finalmente, para liberar la energía almacenada en las trampas, es necesario perturbar al sistema por medio de energía térmica. Al ser liberados los electrones de las trampas, pueden ser recapturados o sufrir recombinaciones par electrón-agujero (radiativa o no radiativa) [54]. La forma más sencilla es la recombinación de un par electrón-agujero con la correspondiente emisión de un fotón de termoluminiscencia. La longitud de onda del fotón emitido es característica de la energía de la trampa de recombinación. En síntesis, se puede describir el fenómeno dividiéndolo en dos etapas (Fig. 8):

- I. Almacenamiento de la energía: Esta etapa comienza con la absorción de energía proveniente de radiación ionizante. El proceso de almacenamiento se da con la creación de un par electrón-agujero, estos portadores de carga “viajan” en las bandas de conducción y valencia, respectivamente, hasta toparse con un nivel energético (meta-estable) resultado de un defecto en la red cristalina, donde pasan a ocuparlos.
- II. Liberación de la energía (termoluminiscencia): Al relajarse la red cristalina, por medio de estimulación térmica, los portadores de carga atrapados en estados metaestables regresan a la banda de conducción hasta recombinarse con su par opuesto, emitiendo un fotón de TL.

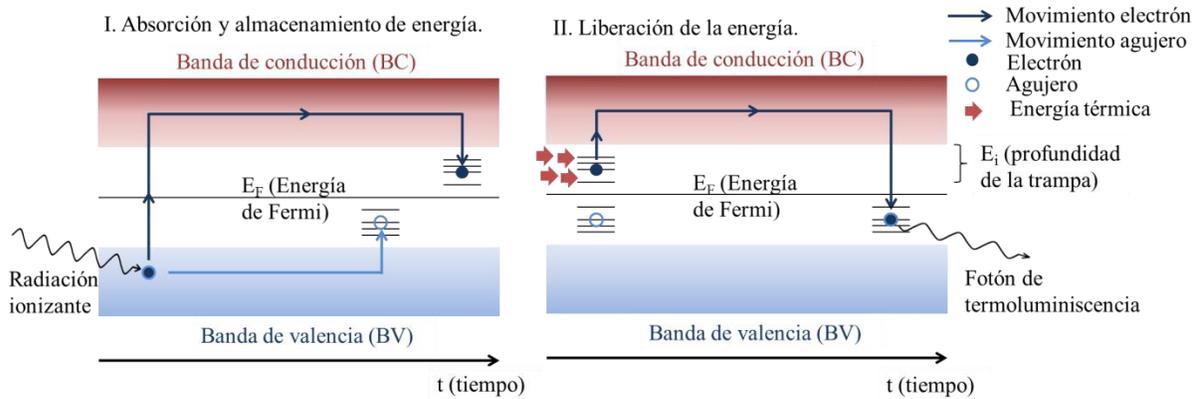


Figura 8. Esquema del proceso de termoluminiscencia. Por simplicidad del esquema, en la etapa II solo se muestra una recombinación radiativa electrón-agujero.

A lo largo de los años, se han propuesto varios modelos matemáticos para describir el mecanismo de emisión de luz en los materiales TL. Los primeros en proponer un modelo exitoso fueron Randall y Wilkins. La versión más simple de este modelo supone que la probabilidad de recombinación radiativa es mucho mayor que la probabilidad de recaptura y sólo involucra un tipo de trampa, esto da lugar al modelo de primer orden. Este modelo establece que la liberación de cargas atrapadas está descrito por la ecuación:

$$I = - \frac{dn}{dt} = s n e^{-(E/kT)} \quad (2)$$

donde,  $I$  es la intensidad de la señal termoluminiscente,  $n$  es el número de partículas (electrones o agujeros),  $s$  es la frecuencia vibracional de los electrones atrapados en el potencial de profundidad  $E$ ,  $k$  es la constante de Boltzmann y  $T$  es la temperatura del sistema. Si suponemos una tasa de calentamiento,  $\beta$ , constante ( $T = \beta t$ ), la solución a la ecuación (2) es:

$$I = n_0 s e^{-(E/kT)} e^{-\int_0^T (s/\beta) e^{-(E/kT)} dT} \quad (3)$$

Esta ecuación describe la intensidad de un pico formado por los fotones de TL emitidos durante la etapa de liberación de los portadores de carga atrapados en cierto nivel energético.

En los materiales TL reales existen varios niveles cuantizados de energía, lo que da lugar a la presencia de varios picos TL en diferentes posiciones respecto a la temperatura. A la superposición de las intensidades de estos picos sobre un intervalo de temperaturas, se le denomina curva de brillo (*glow curve*). El número, posición, intensidad y comportamiento (orden de la cinética que describe sus picos) de estos picos depende del tipo de material (Ej. LiF, CaF<sub>2</sub>), concentración del dopante (Mg, Ti, Dy, Tm, usualmente en concentraciones de partes por millón o por billón) y otros defectos producidos durante la manufacturación [53]. Al proceso de descomponer la señal TL en los picos que la componen se le denomina deconvolución de curvas de brillo.

Aparte de la composición y estructura de la red cristalina de los materiales termoluminiscentes, un factor externo al dosímetro que modifica la forma de su curva de brillo es la densidad espacial de ionización del campo de radiación al que se expone. En particular para el LiF:Mg,Ti y el CaF<sub>2</sub>:Tm existe una gran cantidad de información fenomenológica que muestra una dependencia entre la respuesta (señal TL por unidad de dosis) de los picos de alta temperatura y la densidad espacial de ionización. Esta dependencia puede ser cuantificada por medio del cociente entre los picos de alta y baja temperatura presentes en sus curvas de brillo [12 – 19, 21].

#### **1.4.1. Dosimetría termoluminiscente**

Debido a que el número de electrones atrapados y por lo tanto la probabilidad de recombinaciones radiativas es proporcional al número de ionizaciones por unidad de masa, se puede establecer una relación entre la dosis y la luz emitida. El objetivo de la dosimetría TL es relacionar la intensidad de la luz emitida con la energía depositada en el dosímetro, proveniente de radiación ionizante.

Comercialmente se utilizan varios materiales TL con fines dosimétricos. Entre los más comunes tenemos: LiF:Mg,Ti, LiF:Cu,P,Mg, CaF<sub>2</sub>:Tm, CaF<sub>2</sub>:Dy. La presentación de los dosímetros termoluminiscentes (TLD) puede variar notablemente y está dictada por estándares comerciales o en función de la aplicación que se les dará (Fig. 9).

Para extraer la señal luminiscente en una forma útil de un dosímetro expuesto, se utilizan equipos lectores de TLDs. Un equipo lector consta de un medio para calentar el

dosímetro y coleccionar la luz. Debido a la baja intensidad de la luz se utilizan tubos fotomultiplicadores.



Figura 9. Diferentes presentaciones de los TLDs.

#### 1.4.2. Fluoruro de calcio dopado con tulio ( $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ )

El  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ , es un fluoruro que pertenece a la familia de los haluros (F) alcalinos (Ca) dopados con tierras raras (Tm). Comercialmente fue producido por Harshaw Chemical Company (ahora Thermo Fisher Scientific, Inc.) bajo el nombre de TLD-300, en forma de comprimidos de  $3.2 \times 3.2 \times 0.89 \text{ mm}^3$ . Hoy en día aún se encuentra en producción no comercial en laboratorios dedicados a la dosimetría TL [55] y es un compuesto relativamente abundante en la naturaleza, encontrándose en los cristales fluorita ( $\text{CaF}_2$  con concentraciones variables de tierras raras). Algunas de las características físicas del TLD-300 se enlistan en la Tabla 2.

Tabla 2.- Características físicas del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ .

$Z_{\text{efectiva}}$	Densidad [g/cm <sup>3</sup> ]	Concentración molar de dopante [53]
16.3	3.18	0.3 mol

La curva de brillo del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  presenta dos complejos de picos, relativamente bien separados con máximos cercanos a 175 °C (baja-temperatura) y 255 °C (alta-temperatura) para una tasa de calentamiento de 8 °C s<sup>-1</sup>. Con respecto al número de picos individuales

presentes en la curva de brillo se han propuesto la presencia de entre 6 y 7 picos [15, 17, 20]. Los estudios para establecer el orden de la cinética que describe los picos TL del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  muestran que están descritos por cinética de primer orden [20]. En la Fig.10 se muestra un ejemplo de la curva de brillo del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  y posible deconvolución de la curva de brillo.

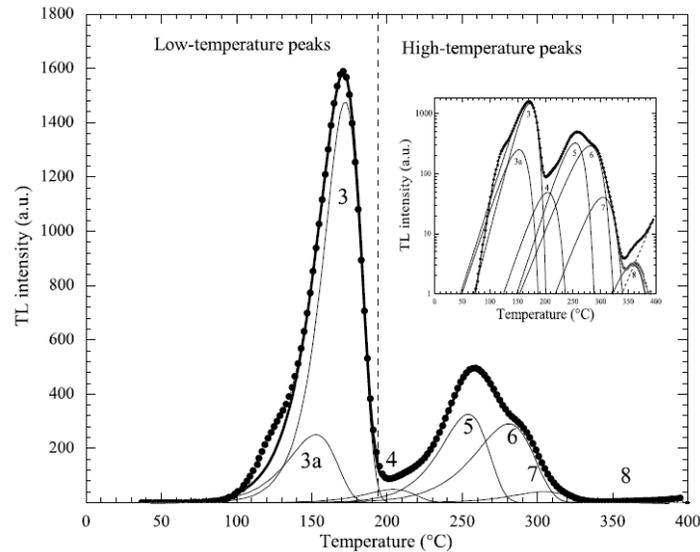


Figura 10. Curva de brillo de  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  expuesto a rayos-gamma de  $^{60}\text{Co}$ . En el recuadro se muestra la misma curva con la intensidad TL en escala logarítmica. Reproducido de [15].

## 1.5. Método Monte Carlo en el transporte de radiación

*“Anyone who attempts to generate random numbers by deterministic means is, of course, living in a state of sin”,*  
*J. Von Neumann.*

El método Monte Carlo (MC) consiste en la solución de un problema matemático por medio del muestreo de variables empleando números aleatorios [56].

En muchas situaciones experimentales que involucran radiaciones ionizantes, no es posible conocer todas las magnitudes que describen a un campo de radiación; por esta razón se ha propuesto el uso del método Monte Carlo (MC) para la simulación del transporte de radiación y extraer esta información. En este contexto, el método MC se aplica para simular

las trayectorias aleatorias de partículas por medio del muestreo de números aleatorios en modelos que describen los procesos físicos involucrados [57]. Esta técnica se puede utilizar para generar grandes cantidades de eventos y calcular cantidades macroscópicas o, por el contrario, simular partículas individuales para caracterizar eventos estocásticos.

El método MC, por sus características estadísticas, requiere de un gran número de cálculos para obtener resultados precisos de magnitudes macroscópicas. Aunado a esto, los electrones que viajan en un medio se ven sujetos a un gran número de eventos que cambian sus variables cinéticas, el proceso de seguir la trayectoria de los electrones evento por evento puede resultar en un alto consumo de tiempo y/o poder de cómputo. Para resolver esto se han propuesto métodos de trayectorias condensadas, donde varias interacciones se agrupan en una sola trayectoria [58].

En la actualidad existe, en grado variable de disponibilidad, un gran número de códigos escritos en lenguajes de ordenador para la simulación del transporte de radiación por medio de métodos MC, con aplicaciones específicas a la dosimetría y a la física médica. Las principales diferencias entre los códigos son: las bases de datos, los modelos físicos y matemáticos que utilizan, el tipo de partículas que se simulan y los intervalos energéticos de las partículas.

El programa PENELOPE (acrónimo de Penetration and ENERgy LOSS of Positrons and Electrons) es un código para la simulación del transporte de fotones, electrones y positrones en materiales arbitrarios para energías entre 100 eV y 1 GeV. Este código permite realizar simulaciones bajo un esquema detallado (interacción por interacción) con la posibilidad de modificar los parámetros para obtener historias condensadas. Este programa permite simular geometrías complicadas a través de superficies cuadradas generadas en archivos de geometría independientes a los parámetros del transporte de radiación [29].

## 2. Métodos y materiales

### 2.1. Calibración de los haces de referencia

Los haces de rayos-X de bajas energías utilizados para el desarrollo del presente trabajo se generaron utilizando dos equipos diferentes: 1) un tubo de rayos X marca Phillips modelo MCN 321 de los laboratorios de dosimetría del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ) y 2) una unidad de mastografía clínica marca GE modelo Senographe 2000D del Instituto de Física de la UNAM (IF-UNAM). El primero se utilizó para estudiar las propiedades básicas, linealidad y respuesta relativa de los picos TL del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  expuesto a haces de bajas energías. El segundo, para el estudio en situaciones que simulan estudios clínicos, el tema central del trabajo.

#### 2.1.1. Haces de mamografía

La unidad clínica de mamografía Senographe 2000D cuenta con un tubo de rayos X con ánodos y filtros de Mo y Rh (0.03 y 0.025 mm, respectivamente) con posibles combinaciones ánodo/filtro de: Mo/Mo, Mo/Rh y Rh/Rh. El equipo puede funcionar con diferencias de potencial entre 22 y 49 kVp. Considerando que representan y engloban el intervalo energético usado en el área clínica, para este trabajo se escogieron las combinaciones ánodo/filtro/kilovoltaje (kV): Mo/Mo/25, Mo/Mo/28, Mo/Rh/28, Mo/Rh/31, Rh/Rh/31 y Rh/Rh/34.

La calibración consistió en establecer la tasa de kerma en aire,  $\dot{K}_{\text{aire}}$ , como función de la corriente aplicada al tubo de rayos-X (curva de calibración) y la CHR (Sec. 1.2.2.), para cada uno de los haces estudiados. Para esto, se utilizó una cámara de ionización diseñada para mamografía marca Radcal modelo 20X6-6M (Ref. No. 15496) conectada a un electrómetro Radcal Radiation Monitor Controller (Ref. No. 14471), el electrómetro se encarga de integrar la carga liberada en el volumen de aire de la cámara de ionización y de corregir las lecturas por la influencia de la presión y la temperatura. Como parte de un trabajo independiente, esta cámara fue calibrada en los laboratorios de dosimetría del

Instituto de Física de la UNAM (IF-UNAM) con respecto a una cámara de placas paralelas marca PTW modelo TN 23342-1519 calibrada en el National Institute of Standards and Technology (NIST), EUA.

Para minimizar la radiación retrodispersada proveniente del detector y siguiendo lo reportado en [59], la cámara de ionización se colocó centrada lateralmente con el punto efectivo a una distancia de 8.5 cm sobre el detector y 6.0 cm dentro del campo de radiación, con respecto al borde del detector. El detector se cubrió con una placa de acero de 1.0 cm de espesor. El compresor (~ 3.0 mm de policarbonato) se fijó a una distancia de 50.0 cm sobre el detector (Fig. 11). Para obtener las curvas de calibración se utilizaron 5 valores de integral de tiempo de corriente diferentes, para cada calidad de haz (combinación entre ánodo/filtro/kV). Como se espera que el tubo de rayos X del equipo tenga un *offset* debido a la electrónica, se optó por ajustar una recta del tipo:

$$K_{aire} = (\dot{f}_{aire,Q} I) + Off \quad (4)$$

donde,  $K_{aire}$  es el Kerma en aire en mGy,  $I$  es la integral de corriente en mAs,  $Off$  es el *offset* del equipo,  $\dot{f}_{aire,Q} = 0.00873 \cdot X \cdot N_Q$  es la tasa de  $K_{aire}$  por unidad de mAs (rendimiento); en esta expresión  $X$  es la exposición medida en [mR],  $N_Q$  es el factor de calibración de la cámara y el factor numérico 0.00873 relaciona la exposición con  $K_{aire}$  [60]. Aquí y en adelante, el subíndice  $Q$  denota cantidades que dependen de la calidad de haz.

Para medir las CHRs se utilizaron láminas de aluminio extra-puro (99.99 %) de 0.1 y 0.2 mm de espesor. Las láminas se colocaron sobre la paleta compresora de tal manera que cubrieran todo el campo de radiación. Inicialmente, se tomaron medidas sólo con el compresor entre la cámara de ionización y la fuente de radiación (Fig. 11), posteriormente se fueron agregando las láminas de Al hasta conseguir que la carga colectada en la cámara de ionización se redujera a la mitad. Para calcular la CHR se interpoló linealmente entre las dos medidas experimentales que acotaran el espesor de aluminio correspondiente. A cada haz se le asoció una energía efectiva igual a la de un haz mono-energético con la misma CHR [22, 49].

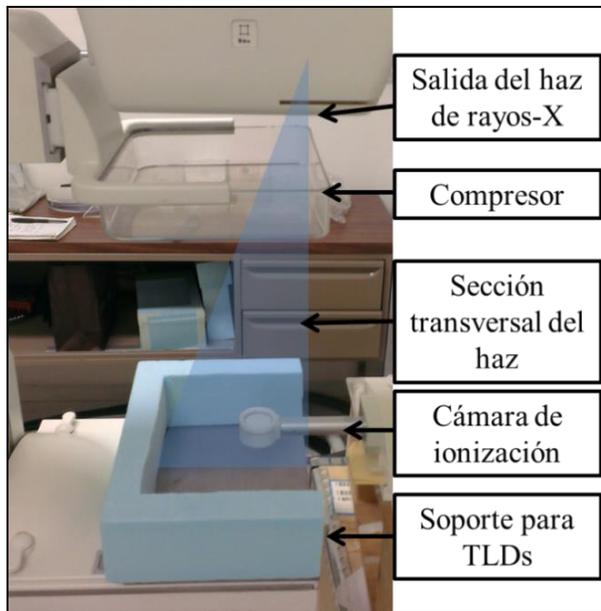


Figura 11. Arreglo experimental para la calibración de los haces de mamografía. El soporte para TLDs se utilizó como referencia para ajustar la altura de la cámara con respecto al detector.

## 2.2. Irradiaciones en haces de referencia

### 2.2.1. Haces para la investigación de propiedades básicas

Con el fin de estudiar las propiedades básicas del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  en un intervalo más amplio de energías efectivas, un grupo de dosímetros se irradió con haces generados en el tubo de rayos-X con ánodo de W del ININ. Los voltajes de operación fueron 30, 50 y 80 kV con filtros adicionales de 0.45, 0.95 y 3.0 mm de Al, respectivamente. El personal del ININ reporta haber calibrado este haz con una cámara de ionización Farmer PTW, con trazabilidad al Laboratoire d'Études des Combustibles Irradiés (LECI), Francia. Las CHRs suministradas y las energías efectivas asociadas se enlistan en la Tabla 3. Los dosímetros se colocaron en seno de aire a una distancia de 1.0 m de la salida del tubo de rayos-X y se expusieron a valores de  $K_{\text{aire}}$  de 5.0, 10.0 y 15.0 mGy, para cada calidad de haz.

Tabla 3. Parámetros y características de los haces del ININ utilizados para estudiar las propiedades del TLD-300.

Ánodo/filtro	kV	CHR [mm Al]	$E_{ef}$ [keV]
W/Al	30	0.370	15.7
W/Al	50	1.025	22.3
W/Al	80	2.970	33.6

### 2.2.2. Haces de mamografía

Para caracterizar la respuesta de los dosímetros termoluminiscentes en ausencia de material dispersor, se irradiaron en seno de aire en la misma posición (punto efectivo) que la cámara de ionización. Los dosímetros se colocaron en su posición con tiras de cinta mágica (3M) (Fig. 12). Como se espera que el mayor gradiente de exposición sea en la dirección tórax – pezón, debido al efecto talón<sup>2</sup>, los dosímetros se distribuyeron lateralmente dentro del campo. Los dosímetros se pusieron dejando un espacio de 1.0 cm entre ellos.

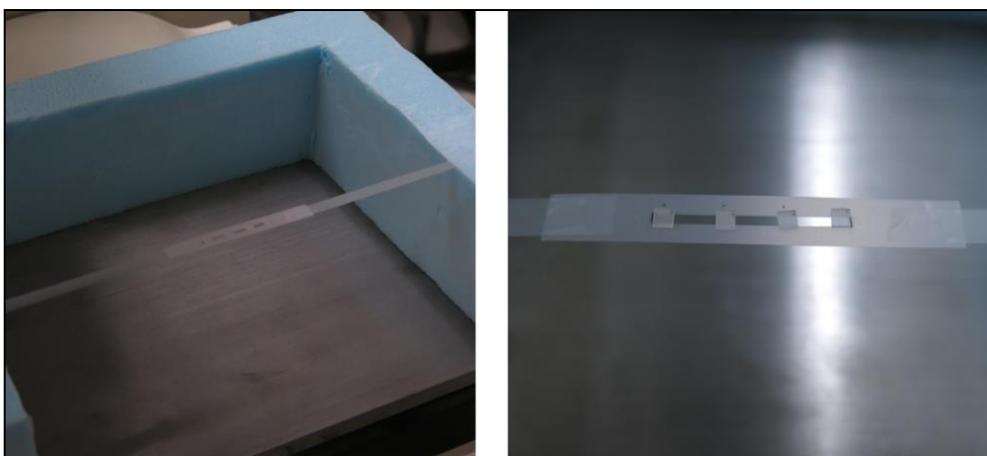


Figura 12. Arreglo experimental para irradiar los TLDs en seno de aire con los haces de mamografía del IF-UNAM. El soporte utilizado para colocar la cinta, es el mismo que se utiliza como guía para ajustar la altura de la cámara de ionización (Fig. 11).

<sup>2</sup>Distribución inhomogénea de la fluencia de partículas debida a la auto-atenuación del haz de fotones en el ánodo del tubo de rayos-X [40].

### 2.3. Irradiaciones en maniqués

Para simular la glándula mamaria durante un estudio mamográfico, se utilizaron dos maniqués diferentes. El primer maniqué tiene una sección transversal semi-circular de 19.0 cm de diámetro y está fabricado con polimetilmetacrilato (PMMA o acrílico). El segundo maniqué tiene una sección trasversal rectangular de 12.5 x 10.0 cm<sup>2</sup> y está fabricado con plástico radio-equivalente a tejido mamario, que simula una mama con una composición de 53 % tejido adiposo y 47 % tejido fibro-glandular (BR-12) [61]. Ambos maniqués están formados por juegos de placas con sección transversal constante (igual para todas las placas) y espesores nominales de 0.5, 1.0 y 2.0 cm. En conjunto el espesor de cada maniqué es de 4.5 cm (Fig. 13). Durante las irradiaciones, los TLDs se colocaron dentro de nichos manufacturados en una de las placas.

Para estudiar la evolución del campo de radiación como función de la profundidad,  $z$ , se colocó la placa con dosímetros en diferentes posiciones dentro del maniqué con la superficie superior de la placa a 0.0, 0.5, 1.5, 2.5 y 3.5 cm de profundidad. Es importante destacar que se evitó colocar de manera simultánea dosímetros en dos profundidades diferentes, esto con el fin de evitar perturbaciones en las medidas.

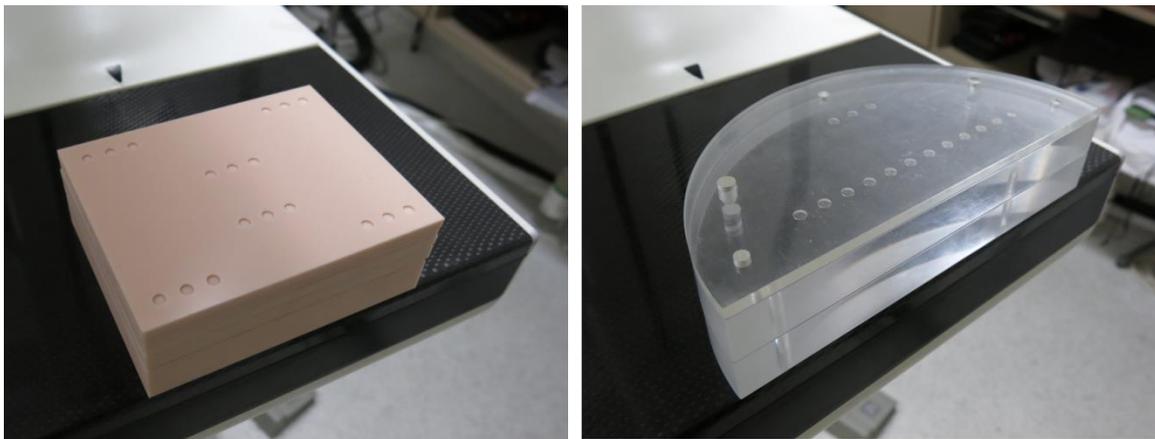


Figura 13.- Maniqué tejido-equivalente de placas rectangulares (Izq.) y maniqué de acrílico de placas semicirculares (Der.).

La ubicación de los nichos para los TLDs en las placas se muestra en la Fig. 14. Debido a que se espera que el mayor gradiente de fluencia de fotones sea en la dirección tórax – pezón (longitudinal), se utilizan grupos de tres dosímetros separados 1.0 cm en la

dirección transversal del campo, para obtener una mejor estadística de cada región. En el caso del maniquí de BR-12 se estudiaron 6 regiones diferentes, para el maniquí de PMMA sólo se estudió una posición, equivalente al grupo 3 del maniquí de BR-12.

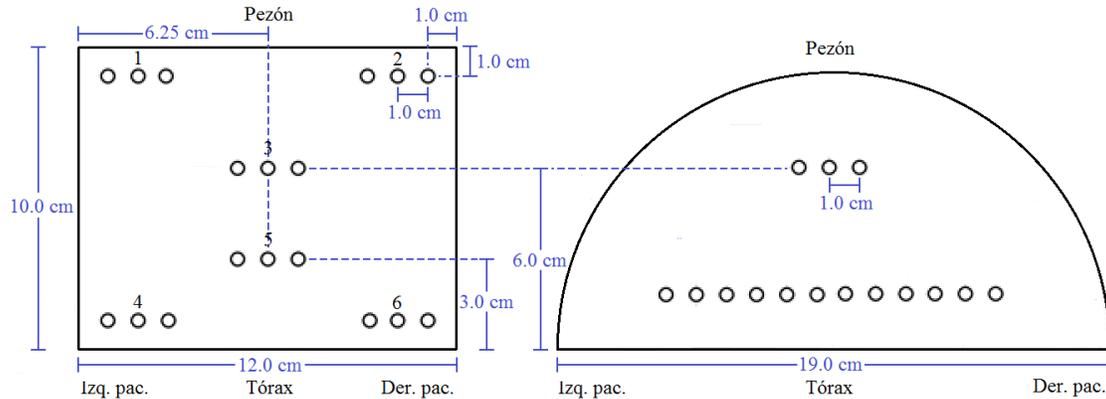


Figura 14. Posición de los nichos sobre las placas de los maniquíes. Placa para el maniquí de BR-12, indicando los 6 grupos de nichos estudiados (izq.). Placa para el maniquí de PMMA (der.), se indica el grupo de nichos estudiado, los doce nichos de la parte inferior no se utilizaron en este trabajo.

La composición del material que compone al BR-12 se muestra en la Tabla 4, se incluye la composición del PMMA.

Tabla 4. Composición química del BR-12 [61] y del PMMA. N. P. indica que el elemento no está presente. Se anexan las densidades de cada compuesto.

Elemento	Abundancia de elementos por peso atómico y densidad del material [g/cm <sup>3</sup> ]	
	BR-12 $\rho = 0.97$	PMMA $\rho = 1.19$
C	0.704	0.599
O	0.169	0.320
H	0.096	0.081
N	0.019	N.P.
Ca	0.009	N.P.
Cl	0.002	N.P.

## 2.4. Dosimetría termoluminiscente

### 2.4.1. Protocolo de dosimetría termoluminiscente

Se utilizaron dosímetros termoluminiscentes de  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  con dimensiones de  $3.2 \times 3.2 \times 0.89 \text{ mm}^3$  (nombre comercial: TLD-300), de un mismo lote de dosímetros nuevos, manufacturados por *Harshaw Chemical Company* y donados por *Thermo Fisher Scientific, Inc.* (Illinois, USA) para el presente trabajo. Se seleccionaron los dosímetros (40 en total) que mostraron una uniformidad dentro de un  $\pm 10 \%$  sobre del valor promedio de la señal TL integrada, irradiados dentro de un bloque de PMMA con un haz de Mo/Mo/25 kV. Todos los dosímetros se prepararon y analizaron bajo las mismas condiciones, en el Laboratorio de Dosimetría Termoluminiscente (LDT) del IF-UNAM.

En este trabajo, se adoptó un protocolo de dosimetría TL basado en lo reportado en la literatura para el TLD-300 [15, 20] y en experiencias previas de usuarios del LDT. El protocolo se puede describir como compuesto de varias etapas independientes:

*Preparación:*  $24 \pm 3$  h previas a la irradiación los dosímetros se hornearon en aire durante 1 h a  $400 \text{ }^\circ\text{C}$  sobre una plancha metálica con nichos y dentro de un horno Felisa® modelo MUFLA, seguido de un enfriamiento rápido a temperatura ambiente controlada de  $19 \pm 2 \text{ }^\circ\text{C}$  por contacto entre la plancha de horneado y una placa de acero en equilibrio térmico con el ambiente.

*Lectura:*  $48 \pm 3$  h posteriores a la irradiación, los dosímetros se leyeron (registro de la señal TL en forma de curva de brillo) en un lector para dosímetros termoluminiscentes Harshaw modelo 3500, con flujo constante de  $\text{N}_2$  ultra-puro ( $> 99.99 \%$ ) dentro del equipo lector. Los dosímetros se calentaron por contacto con una plancheta metálica reflejante que se calienta por medios resistivos. La tasa de calentamiento de la plancheta es de  $8 \text{ }^\circ\text{C s}^{-1}$ , sin etapa de precalentamiento. La señal termoluminiscente se integra de temperatura ambiente a  $400 \text{ }^\circ\text{C}$  y la curva de brillo se registra con una resolución de 200 canales.

La geometría del equipo lector sugiere colocar el dosímetro en posición horizontal, de tal forma que una de las caras anchas ( $3.2 \times 3.2 \text{ cm}^2$ ) esté en contacto con la plancheta y la otra cara de frente al tubo fotomultiplicador del equipo lector. Por otro lado, debido a que este trabajo se centra en haces de fotones de bajas energías, se espera que el volumen del dosímetro no se irradie de manera uniforme (por la auto-atenuación del haz en el dosímetro). Por estas razones, los dosímetros se rotularon con grafito en una de las esquinas y se mantuvo una referencia de las posiciones relativas durante las irradiaciones y las lecturas. Esto permite obtener la máxima señal luminosa y disminuir las variaciones sistemáticas durante la lectura de los dosímetros [19].

Como parte del protocolo para de uso y verificar el funcionamiento del equipo lector, en cada sesión de trabajo y previo a las lecturas de los dosímetros se corroboró el voltaje del tubo fotomultiplicador y se realizaron pruebas de señal de fondo y del tubo fotomultiplicador (ruido y ganancia). Para registrar y compensar por variaciones en la señal registrada por el equipo lector, en todas las sesiones de irradiación-lectura se incluyeron 5 dosímetros de control irradiados siempre bajo las mismas condiciones. Con la señal de referencia en la fecha de calibración, cualquier variación se corrigió por medio del factor multiplicativo  $\alpha_{TL}$ , que se define como:

$$\alpha_{TL} = \left( \frac{STL_{ref}}{STL_{exp}} \right) \quad (5)$$

donde  $STL_{ref}$  y  $STL_{exp}$  son las señales termoluminiscentes obtenidas la fecha de referencia y en lecturas subsecuentes, para el mismo dosímetro, respectivamente. Idealmente, se espera que  $\alpha_{TL}$  sea igual a 1.0.

#### 2.4.2. Análisis de las curvas de brillo

El análisis de las curvas de brillo obtenidas consistió en la deconvolución en 7 picos individuales (picos 2, 3a, 3 – 7) descritos por cinética de primer orden [20], más un fondo con un comportamiento exponencial ( $Fondo = a + b e^{(T/c)}$ ) [62] (Fig. 15). El proceso de deconvolución y la estimación de los parámetros de ajuste del fondo se llevó a cabo

utilizando el software GlowFit [62], desarrollado para este propósito en el Instituto de Ciencias Nucleares Henryk Niewodniczański, Polonia. Este software permite buscar la posición, intensidad y anchuras de los picos al variar los parámetros descritos por el modelo de Randall y Wilkins de primer orden por aproximación polinomial [62]. A partir de los valores reportados en la literatura para los parámetros que describen los picos TL en la curva de brillo del CaF<sub>2</sub>:Tm, expuesto a rayos-gamma de <sup>60</sup>Co y iones pesados [15, 21], y ajustando los parámetros que mejor describieran a las curvas de brillo experimentales, en términos de la Figura de Mérito (FOM, del inglés *Figure Of Merit*)<sup>3</sup>, se restringieron las posiciones de los picos y los valores de las energías de activación (como se definen en [62]) a los valores de la Tabla 5.

De los siete picos obtenidos, dos se asociaron a la señal de baja temperatura y tres a la señal de alta temperatura (Fig. 15). Partiendo de las ideas aplicadas para la determinación de la LET efectiva en campos desconocidos [18] y la dependencia observada entre la forma de la curva de brillo del CaF<sub>2</sub>:Tm y la energía efectiva del haz de fotones, con los valores de las integrales de los picos,  $P_i$ , se calculó el cociente entre señales de alta- y baja-temperatura (HLTR, del inglés High- to Low-Temperature Ratio) como parámetro fenomenológico que describiera la densidad de ionización del campo de radiación al que se expusieron los dosímetros (relacionada con la calidad del haz). El HLTR se calculó de la siguiente manera:

$$HLTR = \frac{(P3a + P3)}{(P5 + P6 + P7)} \quad (6)$$

<sup>3</sup>La FOM es una cantidad que describe la calidad del ajuste y se define como:  $FOM [\%] = (\sum |y_i - y(x_i)| / \sum y_i) \times 100 \%$ , donde  $y_i$  es la señal TL y  $y(x_i)$  es el valor de la función ajustada, ambos para el i-ésimo canal.

Tabla 5. Posición de los picos y valores de las energías de activación. Estos valores corresponden a la tasa de calentamiento usada en este trabajo ( $8^{\circ}\text{C s}^{-1}$ ).

Pico	$T_m$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]	Energía de activación [eV]
2	$122.8 \pm 1.5$	1.2744
3a	$140.0 \pm 2.5$	1.1007
3	$165.8 \pm 2.4$	1.0776
4	$203.8 \pm 1.9$	0.9400
5	$254.0 \pm 1.6$	1.4233
6	$282.4 \pm 1.9$	1.7300
7	$297.1 \pm 2.4$	1.5500

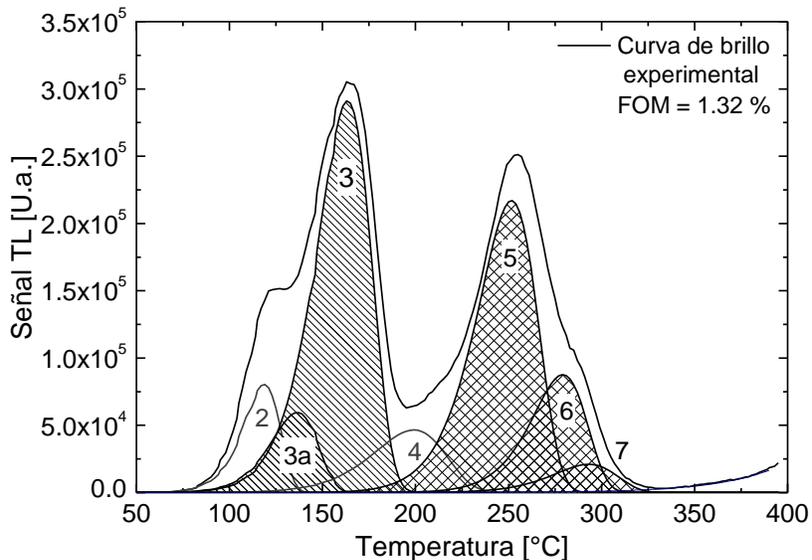


Figura 15.- Curva de brillo obtenida al exponer un dosímetro a un haz de rayos-X de Mo/Mo/28. Se muestran los 7 picos obtenidos como resultado de la deconvolución. Se identifican los picos de baja- (//) y alta-temperatura (⊗).

### 2.4.3. Cálculo de dosis y estimación de la calidad de haz

Como se espera que la señal individual de los picos presenten menos variaciones estadísticas que la señal total de la curva de brillo [19], la suma de las señales de los picos de baja temperatura,  $STL_{(P_{3a}+P_3)}$ , se utilizó para calibrar la respuesta de los dosímetros en términos de  $K_{aire}$ . Debido a que la señal obtenida de los dosímetros irradiados es 4 órdenes de magnitud mayor que los dosímetros sin irradiar y se espera un comportamiento lineal de

los picos de baja temperatura [15], a las medidas de  $STL_{(P3a+P3)}$ , para una misma calidad de haz, en condiciones de referencia (Sec. 2.2.) se les ajustó una ecuación del tipo:

$$K_{aire} = F_Q STL_{(P3a+P3)} \quad (7)$$

donde  $F_Q$  es un factor de proporcionalidad equivalente a un factor de calibración entre  $STL_{(P3a+P3)}$  y  $K_{aire}$ .

Ya que una de las metas de este trabajo es utilizar los picos individuales presentes en la curva de brillo para determinar la energía efectiva,  $E_{ef}$ , del campo de radiación, a las medidas de HLTR de los dosímetros expuestos en condiciones de referencia (Sec. 2.2.) se les ajustó la siguiente expresión (Apéndice A):

$$HLTR_Q = a + \left( \frac{E_{ef}}{b + E_{ef}} \right) \quad (8)$$

donde  $a$  y  $b$  son los parámetros de ajuste. La elección de este modelo se basó en los siguientes criterios: 1) describe cualitativamente y cuantitativamente los valores experimentales, 2) los parámetros de ajuste muestran una baja incertidumbre y 3) puede resolverse para  $E_{ef}$ .

Para determinar el valor de  $F_Q$  que tome en consideración el cambio en la energía efectiva del campo de radiación dentro de los maniqués y calcular el correspondiente valor de  $K_{aire}$  se evaluó el HLTR para cada una de las curvas de brillo y se calculó el valor promedio entre medidas equivalentes. Posteriormente se calculó la energía efectiva por medio de la Ec. (8). Con esta energía efectiva se calcula el valor correspondiente de  $F_Q$  por medio de la ecuación:

$$F_Q = A e^{-B E_{ef}} \quad (9)$$

donde  $A$  y  $B$  son parámetros numéricos. Para obtener estos parámetros se ajustó la Ec. (9) a los valores medidos de  $F_Q$  para los dosímetros irradiados en condiciones de referencia

como función de las energías efectivas de los haces a los que fueron expuestos, calculadas por medio de la CHRs.

Con los factores ya descritos y para los dosímetros irradiados en los maniqués, el kerma en aire se calculó como:

$$K_{aire} = \alpha_{TL} F_Q STL_{(P3a+P3)} \quad (10)$$

Suponiendo que los dosímetros se irradiaron bajo condiciones de equilibrio de partícula cargada, para obtener la dosis absorbida en agua,  $D_{H2O}$ , a partir de  $K_{aire}$  se utilizó la ecuación:

$$D_{H2O} = K_{aire} (\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H2O} \quad (11)$$

donde  $(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H2O}$  es el cociente entre los coeficientes másicos de absorción en agua y aire [22]. En este trabajo, se calculó para las energías efectivas predichas por la Ec. (8).

## 2.5. Cálculo de espectros de rayos-X

Los espectros de rayos-X de interés mamográfico, se generaron por medio del software “Mammofilter”, que cuenta con una base de datos de espectros medidos experimentalmente [48]. Este programa tiene la opción de cargar espectros de la base de datos (parametrización de Boone) y realizar atenuación exponencial de los espectros dentro de varios materiales. Para obtener los espectros de rayos-X que inciden en la superficie de la glándula mamaria, se cargaron los espectros para las combinaciones Mo/Mo/25, Mo/Mo/28, Mo/Rh/28, Mo/Rh/31, Rh/Rh/31 y Rh/Rh/34 y se atenuaron en 32.5  $\mu\text{m}$  de Mo (para filtros de Mo), 27.5  $\mu\text{m}$  Rh (para filtros de Rh), 0.8 mm de Be (ventana del tubo), 55.2 cm de aire (distancia ventana del tubo al compresor) y 0.3 cm de policarbonato (paleta compresora). La resolución en energía de los espectros calculados es de 0.5 keV.

La evolución espacial de los espectros dentro de la glándula mamaria se obtuvo por medio del software PENELOPE-2008 utilizando en los archivos de entrada (.in) los espectros en la superficie de la glándula mamaria calculados con “Mammofilter” y

simulando las siguientes geometrías experimentales: 1) TLD-300 en maniquí semicircular de PMMA, 2) TLD-300 en maniquí con forma de paralelepípedo de BR-12 y 3) TLD-300 en geometría de haz angosto.

El haz de rayos-X se simuló con forma cónica, con vértice de  $24.5^\circ$  a 60.0 cm por arriba del plano-XY, con su eje sobre del eje-Z (dirección fuente-detector). Los maniqués se colocaron con la cara inferior sobre del plano-XY (plano del detector) y la cara correspondiente al tórax sobre el plano XZ (plano del tórax) centrada con respecto al eje-Z (Fig. 16, izq.). La geometría de los maniqués se construyó con las mismas dimensiones y materiales que los utilizados experimentalmente. En todos los casos, las fluencias de fotones y las energías depositadas se calcularon en una caja de  $3.2 \times 3.2 \times 0.89 \text{ mm}^3$  de  $\text{CaF}_2$ , simulando un TLD-300. El dosímetro (volumen de  $\text{CaF}_2$ ) se colocó centrado en la dirección del eje-X (dirección transversal) y a 6.0 cm sobre del eje-Y (dirección longitudinal), i.e. en posición representativa de los grupos 1 y 3 en los maniqués de PMMA y BR-12, respectivamente (ver Fig. 14). La profundidad del volumen de  $\text{CaF}_2$ , dentro del maniquí, se varió de la forma análoga a la situación experimental, corriendo simulaciones independientes para cada posición.

Para obtener los espectros de fotones primarios en profundidad (i.e., aquellos transmitidos en profundidad) se corrieron simulaciones con el volumen de  $\text{CaF}_2$  en el vacío, en la misma posición relativa a la fuente que en la geometría en-maniquí y colocando una placa semicircular del material atenuador correspondiente (PMMA o BR-12) entre la fuente y el  $\text{CaF}_2$ . Se mantuvo una distancia constante de 50.0 cm entre la cara inferior del atenuador y la superficie del dosímetro, esta distancia garantiza que la radiación dispersa no llegue al volumen del dosímetro (Fig. 16, der.). El espesor del material atenuador se varió para simular la atenuación a diferentes profundidades. Los espectros en los archivos de entrada de las simulaciones no se modificaron con respecto a las geometrías con maniqués.

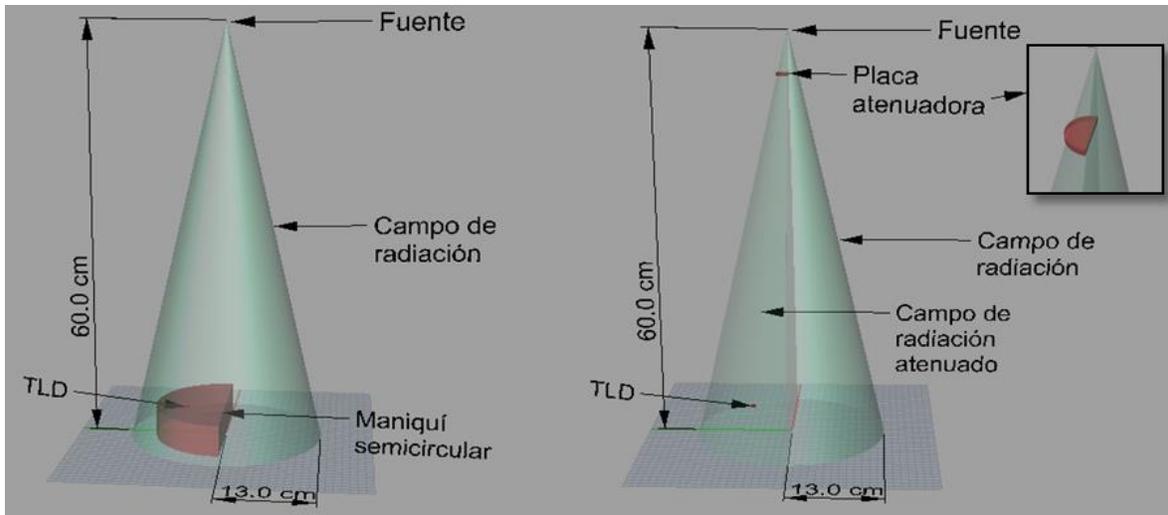


Fig. 16.- Esquemas de las geometrías utilizadas durante las simulaciones para calcular la fluencia de fotones dentro del maniquí (izq.) y el espectro primario en profundidad (der.). Para el maniquí de BR-12 sólo se modifica la geometría a la apropiada.

Los archivos de los materiales utilizados durante las simulaciones se generaron extrayendo los datos de las librerías del programa auxiliar MATERIAL, incluido en PENELOPE-2008 [29]. El BR-12 se generó utilizando el mismo programa auxiliar, especificando la composición, proporción de los elementos presentes y la densidad del material. Se utilizaron los valores especificados en [61] (Sec. 2.4.).

En los archivos de entrada, para cada material se deben de especificar las energías de absorción para electrones ( $EABS_e$ ) y fotones ( $EABS_{fot}$ ), los parámetros de dispersión elástica ( $C_1$  y  $C_2$ ) y las energías de corte ( $W_{CC}$  y  $W_{CR}$ ) [29]. La velocidad de la simulación y la precisión de los resultados se pueden ver fuertemente afectados por estos parámetros, por lo que es importante establecer valores óptimos de simulación en términos de precisión y velocidad. Basado en las recomendaciones en [29, 63] y con el fin de optimizar la velocidad de las simulaciones, para el PMMA y el BR-12 se establecieron los siguientes valores  $EABS_e = 5.0$  keV,  $EABS_{fot} = 5.0$  keV,  $C_1 = 0.2$ ,  $C_2 = 0.2$ ,  $W_{CC} = 10.0$  keV y  $W_{CR} = 10.0$  keV. Por tratarse del volumen de detección, para el  $CaF_2$  estos valores se modificaron para mejorar la precisión de los resultados:  $EABS_e = 1.0$  keV,  $EABS_{fot} = 1.0$  keV,  $C_1 = 0.05$ ,  $C_2 = 0.2$ ,  $W_{CC} = 0.1$  keV y  $W_{CR} = 0.1$  keV. La detección en energía se ajustó para medir desde 1.0 keV hasta la energía máxima del espectro de entrada, con una resolución de 100 bins. Para cada simulación se corrieron  $2 \times 10^9$  historias.

Para obtener los espectros de radiación dispersa, se restaron las fluencias de fotones dentro del dosímetro para las geometrías en maniquí ( $\phi_{Man,E}$ ) y haz angosto ( $\phi_{Prim,E}$ ), de la siguiente manera:

$$\phi_{Disp,E_i} = \phi_{Man,E_i} - \phi_{Prim,E_i} \quad (12)$$

donde,  $\phi_{Disp,E_i}$ , es la fluencia de fotones dispersados dentro del detector. En los subíndices,  $E_i$  indica que la resta se realiza para el i-ésimo canal de energía.

Como parte de las subrutinas de archivo de entrada se calcularon las dosis integradas dentro del dosímetro. De manera análoga a los espectros de radiación dispersa, para obtener la dosis debida a la radiación dispersa se restaron las dosis obtenidas en las geometrías en maniquí y haz angosto.

### 3. Resultados y discusión

#### 3.1. Calibración de los haces de referencia

En la Fig. 17 se muestran las medidas de kerma como función de la corriente integrada y las curvas de calibración lineales (Ec. 4) ajustadas, del equipo de mastografía. Para las seis calidades de haz estudiadas, el coeficiente de determinación,  $r^2$ , es igual a 1 dentro de 5 cifras significativas. En la Tabla 6 se enlistan los valores de los rendimientos (pendientes de las rectas) y *offsets*. En la Tabla 7 se enlistan los valores obtenidos para las CHRs y las energías efectivas asociadas.

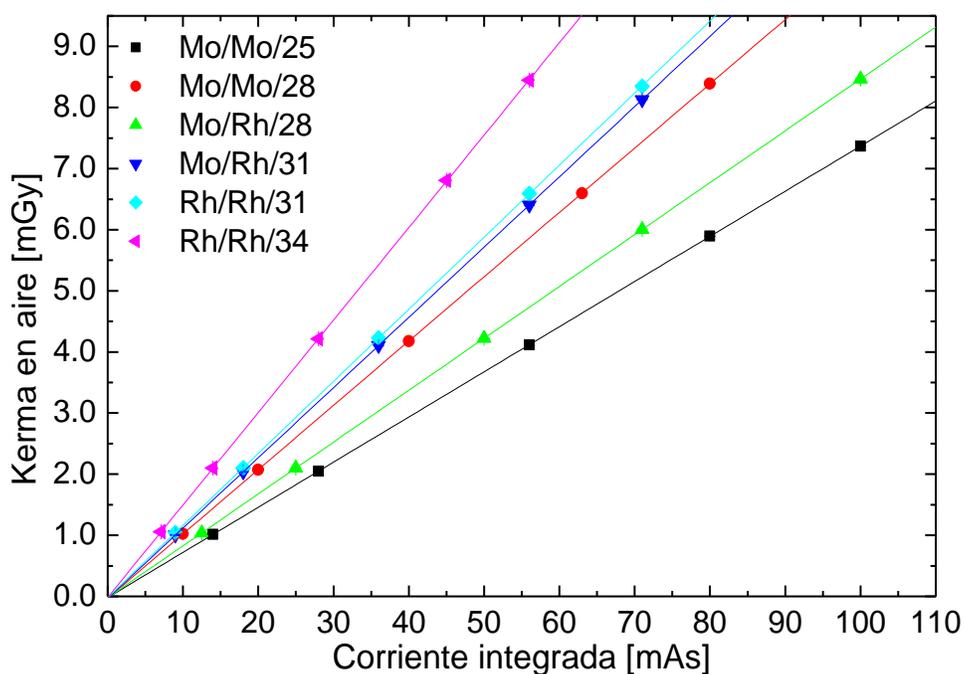


Fig. 17.- Medidas (símbolos) y ajustes lineales (Ec. 4) para el kerma en aire como función de la corriente integrada. Cada valor corresponde al promedio entre 3 medidas, las barras de incertidumbre no se aprecian por la escala.

Tabla 6. Valores del offset y rendimiento obtenidos para los haces del equipo Senographe 2000D.

Calidad del haz (Anodo/Filtro/kV)	Offset ( <i>Off</i> ) [mGy]	Rendimiento ( $\dot{f}_{aire}$ ) [mGy/mAs]
Mo/Mo/25	-0.019 ± 0.006	0.07388 ± 0.0001
Mo/Mo/28	-0.030 ± 0.006	0.10522 ± 0.0001
Mo/Rh/28	-0.022 ± 0.006	0.08489 ± 0.0001
Mo/Rh/31	-0.031 ± 0.006	0.11493 ± 0.0001
Rh/Rh/31	-0.016 ± 0.006	0.11789 ± 0.0001
Rh/Rh/34	-0.017 ± 0.006	0.15131 ± 0.0002

Tabla 7. CHRs medidas y energías efectivas asociadas para los haces estudiados.

Calidad del haz (Anodo/Filtro/kV)	CHR [mmAl]	$E_{ef}$ [keV]
Mo/Mo/25	0.333 ± 0.012	15.1 ± 0.5
Mo/Mo/28	0.365 ± 0.014	15.6 ± 0.6
Mo/Rh/28	0.425 ± 0.016	16.4 ± 0.6
Mo/Rh/31	0.453 ± 0.016	16.8 ± 0.6
Rh/Rh/31	0.458 ± 0.017	16.9 ± 0.6
Rh/Rh/34	0.502 ± 0.024	17.4 ± 0.8

Discusión: La linealidad de  $K_{aire}$  con la corriente integrada del tubo de rayos-X asegura que para corrientes integradas, donde el offset se pueda considerar despreciable, todas las medidas serán independientes del tiempo de corriente. Se observa que en todos los casos el offset es negativo, lo que es consistente con un retardo en la emisión de rayos-X.

Cualitativamente los valores de rendimiento son equivalentes con lo reportado en [64] para el mismo equipo, las diferencias cuantitativas (en promedio de 17.5 %) se deben a las diferentes posiciones dentro del campo de radiación en las que se colocó la cámara de ionización durante las calibraciones. Para las CHRs, y por consiguiente para las  $E_{ef}$ , no se observan discrepancias en lo previamente medido para este equipo [64].

El rendimiento del equipo,  $\hat{f}_{aire}$ , no es una función monótonica con la energía efectiva del haz. Esto puede deberse a factores técnicos del tubo de rayos X del equipo, que se establecen en función de los requerimientos de las situaciones clínicas.

## 3.2. Simulaciones Monte Carlo

### 3.2.1. Espectros de fotones primarios

En la Fig. 18 se muestran ejemplos de los espectros obtenidos (sólo un caso para cada combinación de ánodo/filtro) por medio de la parametrización de Boone y las simulaciones MC con el dosímetro en seno de aire y sin material atenuador entre la fuente de radiación y el dosímetro. Los espectros parametrizados corresponden al espectro de fotones que incide en la superficie superior de los maniqués, en ausencia de los mismos, y que se utilizaron en los archivos de entrada de las simulaciones (espectros en superficie). Los espectros de fotones obtenidos por medio de las simulaciones corresponden a la fluencia de fotones integrada dentro del volumen de  $\text{CaF}_2$ .

Al comparar con los espectros en superficie (obtenidos de la parametrización de Boone y atenuación analítica), en los espectros simulados se observa un incremento del 5 % en la intensidad del pico característico de mayor energía ( $K\beta_1$ ) con respecto al de menor energía ( $K\alpha_{1,2}$ ). De igual forma, se observa un aumento en la fluencia de fotones por debajo de 7.5 keV con un pico localizado alrededor de 4 keV. Este pico representa del orden de 1 % de la fluencia total de fotones y más del 99 % de los fotones por debajo de 7.5 keV. Los cambios en los espectros debidos a la presencia del dosímetro resultan en una disminución de la energía efectiva menor que 1.0 keV (Tabla 8). Se observan diferencias menores que 0.6 keV entre la energía efectiva de los espectros simulados y las energías obtenidas experimentalmente (Tabla 8).

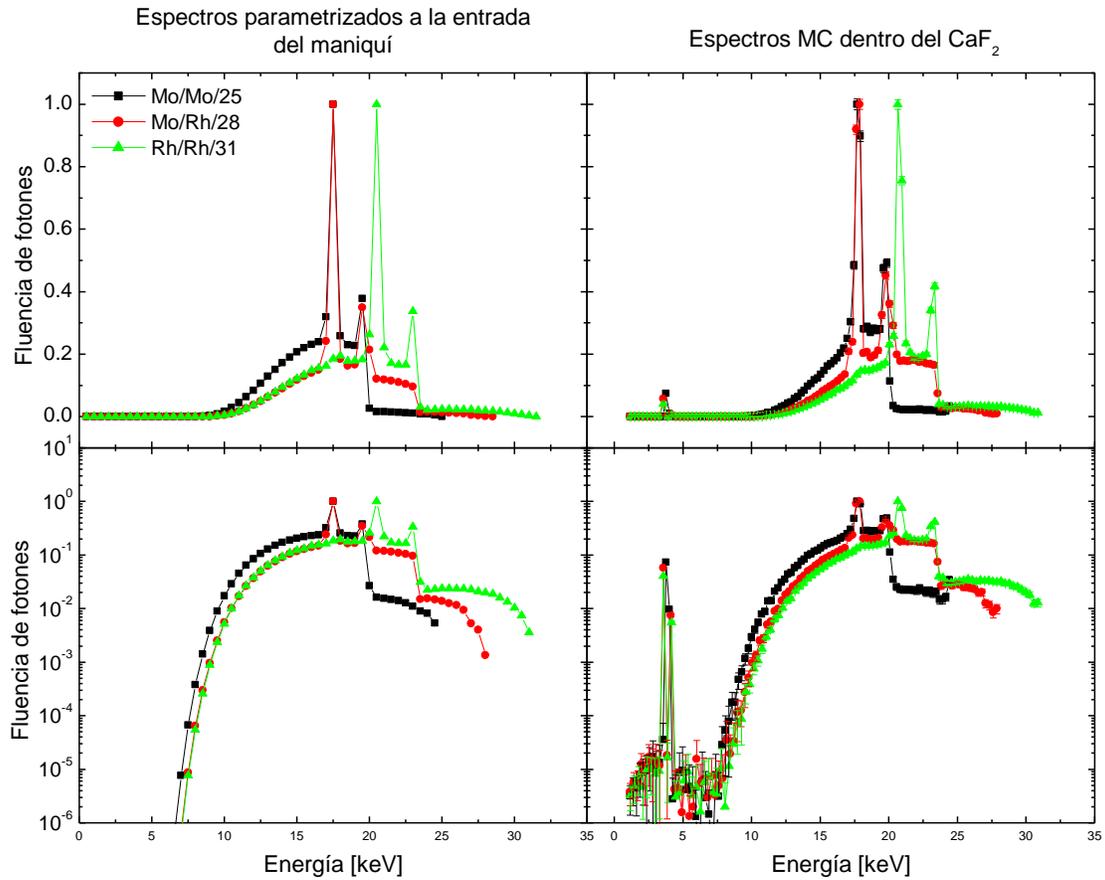


Figura 18. Espectros de rayos X obtenidos por medio de la parametrización de Boone (izq.) y espectro de fotones dentro del dosímetro obtenido por medio de simulaciones MC (der.) en condiciones geométricas equivalentes a la calibración de los TLDs. La fluencia de fotones se presenta en escala lineal (arriba) y escala logarítmica (abajo).

Tabla 8. Energía efectiva de los espectros en superficie y los obtenidos por medio de las simulaciones MC.

Calidad del haz (Anodo/Filtro/kV)	$E_{ef}$ [keV]		
	Experimental	Parametrizados	PENELOPE
Mo/Mo/25 kV	$15.1 \pm 0.5$	15.3	15.1
Mo/Mo/28 kV	$15.6 \pm 0.6$	15.8	15.0
Mo/Rh/28 kV	$16.4 \pm 0.6$	16.6	15.9
Mo/Rh/31 kV	$16.8 \pm 0.6$	17.0	16.1
Rh/Rh/31 kV	$16.9 \pm 0.6$	17.4	16.9
Rh/Rh/34 kV	$17.4 \pm 0.8$	17.8	17.6

En la Fig. 19 se muestran espectros correspondientes a las simulaciones en geometría de haz angosto (Sec. 37, Fig. 16, der.) con diferentes espesores de material atenuador entre la fuente y el dosímetro. La evolución de estos espectros representa el endurecimiento del espectro de rayos X dentro de los maniquíes, por lo que se asocian a los espectros primarios a las correspondientes profundidades dentro del maniquí.

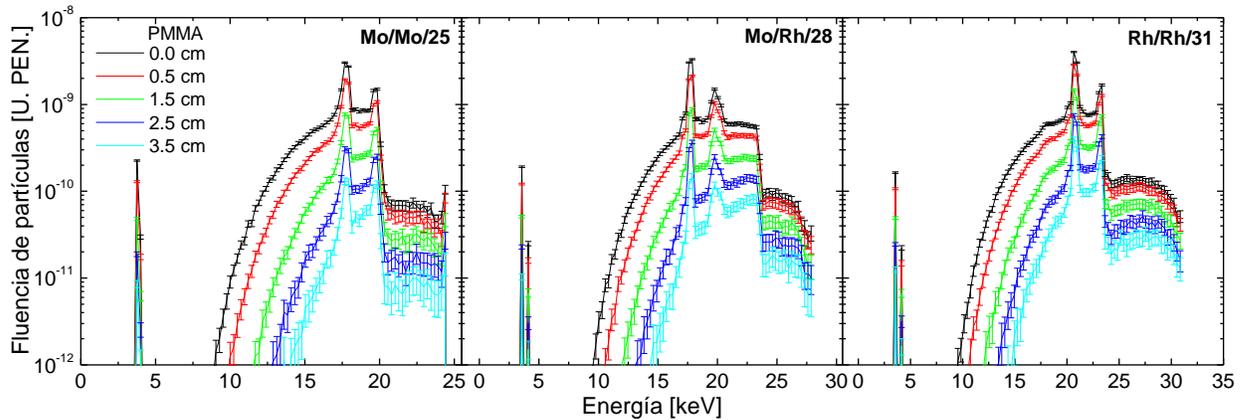


Figura 19. Ejemplo de espectros en la geometría de haz primario con diferentes espesores de PMMA. Las barras de error corresponden a  $3\sigma$ .

En la Fig. 20 se muestra la energía efectiva de los espectros de fotones primarios (Fig. 19) como función del espesor de material atenuador o, equivalentemente, la profundidad dentro del maniquí. Se observa que para todas las calidades estudiadas el cambio en la energía efectiva es un aumento, en promedio, de 2 keV en 3.5 cm de material. No se observan cambios significativos en la energía asociada al espectro de fotones debidos a la composición de los materiales.

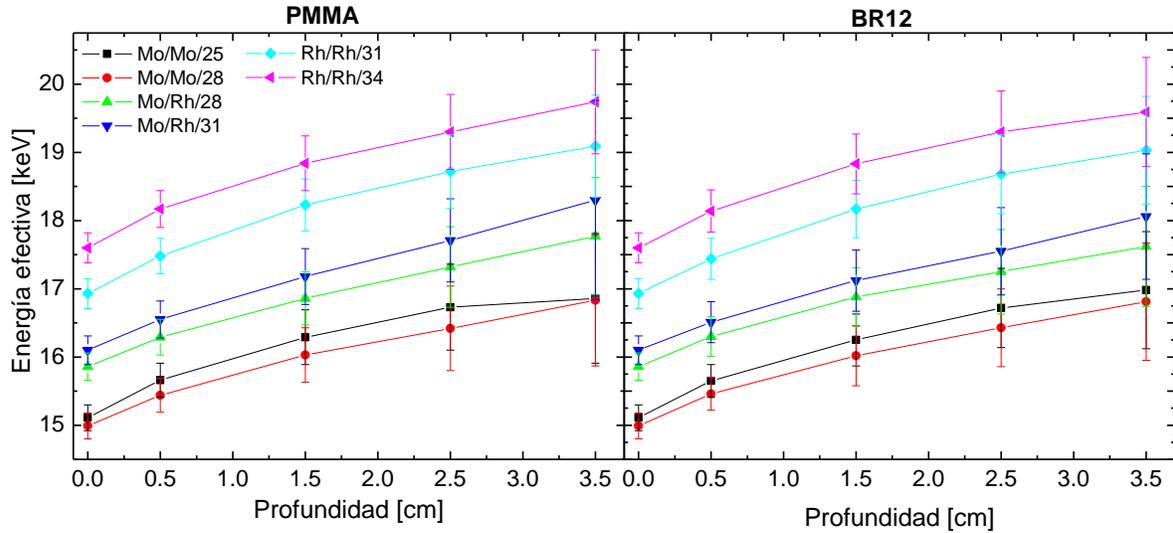


Figura 20. Energía efectiva del haz primario de fotones como función del espesor del atenuador, para los dos materiales estudiados.

Discusión: El acuerdo observado (Tabla 8) entre las energías obtenidas por medio de la parametrización [48], las simulaciones MC y las medidas sugiere que los espectros utilizados durante las simulaciones con el dosímetro dentro de los maniqués representan aproximadamente, en términos de propiedades de penetración e interacción con la materia, a los espectros de rayos X generados por el mastógrafo. Las diferencias observadas entre los espectros parametrizados y las simulaciones MC se deben a la interacción de los fotones con el dosímetro, sugiriendo cierto grado de importancia en el material o volumen donde se miden los espectros simulados. Esta suposición requiere estudios subsiguientes. La disminución de la fluencia dentro del  $\text{CaF}_2$  (Fig. 18, der.) entre 7.5 y 17.5 keV se debe a que los fotones transfieren toda su energía a algún electrón en el dosímetro por medio del efecto fotoeléctrico. El pico de fotones con energía de 4 keV es consistente con la energía de los rayos-X característicos  $\text{K}\alpha_{1,2}$  y  $\text{K}\beta_1$  del Ca (3.7 y 4.0 keV, respectivamente) generados durante la ocupación de las vacancias generadas. Por su energía, se espera que estos fotones sean absorbidos dentro del dosímetro.

### **3.2.2. Espectros de fotones dentro del $\text{CaF}_2$ como función de la profundidad en los maniqués**

En las Figs. 21 y 22 se muestran los espectros de fotones como función de la profundidad dentro de los maniqués de PMMA y BR-12, respectivamente. Estos incluyen la radiación primaria y dispersa. Al comparar la Fig. 21 con la Fig. 19 se puede observar un incremento en la fluencia de fotones proveniente de radiación dispersa producida en los maniqués. Para ilustrar esto, en los picos de rayos-X característicos a energías de 17 keV para el Mo/Mo y a 20 keV para el Rh/Rh se observa un aumento relativo de 50% y 70 % en la fluencia de fotones a 3.5 cm de profundidad, respectivamente. La tendencia general es de un aumento relativo de fotones dispersados con la profundidad dentro del maniqué, con respecto de la geometría en ausencia de maniqué.

En la Fig. 23 (arriba y abajo, respectivamente) se muestra la energía efectiva de los espectros en las Figs. 21 y 22 y la energía efectiva de los fotones dispersados como función de la profundidad dentro del maniqué obtenidos de acuerdo con la Ec. (12). Si se compara con la Fig. 20, se observa que la diferencia entre las energías de los haces en maniqué y primarios aumenta con la energía efectiva del haz primario. Los resultados muestran que el aumento en la energía efectiva del campo de radiación dentro de los 3.5 cm de maniqué es de aproximadamente 2 keV y similar para ambos materiales. La energía de los fotones dispersados es, típicamente, 0.5 keV menor que la energía del haz primario y aumenta con la profundidad. En la superficie de los maniqués se observa que los fotones retrodispersados tienen una energía efectiva ligeramente mayor que la energía efectiva del haz primario, lo que tiene como resultado un incremento en la energía de la fluencia total. En lo que respecta a la distribución energética de los fotones dispersados generados por los materiales, no se observa diferencia entre el PMMA y el BR12.

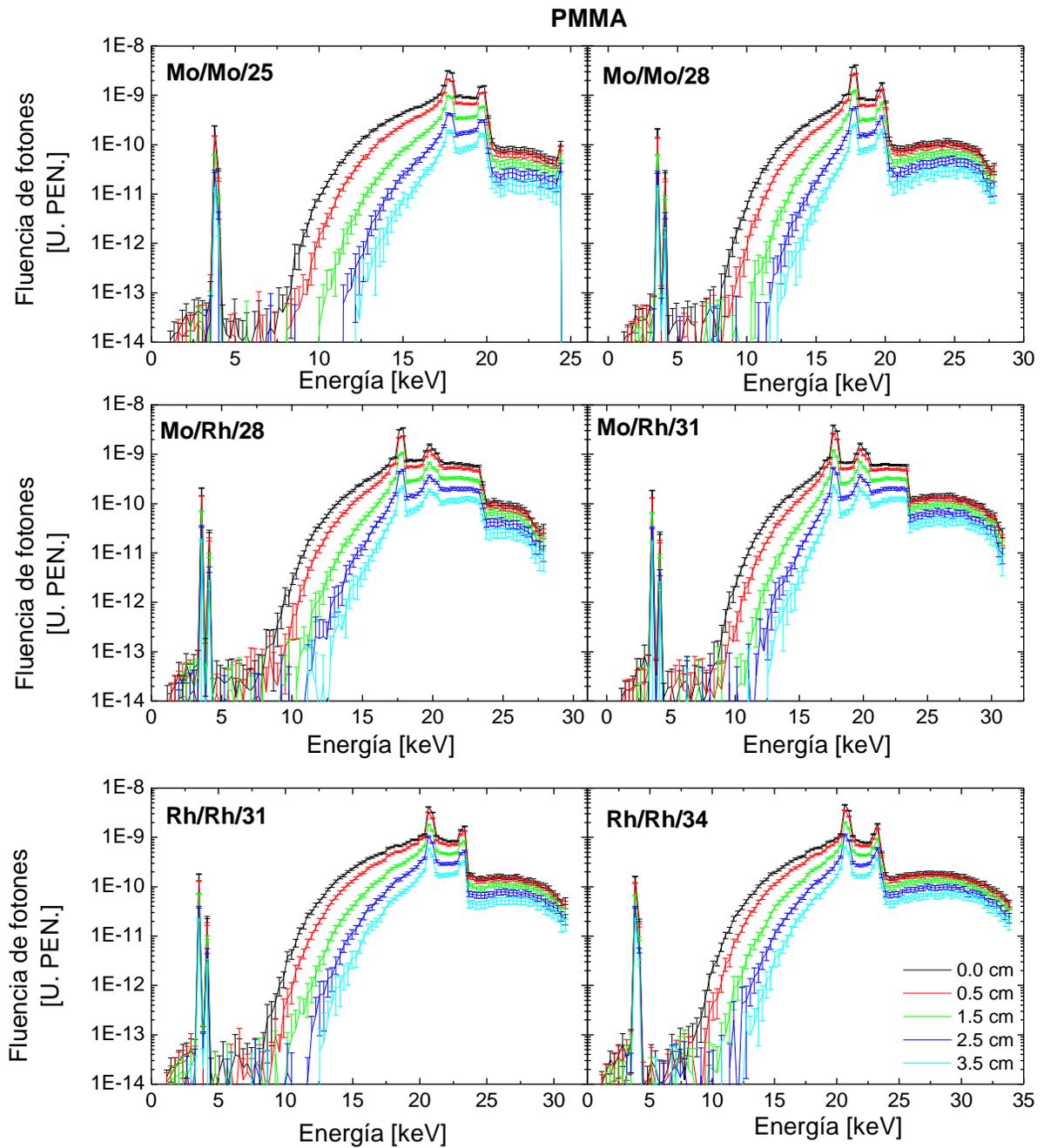


Figura 21. Espectros de fotones en el dosímetro para las diferentes profundidades dentro del maniquí de PMMA y calidades de haz estudiadas. Las barras de error corresponden a  $3\sigma$ .

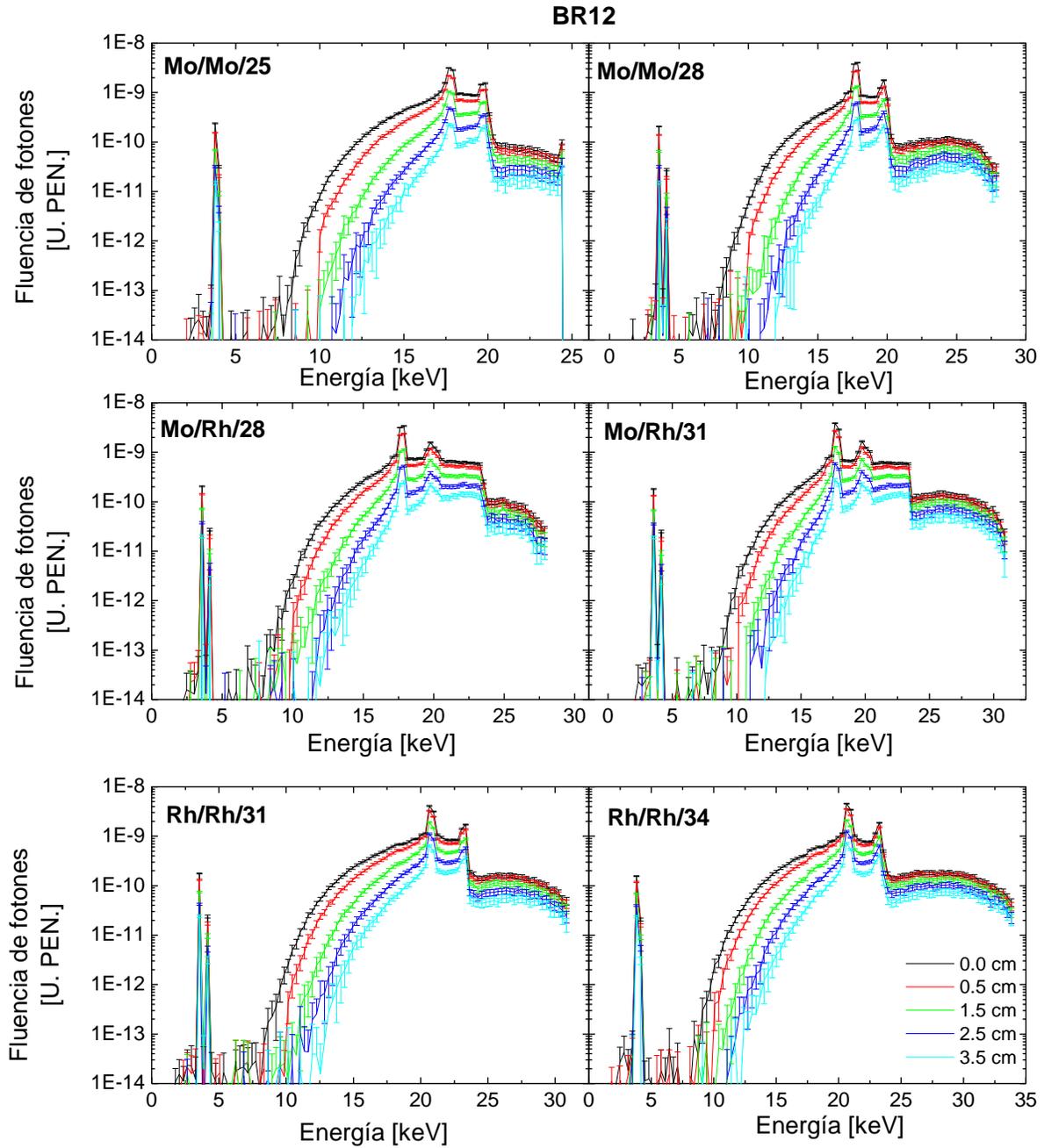


Figura 22. Espectros de fotones en el dosímetro para las diferentes profundidades dentro del maniquí de BR12 y calidades de haz estudiadas. Las barras de error corresponden a  $3\sigma$ .

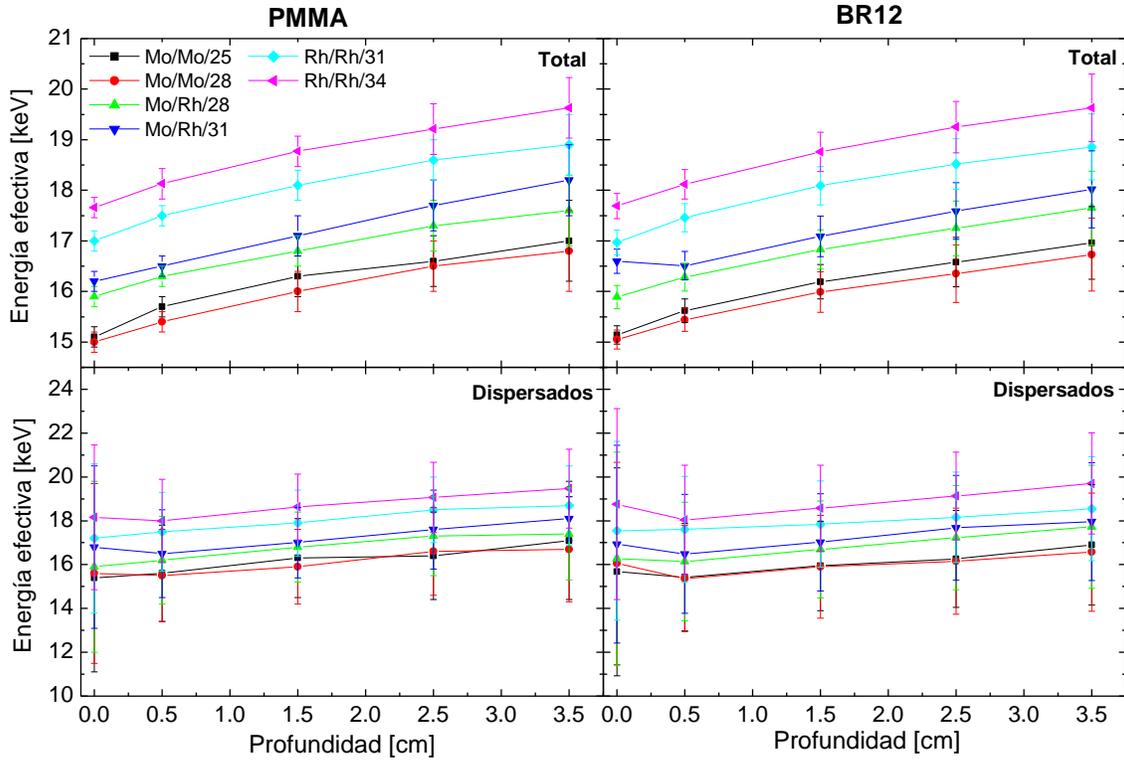


Figura 23. Energías efectivas de la fluencia total de fotones y de la fluencia de fotones dispersados dentro del maniquí.

En la Fig. 24 se muestra el cociente entre la fluencia de fotones dispersados en el maniquí y la fluencia total de fotones dentro del maniquí (Figs. 21 y 22) para las profundidades estudiadas. Se observa que en la superficie la contribución de los fotones retrodispersados aumenta con la energía del haz primario y es entre 6 y 9 % del total. Como se espera, la contribución de los fotones dispersados a la fluencia total aumenta con la profundidad, siendo de hasta 40 % a 3.5 cm de profundidad. Se observan diferencias dentro de las incertidumbres entre ambos materiales sin embargo, de forma sistemática la contribución de la radiación dispersa a la fluencia total es menor para el maniquí de BR-12 que para el maniquí de PMMA.

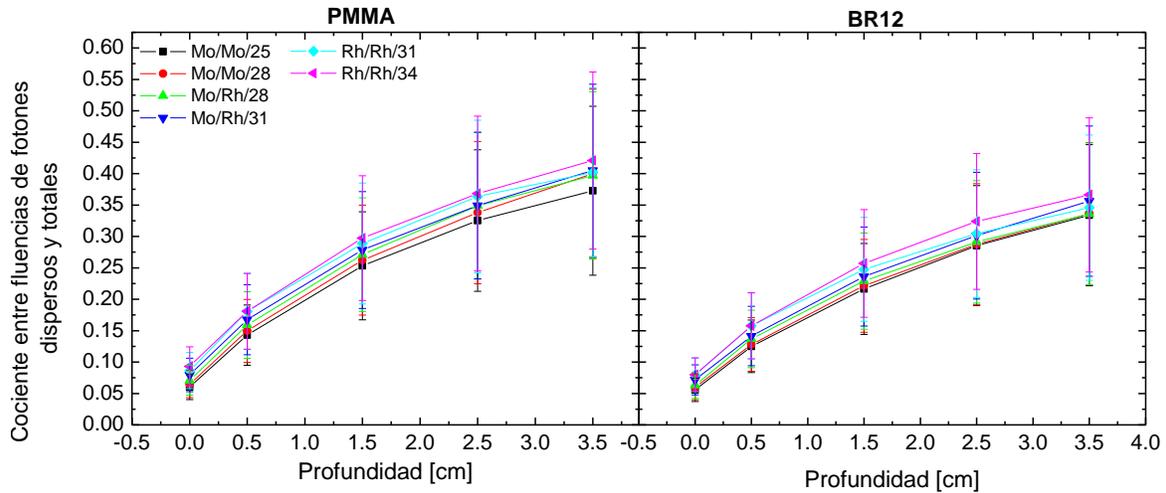


Figura 24. Cociente entre las fluencias de fotones dispersados y totales dentro del maniquí.

En la Fig. 25 se muestran ejemplos de los espectros de fotones dispersados (Ec. 12), para tres calidades de haz (sólo un caso para cada combinación ánodo/filtro), dentro del maniquí de PMMA. Se observa la presencia de picos con una energía menor que las líneas características del material del ánodo.

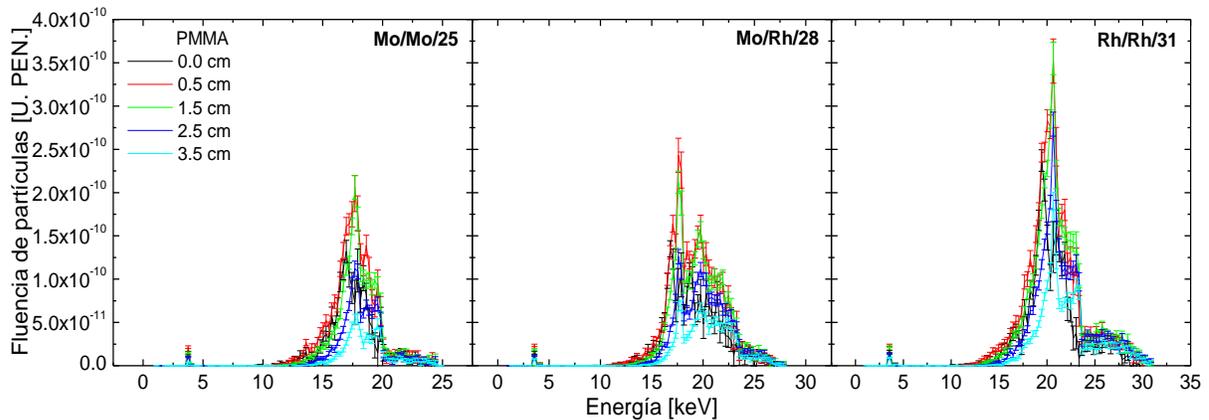


Figura 25. Espectros de fotones dispersados dentro del maniquí de PMMA para tres de las calidades de haz estudiadas. Las barras de error corresponden a  $1\sigma$ .

Discusión: Los espectros obtenidos por medio de las simulaciones MC son los fotones dentro de un dosímetro de  $\text{CaF}_2$ . Debido a las diferencias en las composiciones entre el  $\text{CaF}_2$ , los tejidos de la mama y los plásticos utilizados para construir los maniqués, se espera que existan diferencias entre los espectros de fotones, dependiendo del material y el volumen donde se miden. Para los propósitos de este trabajo basta conocer la fluencia de

fotones dentro del dosímetro y la energía efectiva del campo para comparar con las energías predichas por el método experimental.

La diferencia (0.5 keV en promedio) entre las energías efectivas del campo de fotones dentro del maniquí (Fig. 20) y los espectros de fotones dispersados (Fig. 23) se debe a que, estos últimos contienen una intensidad importante cerca de las líneas características del material del ánodo, tal como se observa en la Fig. 25. Vale la pena hacer notar que conforme aumenta la profundidad la presencia de fotones con energía cercana a las líneas características se hace más notable y se recupera una distribución similar a la del espectro primario. Adicionalmente, en la Fig. 25 se observa que la fluencia de fotones por debajo de 10 keV es mínima (menor que 0.1 % de la fluencia total), al comparar con los espectros totales, lo que da lugar a un aumento en la energía efectiva del campo de radiación en la superficie de los maniqués (Fig. 23).

Las diferencias en la fluencia de fotones dispersados entre ambos maniqués se pueden deber a las diferentes densidades y, minoritariamente, a las composiciones de los materiales (Tabla 4) que los componen.

### **3.2.3. Dosis dentro de los maniqués**

En la Fig. 26 se muestra la energía depositada al interior de los maniqués, expresada como dosis en agua, como función de la profundidad. La fuerte atenuación del haz dentro de los maniqués, tiene como consecuencia que el gradiente de dosis sea mayor conforme disminuye la energía del haz primario. Se observa que la dosis disminuye a la mitad del valor en superficie a profundidades entre 0.8 cm y 1.3 cm. Al calcular el cociente entre la dosis proveniente de fotones primarios y la dosis proveniente de fotones dispersos, se estima la contribución de la radiación dispersa a la dosis. Este factor muestra que la dosis proveniente de la radiación dispersa aumenta aproximadamente de 20% y 15 % por cada cm dentro del maniquí, para el PMMA y BR-12, respectivamente. A 3.5 cm de profundidad la contribución a la dosis proveniente de radiación dispersa en los maniqués de PMMA y BR12 es de hasta 75 y 60 % de la dosis debida al haz primario, respectivamente.

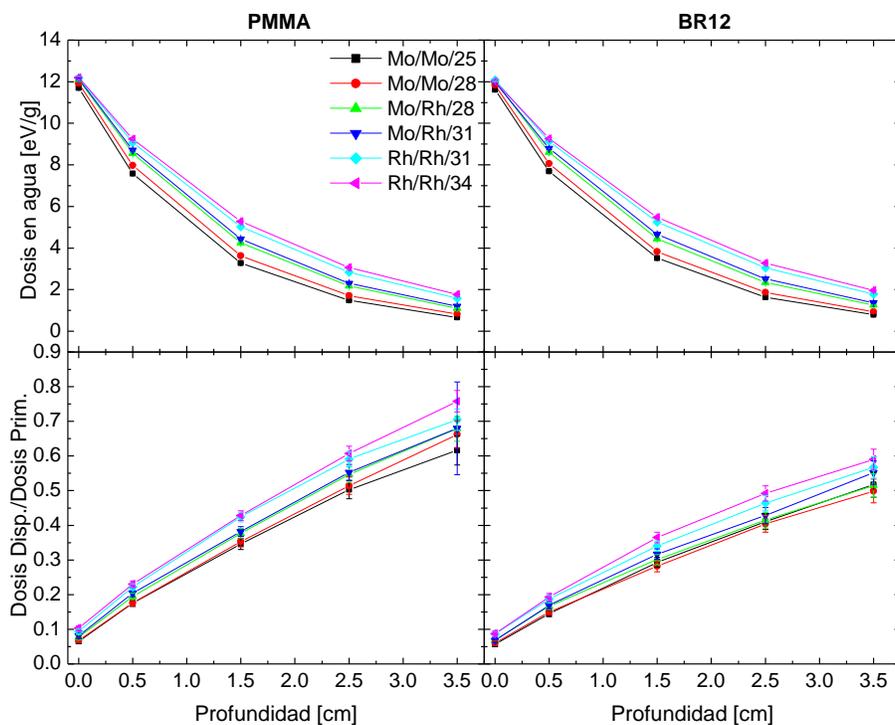


Figura 26. Dosis en agua (arriba) y cociente entre dosis debida a radiación dispersa y dosis debida a radiación primaria (abajo) como función de la profundidad dentro del maniquí. Los valores se obtuvieron simulando  $2 \times 10^9$  historias.

Discusión: Los resultados muestran la fuerte atenuación de los haces de mamografía dentro de los maniqués. Si suponemos que, para estos niveles de dosis, existe una relación de proporcionalidad entre la probabilidad de inducción de daño y la dosis, es claro que la probabilidad de daño no se distribuye uniformemente y que sería mayor en las capas superiores de la mama.

En el caso de haces de fotones, otro factor que afecta la probabilidad de inducción de daño, es la energía del haz primario. Se ha observado que la eficiencia para generar daños a nivel del DNA es mayor para fotones de menores energías [63]. A pesar de que la dosis proveniente de radiación dispersa se puede considerar elevada (en todos los casos, más de la mitad de la dosis a 3.5 cm proviene de radiación dispersa), los resultados presentados en la Sec. 3.2.2. muestran que la distribución energética de los fotones dispersados es similar a la del espectro primario, por lo que se esperaría que la eficiencia para generar daños debida a la dispersión no se viera modificada notablemente.

Adelante en el texto (Sec. 3.5., Evaluación experimental de la dosis dentro de los maniqués), se comparan los resultados presentados en la Fig. 26 con las medidas.

### **3.3. Dosimetría termoluminiscente en haces de referencia**

#### **3.3.1. Propiedades de la curva de brillo del TLD-300 expuesto a haces de fotones de bajas energías**

En la Fig. 27 se muestra la señal TL de los 7 picos del TLD-300 como función de  $K_{aire}$ . Para los picos dominantes en las regiones de alta- (P5 y P6) y baja-temperatura (P3) los ajustes muestran un coeficiente de correlación lineal mayor que 0.9998 en todos los casos. Por su parte los picos 3a y 7 muestran coeficientes de correlación mayores que 0.997. Se observa una tendencia general de aumento de la señal TL por unidad de  $K_{aire}$  (respuesta) de todos los picos con la energía efectiva del haz de fotones y una dependencia con la combinación ánodo/filtro. En particular, para los haces de Mo/Mo/28 kV y W/Al/30 kV cuya energía efectiva es igual entre sí, la diferencia en la respuesta del pico 3 es de 15 %, siendo mayor para Mo/Mo/28 kV. En el intervalo de energía entre 15 keV (Mo/Mo/25 kV) y 33 keV (W/Al/50 kV) existe un aumento de la respuesta de los picos por un factor de aproximadamente 4.

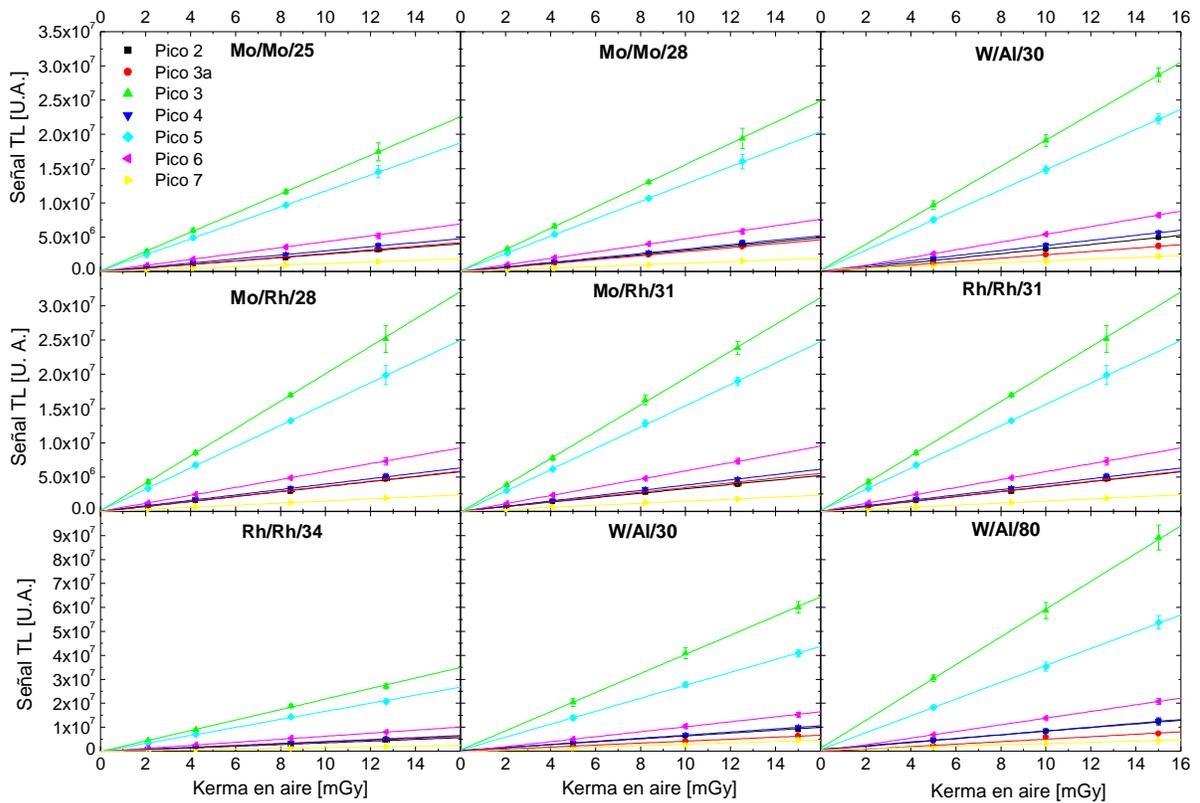


Figura 27. Señal TL de los 7 picos del TLD-300 como función de la energía para las 9 calidades de haz estudiadas. Las líneas corresponden a ajustes lineales.

En la Fig. 28 se muestran curvas de brillo del TLD-300 obtenidas al exponer dosímetros a algunos de los haces de referencia. Se observa, al normalizar con respecto al máximo de la señal de baja temperatura, un aumento de la señal de alta temperatura al disminuir la energía efectiva del haz de fotones.

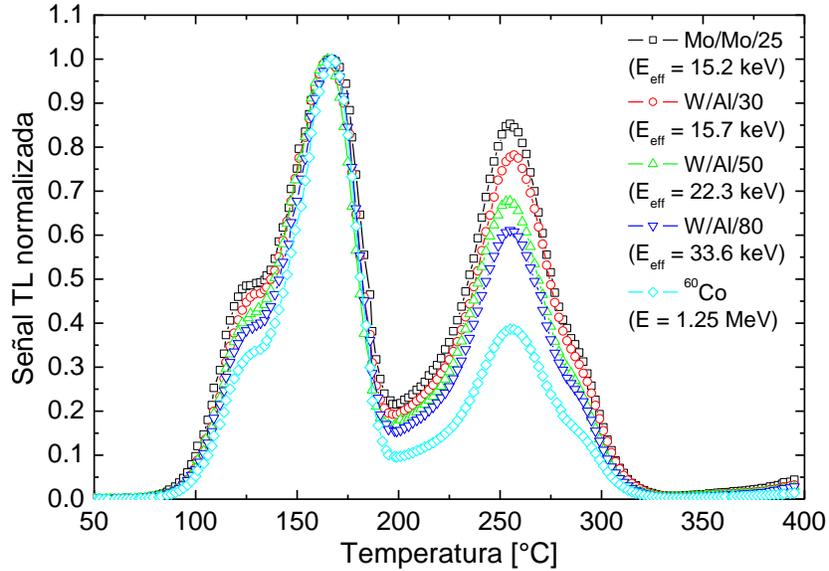


Figura 28. Curvas de brillo del TLD-300 expuesto a haces de fotones con diferentes energías efectivas. La respuesta TL se normaliza al máximo de la región de baja temperatura.

### 3.3.2. Calibración de la señal termoluminiscente del TLD-300 con la energía del haz de fotones

En la Fig. 29 se muestra el HLTR como función de la energía efectiva del haz de fotones y el ajuste de la Ec. (8). Los coeficientes del ajuste son:  $a = -0.302 \pm 0.009$  y  $b = -3.75 \pm 0.09$ . A diferencia de la respuesta TL (Fig. 27), no se observa dependencia del HLTR con la composición espectral del haz de fotones. Se observa que el valor del HLTR disminuye con la energía del haz de fotones con un mayor gradiente para menores energías. Los cálculos muestran que por medio de la Ec. (8) es posible determinar la energía efectiva del haz de fotones con una incertidumbre típica del 4.0 %.

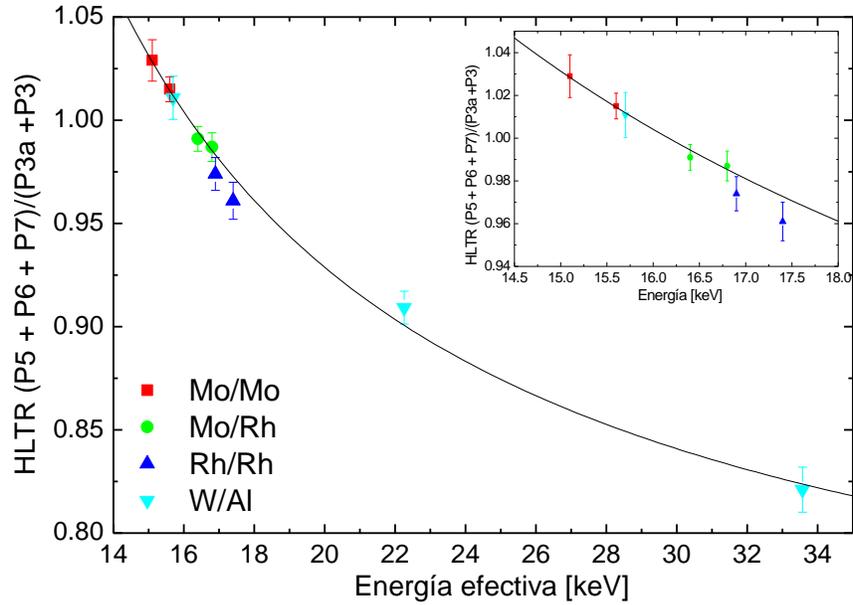


Figura 29. Cociente de señales de alta- y baja-temperatura,  $HLTR$ , como función de la energía efectiva del haz de fotones, para los haces de referencia. En colores se muestran las diferentes combinaciones ánodo/filtro. La línea corresponde al ajuste de la Ec. 8.

Discusión: El aumento de la señal TL con la energía del haz de fotones (Fig. 27) es resultado de la distribución inhomogénea de la energía depositada dentro del dosímetro. Esto se debe a la fuerte atenuación del haz, típica para las bajas energías estudiadas. Para mayores energías, un mayor volumen del dosímetro es irradiado más intensamente, lo que tiene como resultado un aumento en la energía depositada y por ende un aumento en la señal TL para un mismo valor de  $K_{aire}$ . La dependencia con el ánodo es consecuencia directa de esto, ya que los haces de mamografía poseen una fuerte componente proveniente de los picos característicos de bajas energías (17 – 22 keV) mientras que los haces generados con ánodo de W poseen una componente más intensa de rayos-X de frenado con mayores energías que los haces mamográficos. El factor de atenuación del haz de radiación es constante para los 7 picos, por lo que al tomar el cociente entre picos se elimina esta dependencia. La linealidad de los picos en la curva de brillo del  $CaF_2:Tm$  asegura que la forma de la curva de brillo del TLD-300, y en particular los valores del HLTR, son independientes de la dosis.

La tendencia observada del HLTR como función de la energía efectiva (Fig. 29) requiere de una explicación que va más allá de la atenuación del haz. De acuerdo con el

estado del conocimiento sobre generación de la señal TL en materiales, la eficiencia para excitar trampas asociadas con picos de alta temperatura podría depender de procesos microscópicos (inclusive nanoscópicos) de interacción entre la radiación y el material que dependan del patrón de ionización espacial y la estructura de las trampas [13, 19, 53]. La explicación aún se encuentra en debate abierto en la comunidad de expertos.

El comportamiento de las medidas presentadas en la Fig. 27 es consistente con medidas realizadas al exponer el TLD-300 a campos de alta densidad de ionización [15]. En nuestro caso, la LET de los electrones secundarios generados dentro del dosímetro aumenta rápidamente al disminuir la energía del haz primario [65, 66]. Para ilustrar esto, en la Fig. 30 se muestran los resultados del presente trabajo en conjunto con resultados publicados para exposiciones del TLD-300 a iones de He y protones con LET entre 1 y 10 keV/ $\mu\text{m}$ . A los haces de fotones se les asocia la LET promedio de los electrones producidos por los haces de fotones, los valores se obtuvieron al interpolar entre los valores reportados en [66]. Esta dependencia del HLTR con la LET<sub>H<sub>2</sub>O</sub>, no muestra diferencias notables debido a la combinación ánodo/filtro.

Más allá de la ya conocida dependencia del HLTR de los materiales TL con el tipo de partícula cargada primaria que incide en el dosímetro [15, 18], se observa que la LET asociada a los haces de fotones estudiados en el presente trabajo es comparable o inclusive superior a la LET de protones con energías nominales de entre 25 y MeV [15]. Una vez más, partiendo del hecho conocido de que la eficiencia para producir daños a nivel de DNA posee cierta dependencia con la LET [63], estos valores sugieren que los haces de fotones utilizados en mamografía conllevan un riesgo mayor que merece ser estudiado y cuantificado.

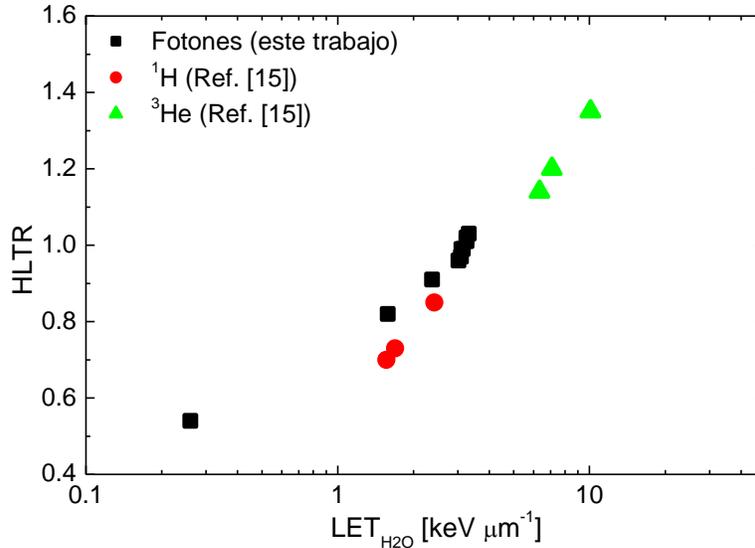


Figura 30. HLTR del TLD-300 expuesto a fotones de bajas energías (presente trabajo), iones de He y protones [15] y rayos-gamma de <sup>60</sup>Co (Apéndice A) como función de la LET en agua. A los fotones se les asocia la LET promedio-de-trayectoria de los electrones secundarios.

### 3.3.3. Calibración dosimétrica de la respuesta termoluminiscente

En la Fig. 31 se muestran las curvas de calibración dosimétrica (relación entre la señal TL de baja temperatura y el  $K_{aire}$ ) para las 6 calidades de haz estudiadas. Se observa que la suma de picos de baja temperatura (P3a + P3) presenta un comportamiento lineal como función de  $K_{aire}$ . En el intervalo de energías entre 15.1 keV y 17.4 keV la diferencia en la respuesta TL de baja temperatura (P3a + P3) puede ser de hasta 52 %, con un aumento en la respuesta para haces de menor energía.

En la Tabla 9 se muestran los valores del factor de calibración y los coeficientes de correlación lineal,  $r^2$ , asociados al ajuste. En todos los casos  $r^2$  es mayor que 0.999.

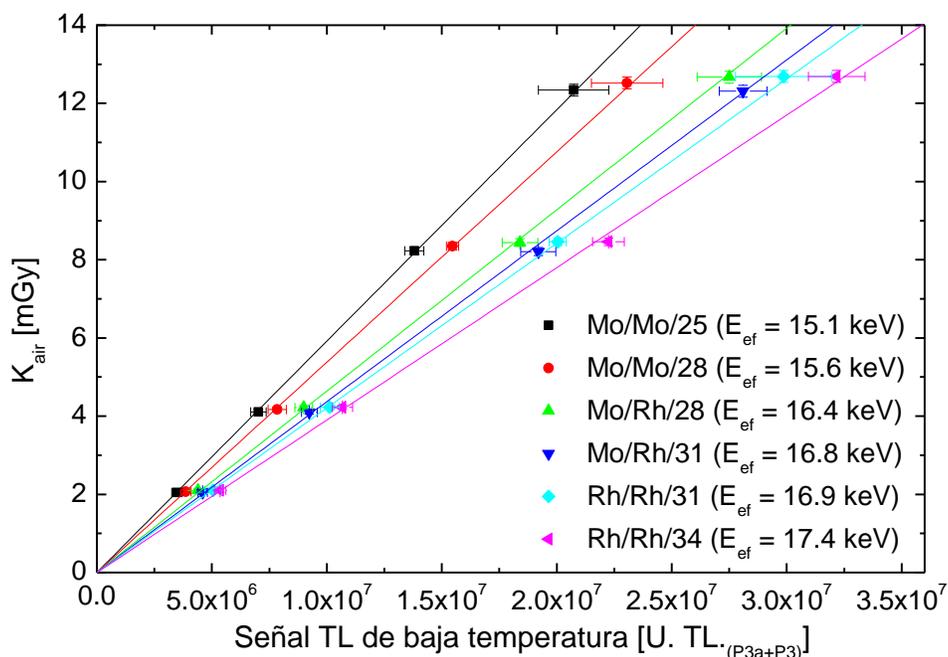


Figura 31. Curva de calibración dosimétrica (Ec. 7) de los TLDs para las diferentes calidades de haz. Las líneas corresponden a un ajuste lineal.

Tabla 9.- Factores de calibración de los dosímetros termoluminiscentes para cada una de las calidades de haz estudiadas.

Calidad del haz [Anodo/Filtro/kV]	Factor de calibración ( $F_Q$ ) [mGy/U.TL. <sub>(P3a+P3)</sub> ]	Coefficiente. de determinación $r^2$
Mo/Mo/25	$5.92 \times 10^{-7} \pm 0.04 \times 10^{-7}$	0.99976
Mo/Mo/28	$5.38 \times 10^{-7} \pm 0.04 \times 10^{-7}$	0.99978
Mo/Rh/28	$4.64 \times 10^{-7} \pm 0.03 \times 10^{-7}$	0.99946
Mo/Rh/31	$4.37 \times 10^{-7} \pm 0.03 \times 10^{-7}$	0.99914
Rh/Rh/31	$4.21 \times 10^{-7} \pm 0.03 \times 10^{-7}$	0.99981
Rh/Rh/34	$3.90 \times 10^{-7} \pm 0.03 \times 10^{-7}$	0.99891

En la Fig. 32 se muestra el factor de calibración como función de la energía. También se muestra la curva obtenida al ajustar fenomenológicamente los datos con la Ec. 9. Los coeficientes del ajuste son:  $A = 9.31 \times 10^{-6} \pm 0.53 \times 10^{-6}$  y  $B = 0.182 \pm 0.004$ . Se observa que el haz generado con un ánodo de W, con energía efectiva de 15.7 keV, genera una respuesta relativamente menor en el dosímetro que el haz generado con ánodo Mo con la misma energía efectiva. Los cálculos de dosis dentro de los maniqués

(Sec. 3.4.), muestran que por medio de este método es posible calcular la dosis con una incertidumbre combinada de entre 13 y 17 %, en el intervalo de dosis y energías estudiado.

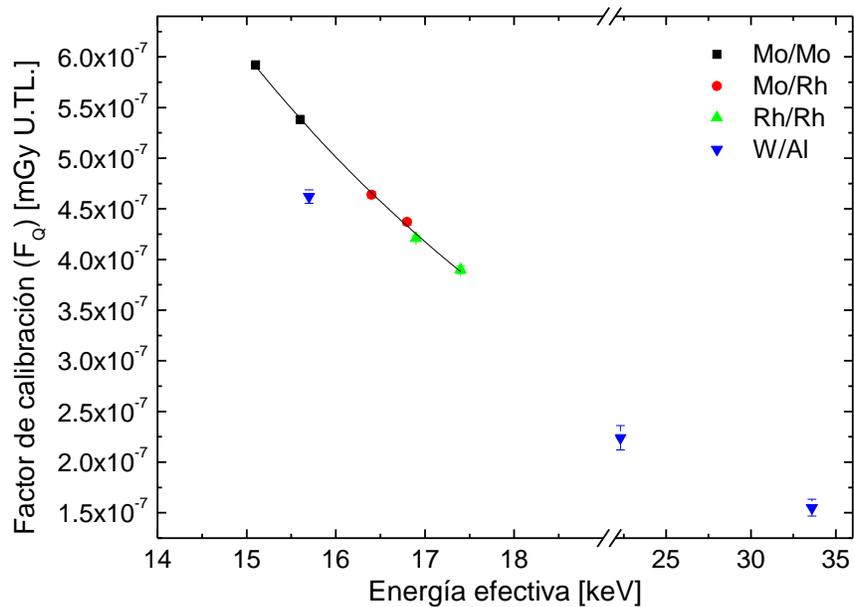


Figura 32. Factor de calibración de los dosímetros,  $F_Q$ , como función de la energía efectiva del haz de fotones. En colores se muestran las diferentes combinaciones ánodo/filtro. La línea corresponde al ajuste de la Ec. 9 a los datos obtenidos para los haces de mamografía.

Discusión: La fuerte dependencia que muestra el factor de calibración como función de la energía del haz (Fig. 32) indica la importancia de conocer la distribución energética (CHR o el espectro de fotones) del campo de radiación al que se expone cualquier dosímetro. En el caso del TLD-300, como parte de la propuesta original del presente trabajo, se propone utilizar el HLTR para estimar la energía efectiva del campo de fotones en el punto de irradiación del dosímetro, y con esta energía obtener el factor de calibración  $F_Q$  apropiado. Este procedimiento será fundamental para el cálculo de la dosis dentro de los maniqués mamográficos donde la geometría no permite medir experimentalmente la energía de los fotones por un medio alternativo. La dependencia del factor de calibración con el ánodo restringe el uso de los coeficientes determinados para la Ec. 9 a haces mamográficos.

Un análisis de esta situación para otros posibles dosímetros muestra que, por ejemplo, pasar por alto la dependencia con la energía del factor de calibración para el TLD-100 puede inducir un error del 40% en la calibración de haces de 15.0 a 17.5 keV. [64].

Para películas radiocrómicas diseñadas para dosimetría en procedimientos diagnósticos (caracterizados por fotones de bajas energías), como la Gafchromic® modelo XR-QA2, este mismo error puede ser del 16 % [25].

Es importante resaltar que la energía estimada por medio del HLTR se calcula en términos de observables (señales de los picos TL) relacionados con el depósito de energía en el  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ , por esta razón el valor de energía predicho solo podrá utilizarse para corregir la respuesta del TLD-300. Para utilizar la información obtenida de la curva de brillo del TLD-300 en conjunto con otros dosímetros es necesario realizar estudios que relacionen el HLTR de la curva de brillo del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  con el depósito de energía en el material del segundo dosímetro. Como ejemplo, una breve discusión sobre el uso del TLD-300 en conjunto con el TLD-100 aplicado a dosimetría en haces clínicos de protones se puede encontrar en [21].

### **3.4. Evaluación experimental de la calidad de haz dentro de los maniqués**

En la Fig. 33 se muestra el HLTR medido a las 5 profundidades estudiadas dentro de los maniqués como función de la energía efectiva del campo de fotones dentro del  $\text{CaF}_2$  obtenida por medio de las simulaciones MC (Apéndice B). Se observan diferencias menores que 3 % entre la energía predicha por el HLTR y las simulaciones MC. Estas diferencias están dadas por el desplazamiento entre los puntos (medidas) y la línea sólida (Ec. 8) en la Fig. 33.

El HLTR decrece con la profundidad dentro del maniquí, y al igual que las simulaciones MC indica un aumento de 2 keV en la energía efectiva del campo de radiación a lo largo de 3.5 cm de material de los maniqués. Esta cantidad es similar para ambos materiales.

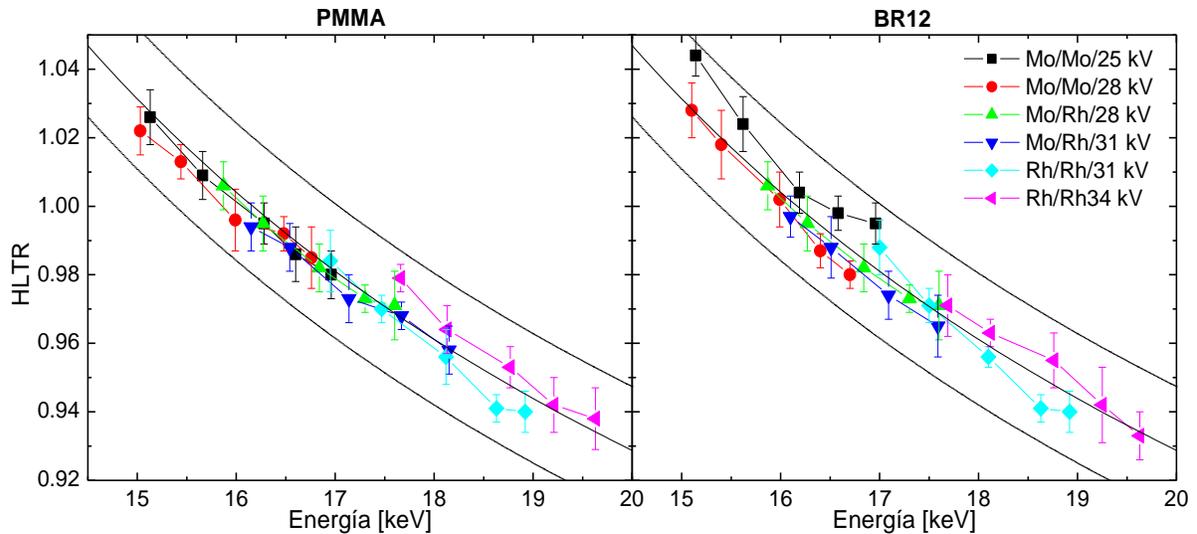


Figura 33. Cociente entre señales de alta- y baja-temperatura como función de la energía efectiva del campo de radiación dentro del maniquí (PMMA a la izq. y BR-12 a la der.) a diferentes profundidades (0.0, 0.5, 1.5, 2.5 y 3.5 cm), obtenidas por medio de las simulaciones MC. Las curvas sólidas muestran la calibración del HLTR (Ec. 8) y las curvas punteadas una variación de  $\pm 2\%$  en el HLTR.

En la Fig. 34 se muestra la distribución espacial de energía efectiva medida a partir del HLTR y la Ec. 8 dentro del maniquí de BR12 en cada uno de 5 planos transversales, perpendiculares al haz incidente. Se observa que para todos los grupos de nichos la energía aumenta con la profundidad, de forma consistente con lo predicho por las simulaciones y mostrado en la Fig. 23 (arriba, der.). Las incertidumbres del método experimental (menores que 0.9 keV en todos los casos) no permiten establecer diferencias, si existen, en la energía del haz sobre el plano transversal.

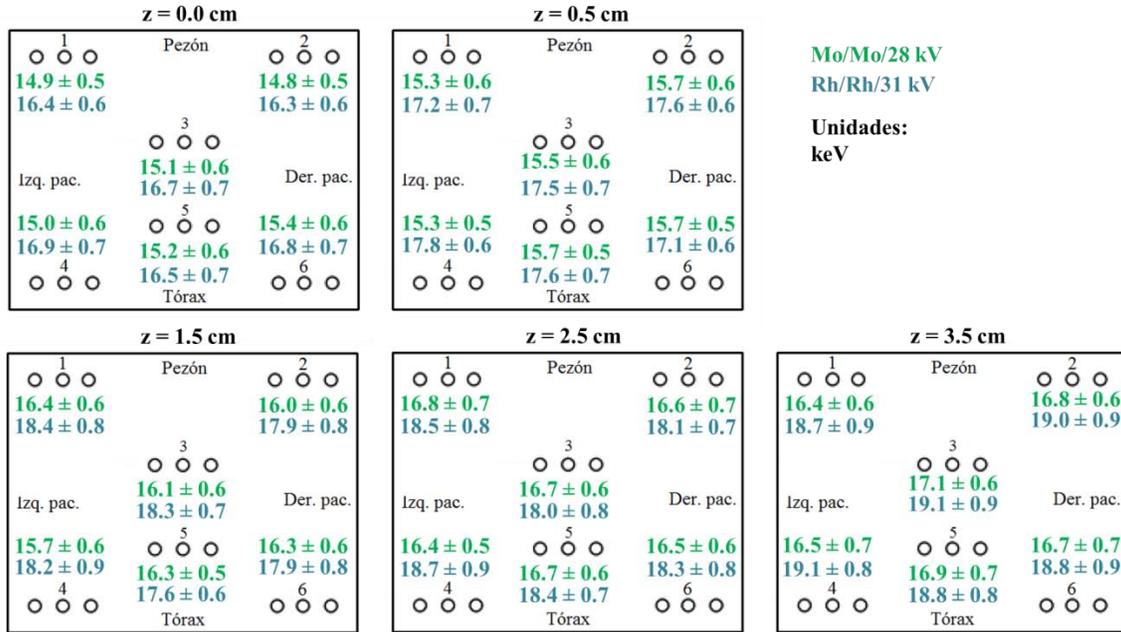


Figura 34. Diagramas de la placa de BR12 con nichos para TLDs donde se muestra la energía efectiva medida por medio del HLTR para las 5 profundidades estudiadas. Se dan los valores para los dos haces estudiados.

Discusión: El acuerdo entre las medidas y las simulaciones MC (datos y curva en la Fig 33, respectivamente) es excelente. Esta coincidencia de valores demuestra que el HLTR de la curva de brillo del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  es capaz de registrar en su forma los cambios del espectro de radiación en profundidad debidos a atenuación y dispersión dentro de ambos maniqués. Con esto, se asegura la viabilidad en la predicción del valor de la energía efectiva del haz de fotones necesaria para el cálculo de la dosis al interior de los maniqués.

Como se menciona en la Introducción, por medio de simulaciones MC Verhaegen *et al.* predicen la LET cambia de  $5.0 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$  (a la entrada de la mama) a  $4.5 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$  a lo largo de 5.0 cm de material equivalente a tejido mamario [11], estos valores se refieren al promedio de la energía lineal, el equivalente estocástico de la LET. Las medidas de HLTR dentro de los maniqués (Fig. 33) en conjunto con la dependencia del HLTR con la LET (Fig. 30) muestran que, en promedio, para los 6 haces estudiados el cambio en la LET es de  $0.3 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$  a lo largo de 3.5 cm de material. Los valores de la LET van de  $3.5 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$  para el haz de Mo/Mo/25 kV en la superficie del maniquí de PMMA a  $3.0 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$  para el haz de Rh/Rh/34 kV a 3.5 cm dentro del maniquí de BR-12.

Retomando las discusiones en las Secs. 3.2.3. y 3.3.2., con respecto a la relación entre la probabilidad de generar un daño a nivel de DNA y la LET, se observa que la distribución de la densidad de ionización dentro de la mama durante un estudio de mamografía es inhomogénea lo que da a lugar a suponer que la probabilidad de generar un daño lo es de igual forma. Resulta necesario realizar experimentos de radiobiología y/o simulaciones MC que incluyan parámetros biológicos de daño celular a nivel nanoscópico (nivel de DNA) para poder, en cierto grado, corroborar estas aseveraciones.

### **3.5. Evaluación experimental de la dosis dentro de los maniqués**

En la Fig. 35 se muestra la tasa de dosis en agua medida como función de la profundidad en ambos maniqués. Las combinaciones de ánodo y filtro que producen rayos-X con energías efectivas mayores sufren menor atenuación dentro del maniquí. Para todas las calidades estudiadas, la dosis se reduce a la mitad entre 0.6 y 1.0 cm de profundidad, para ambos maniqués. La tasa de dosis en la superficie de los maniqués es consistente con las medidas del rendimiento del equipo (Tabla 6) en ese mismo plano, con un aumento (del orden de 6 %) consistente con los cocientes entre dosis primaria y dosis dispersa obtenidos por medio de las simulaciones MC (Fig. 26, abajo).

En la Fig. 36 se muestra la tasa de dosis en agua medida como función de la profundidad (arriba) y la dosis en agua obtenida por medio de las simulaciones MC (abajo), también como función de la profundidad. Para hacer comparaciones entre ambos métodos, se normalizó con respecto a los valores en superficie. Al comparar las medidas con las simulaciones MC, se observa que la dosis disminuye más rápidamente con la profundidad en las medidas experimentales y que las diferencias en la distribución de dosis en profundidad debidas a la calidad del haz primario se acentúan para las simulaciones. En todos los casos, las diferencias relativas entre las simulaciones y las medidas son menores que el 10 %.

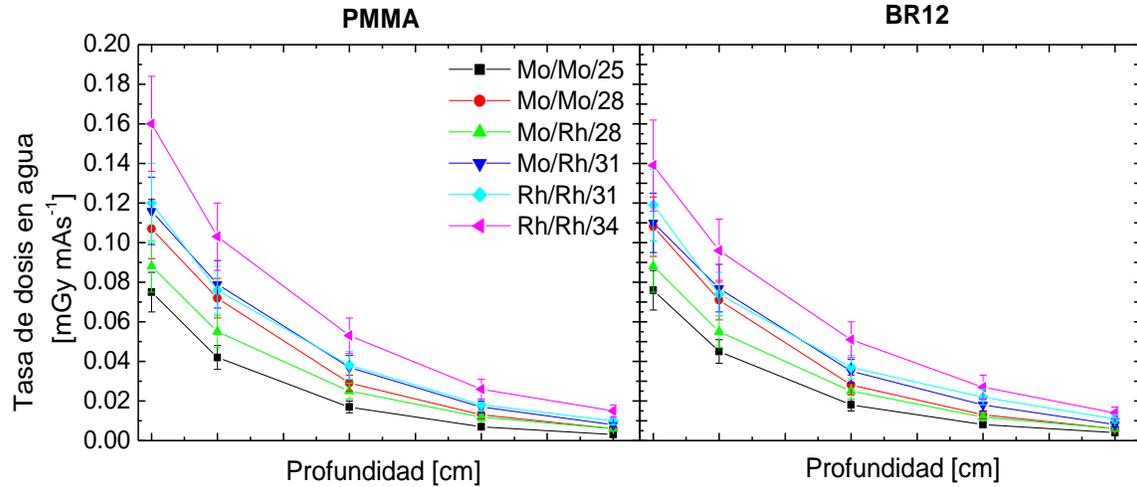


Figura 35. Tasa de dosis en agua ( $\dot{D}_{H2O}$ ) medida como función de la profundidad dentro de ambos maniqués (PMMA a la izq., BR-12 a la der.) Arriba se muestran las medidas normalizadas por unidad de tiempo de corriente (mAs) y abajo, medidas relativas al valor en la superficie de maniquí. Las rectas unen los puntos vecinos como una guía visual para el lector.

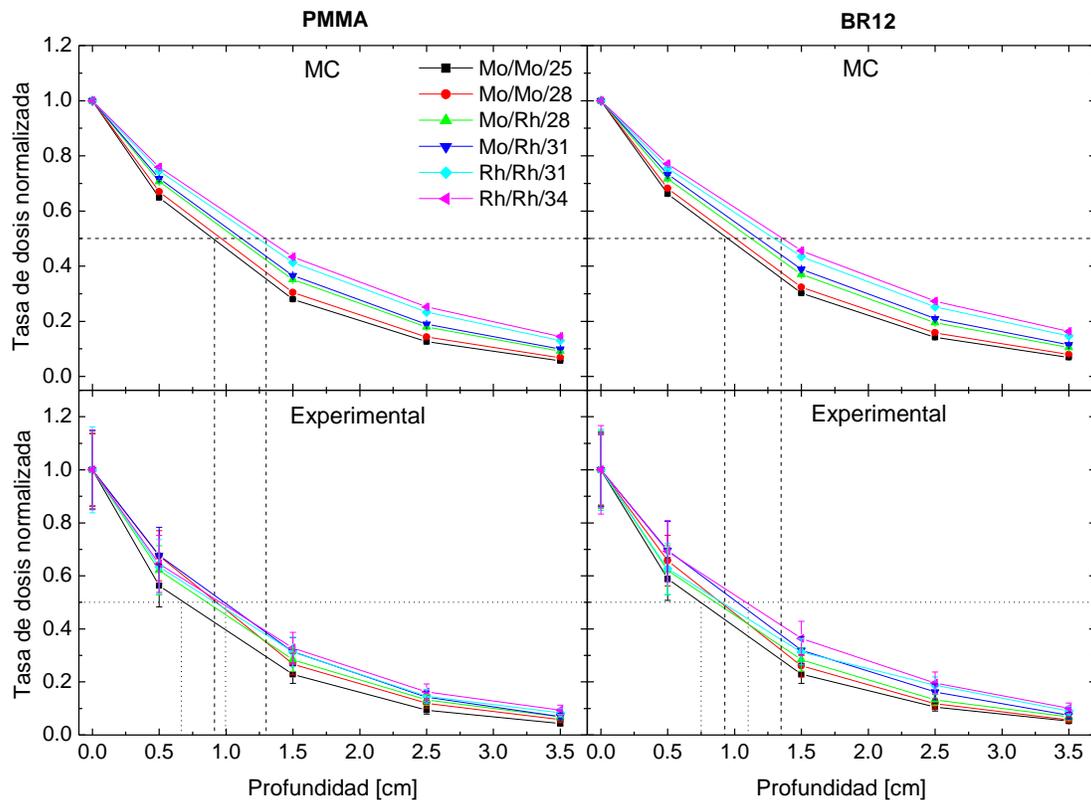


Figura 36. Arriba: Dosis en agua obtenida por medio de las simulaciones MC, normalizada al valor de la superficie. Abajo: tasa de dosis en agua ( $\dot{D}_{H2O}$ ) medida, normalizada al valor de la superficie. Ambos conjuntos de valores se grafican como función de la profundidad dentro de los maniqués (izquierda: PMMA, derecha: BR12). Las rectas unen los puntos vecinos como una guía visual para el lector.

En la Fig. 37 se muestra la distribución transversal de tasa de dosis dentro del maniquí de BR12, medida con TLDs en los 6 grupos de nichos y las 5 profundidades estudiadas. La incertidumbre y las fluctuaciones en la respuesta TL no permiten diferenciar entre grupos de nichos. La diferencia entre grupos de nichos disminuye con la profundidad.

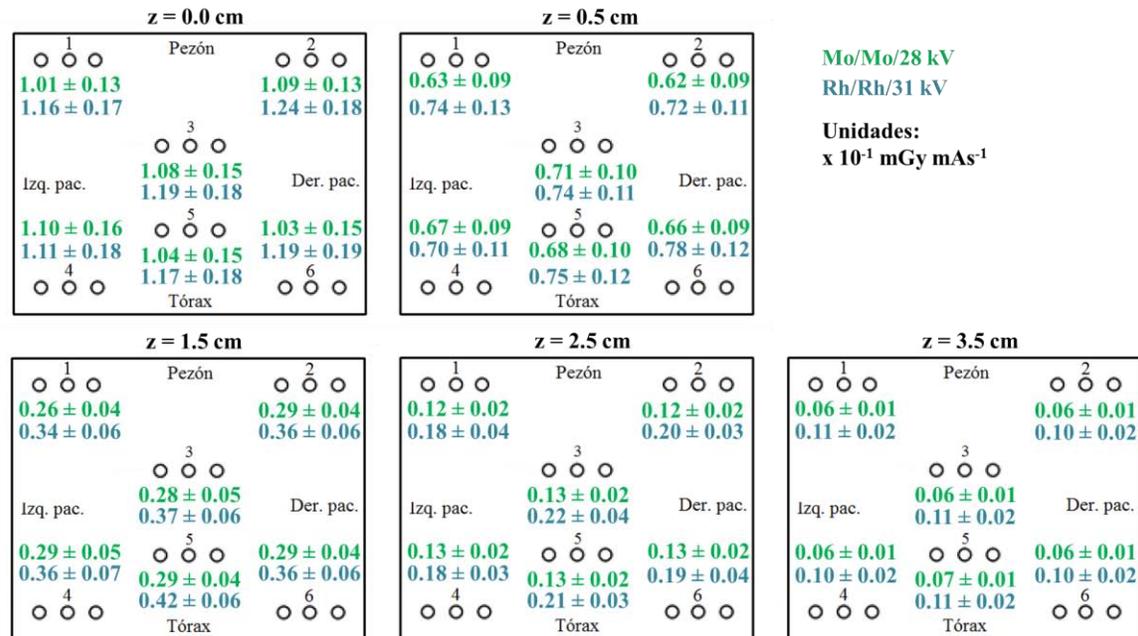


Figura 37. Diagramas de la placa de BR12 con nichos para TLDs donde se muestra la distribución transversal de la tasa de dosis para las 5 profundidades estudiadas.

**Discusión:** Las diferencias entre las dosis predichas por las simulaciones y las dosis obtenidas experimentalmente se puede deber a las diferencias en los espectros parametrizados que se utilizaron en los archivos de entrada y al conjunto de aproximaciones realizadas; como por ejemplo el uso de coeficientes máscicos de absorción asociados a la energía efectiva (Ec. 11) al momento de transformar el  $K_{aire}$  a  $D_{H2O}$  en las medidas de  $D_{CaF2}$  a  $D_{H2O}$ .

Las medidas realizadas en el plano transversal del maniquí muestran tendencias consistentes con lo reportado para el mismo equipo y medido con película de tinte radiocrómico en [67]. Esta distribución inhomogénea se atribuye al efecto talón. Sin

embargo, las incertidumbres experimentales no permiten encontrar diferencias significativas. En este trabajo, la diferencia en intensidad del campo de radiación entre el borde del tórax (grupos 4 y 6) y los grupos más distantes (1 y 2) es del orden del 5 %, siendo mayor en el borde del tórax.

## 4. Conclusiones

Con el desarrollo de este trabajo se logró establecer un protocolo robusto de dosimetría termoluminiscente para rayos-X de baja energía, que permite calcular la calidad del haz y la dosis de forma simultánea por medio de la curva de brillo del  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ , con una precisión del orden del 4 y 16 %, respectivamente. Desde el punto de vista de la investigación básica, el comportamiento del cociente HLTR observado entre picos de alta- y baja temperatura del TLD-300 es cuantitativamente consistente con lo publicado para este mismo dosímetro expuesto a haces de iones. Estos resultados constituyen un artículo de investigación en la revista *Physics in Medicine and Biology*, actualmente en prensa (Apéndice A).

Aplicando el protocolo desarrollado y por medio del HLTR para el TLD-300 se logró estudiar experimentalmente la evolución de la calidad del campo de radiación como función de la profundidad en la mama y corregir de manera apropiada la respuesta de los dosímetros por la influencia del cambio en la energía de los fotones, como resultado de la atenuación y dispersión del haz dentro de maniquís de mastografía.

Al comparar los valores predichos por los picos de baja temperatura y el HLTR con las simulaciones Monte Carlo de transporte de radiación se corrobora el comportamiento medido de la dosis y la evolución del espectro de rayos-X como función de la profundidad. Adicionalmente, se pudo observar la dependencia de la contribución a la dosis proveniente de fotones dispersados como función de la profundidad con la calidad del haz primario. Hasta el límite de nuestro conocimiento, estas determinaciones experimentales son originales.

Se espera que las técnicas expuestas, estudiadas y desarrolladas en este trabajo puedan ser extendidas a otras aplicaciones en campos de fotones donde se requiera el conocimiento de la energía efectiva del campo de radiación. Adicionalmente, se espera que este protocolo pueda ser aplicado de forma inmediata en equipos clínicos de mamografía.

## Referencias

- [1] International Cancer Research (GLOBOCAN), (2011), disponible en: [www.globocan.iarc.fr](http://www.globocan.iarc.fr), ingresado en Enero del 2014.
- [2] Instituto Nacional de Estadística y Geografía (INEGI), (2011) disponible en: [www.inegi.org.mx](http://www.inegi.org.mx), ingresado en Enero del 2014.
- [3] Laszlo Tabar, Ming-Fang Yen, Bedrich Vitak, Hsiu-His Tony Chen, Robert A Smith, Stephen W Duffy, “Mammography service screening and mortality in breast cancer patients: 20 year follow-up before and after introduction of screening”, *The Lancet*, **361**(9367), 1405-1410 (2003).
- [4] C R Smart, R E Hendrick, J H Rutledge, R A Smith, “Benefit of mammography screening in women ages 40 to 49 years. Current evidence from randomized controlled trials”, *Cancer*, **75** (7), 1619-1626 (1995).
- [5] Philippe Autier, Mathieu Bonoil, Anna Gavin, Lars J Vatten, “Breast cancer mortality in neighbouring European countries with different levels of screening but similar access to treatment: trend analysis of WHO mortality database”, *BMJ*, **343**, 1-10 (2011).
- [6] National Cancer Institute (NCI), (2008) disponible en: [www.cancer.gov](http://www.cancer.gov) , ingresado en Enero del 2014.
- [7] Norma Oficial Mexicana, “Para la prevención, diagnóstico, tratamiento, control y vigilancia epidemiológica del cáncer de mama”, NOM-041-SSA2-2011.
- [8] D R Dance, “Monte Carlo calculation of conversion factors for the estimation of mean glandular breast dose”, *Phys Med Biol*, **35** (9), 1211-1219 (1990).
- [9] D R Dance, C L Skinner, K C Young, J R Beckett, C J Kotre, “Additional factors for the estimation of mean glandular breast dose using the UK mammography dosimetry protocol”, *Phys Med Biol*, **45**, 3225-3240 (2000).
- [10] F Verhaegen, B Reniers, “Microdosimetric Analysis of Various Mammography Spectra: Lineal Energy Distributions and Ionization Cluster Analysis”, *Radiat Res*, **162**, 592-599 (2004).

- [11] F Verhaegen, I A Castellano, “Microdosimetric characterization of 28 kV Mo/Mo, Rh/Rh, Rh/Al, W/Rh and Mo/Rh mammography X ray spectra”, *Radiat Prot Dosim*, **99**, 393-396 (2002).
- [12] G Massillon J L, I Gamboa-deBuen, M E Brandan, “LET and dose dependence of TLD-100 glow curve after exposure to intermediate-energy ions”, *Radiat Prot Dosim*, **120**, 341-344 (2006).
- [13] Y S Horowitz, A Horowitz, L Oster, S Marino, H Datz and M Margaliot, “Investigation of the ionization density dependence of the glow curve characteristics of LiF:Mg,Ti (TLD-100)”, *Radiat Prot Dosim*, **131** (4), 406-413 (2008).
- [14] W Hoffmann and B Prediger, “Heavy particle dosimetry with high temperature peaks of CaF<sub>2</sub>:Tm and <sup>7</sup>LiF phosphors”, *Radiat Prot Dosim*, **6** (1-4), 149-152 (1983).
- [15] G Massillon-JL, I Gamboa-deBuen, A E Buenfil, M A Monroy-Rodríguez, M E Brandan, “CaF<sub>2</sub>: Tm (TLD-300) thermoluminescent response and glow curve induced by  $\gamma$ -rays and ions”, *Nucl Instrum Methods*, **B 266**, 772-780 (2008).
- [16] M Hajek, T Berger, R Bergmann, N Vana, Y Uchihori, N Yasuda, H Kitamura, “LET dependence of thermoluminescent efficiency and peak height ratio of CaF<sub>2</sub>:Tm”, *Radiat Meas*, **43**, 1135-1139 (2008).
- [17] C Furetta, JWN Tuyn, “A study of the peak ratios in CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300) as a function of beta energy”, *Radiat Prot Dosim*, **11** (4), 263-266 (1985).
- [18] M Pulchalska, P Bilski, “An improved method of estimating ionization density using TLDs”, *Radiat Meas*, **43**, 679-682 (2008).
- [19] Y S Horowitz, M Moscovitch, “Highlights and pitfalls of 20 years of application of computerized glow curve analysis to thermoluminescence research and dosimetry”, *Radiat Prot Dosim*, **17**, 1-22 (2012).
- [20] A J J Bos, J B Dielhof, “The analysis of thermoluminescent glow peaks in CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300)”, *Radiat Prot Dosim*, **37** (4), 231-239 (1991).
- [21] M F Moyers and G A Nelson, “Dose response of CaF<sub>2</sub>:Tm to charged particles of different LET”, *Med Phys*, **36** (8), 3714–3723 (2009).

- [22] F H Attix, “Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry”, *John Wiley & Sons Ltd.*, New York, (1986).
- [23] L Duggan, C Hood, H Warren-Forward, M Haque and T Kron, “Variations in dose response with x-ray energy of LiF:Mg,Cu,P thermoluminescence dosimeters: implications for clinical dosimetry”, *Phys Med Biol*, **49**, 3831-3845 (2004).
- [24] M J Butson, T Cheung and P K N Yu, “XR type-R radiochromic film x-ray energy response” *Phys Med Biol.*, **50**, 195-199 (2005).
- [25] N Tomic, C Quintero, B R Whiting, S Aldelaijan, H Bekerat, LH Liang, F DeBlois, Jan Seuntjens and S Devic, “Characterization of calibration curves and energy dependence GafChromic™ XR-QA2 model based radiochromic film dosimetry system” *Med. Phys.*, **41**, 62105 (2014).
- [26] A F Maia, L V E Caldas, “A Simple method for evaluation of half-value layer variation in CT equipment”, *Phys. Med. Biol.*, **51**, 1595-1601 (2006).
- [27] E Salvagnini, H Bosmans, L Struelens, N W Marshall, “Quantification of scattered radiation in projection mammography: four practical methods compared”, *Med. Phys.*, **39** (6), 3167-3180 (2012).
- [28] G Massillon-JL, A Cabrera-Santiago, R Minniti, M O’Brien and C G Soares, “Influence of phantom materials on the energy dependence of LiF:Mg,Ti thermoluminescent dosimeters exposed to 20–300 kV narrow x-ray spectra, <sup>137</sup>Cs and <sup>60</sup>Co photons”, *Phys. Med. Biol.*, **59**, 4149-4166 (2014).
- [29] F Salvat, J M Fernández-Varea, J Sempau, “PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport”, *Nuclear Energy Agency*, 6416, (2009).
- [30] F H Martini, J L Nath, E F Bartholomew, “Fundamentals of Anatomy & Physiology”, *Pearson Education*, Madrid, 10<sup>th</sup> Ed. (2014).
- [31] F Hassiotou and D Geddes, “Anatomy of the human mammary gland: Current Status of knowledge”, *Clinical Anatomy*, **26**, 29-48 (2013).
- [32] S Standring, “Gray’s Anatomy: The Anatomical Basis of Clinical Practice”, *Elsevier Churchill Livingstone*, London, 40<sup>th</sup> Ed. (2008).

- [33] J Russo, I H Russo, “Development of the human breast”, *Maturitas*, **49**, 2-15 (2004).
- [34] A P Cooper, “The Anatomy of the Breast”, *Longman, Orme, Green, Brown and Longmans*, 1<sup>st</sup> Ed., London (1840).
- [35] S M Love, S H Barsky, “Anatomy of the nipple and breast ducts revised”, *Cancer*, **101**, 1947-1957 (2004).
- [36] W Montagna, E E Macpherson, “Some neglected aspects of the anatomy of the human breasts”, *The Journal of investigative dermatology*, **63**, 10-16 (1974).
- [37] C W Patrick, Jr., “Breast Tissue Engineering”, *Annual Review of Biomedical Engineering*, **6**, 109-130 (2004).
- [38] E Vandeweyer, D Hertens, “Quantification of glands and fat in breast tissue: An experimental determination”, *Annals of anatomy*, **184**, 181-184 (2002).
- [39] E B Podgorsak, “Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students”, *International Atomic Energy Agency*, Vienna, (2005).
- [40] J T Bushberg, J Anthony Seibert, E M Leidholdt, J M Boone “The Essential Physics of Medical Imaging”, *Lippincott Williams & Wilkins*, Philadelphia, 2<sup>nd</sup> Ed., (2005).
- [41] A Beiser, “Concepts of Modern Physics”, *McGraw-Hill*, Int. 6<sup>th</sup> Ed., (2003).
- [42] Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, <http://www.ptb.de/>, (ingresado el 02/11/2014).
- [43] U Bick, F Diekmann, “Digital Mammography”, *Springer*, Berlin, 1<sup>st</sup> Ed. (2009).
- [44] R A Cruz-Morales, Y Villaseñor-Navarro, C M Pavón-Hernández, M P Pérez-Badillo, L O Aguilar-Cortázar, I Pérez-Zúñiga, “Microcalcificaciones de la mama: un reto para el diagnóstico”, *GAMO*, **11** (4), 251 -259 (2012).
- [45] University of Pittsburgh Medical Center, <http://www.upmc.com/>, (ingresado el 03/11/2014).
- [46] L N Rothenberg (AAPM Tutorial), “Patient Dose in Mammography”, *Radiographics*, **10**, 739-746 (2005).

- [47] Lawrence Berkeley National Laboratory, X-ray Data Booklet, <http://xdb.lbl.gov/>, (ingresado el 04/11/2014).
- [48] J M Boone, T R Fewell, R J Jennings, “Molybdenum, rhodium, and tungsten anode spectral models using interpolating polynomials with application to mammography”, *Med Phys*, **24** (12), 1863-1874 (1997).
- [49] NIST: X-Ray Mass Attenuation Coefficients, [www.nist.gov/pml/data/xraycoef/](http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/), (ingresado el 04/11/2014).
- [50] J Valentin, “The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection”, ICRP Publication 103, *Elsevier*, Amsterdam, (2007).
- [51] H. Y. Tsai, N. S. Chong, Y. J. Ho, Y. S. Tyan, “Evaluation of depth dose and glandular dose for digital mammography”, *Radiat Meas*, **45**, 726-728 (2010).
- [52] D R White, R J Martin, R Darlison, “Epoxy resin based tissue substitutes”, *British Journal of Radiology*, **5**, 814-821 (1977).
- [53] S W S McKeever, M Moscovitch, P D Townsend, “Thermoluminescence dosimetry materials: properties and uses”, *Nuclear Technology Publishing*, London, (1995).
- [54] Y S Horowitz, “Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry”, *CRC Press*, Boca Raton, 1<sup>st</sup> Ed. (1984).
- [55] D A A Vasconcelos, V S M Barros, H J Khoury, W M Azevedo, V K Asfora, P L Guzzo, “Synthesis and thermoluminescent response of CaF<sub>2</sub>:Tm doped with Tm<sup>3+</sup>”, *Radiat Meas*, (6), (2014).
- [56] I M Sobol, “A primer for the Monte Carlo Method”, *CRC Press*, Boca Raton, 5<sup>th</sup> Ed., (1994).
- [57] K R Kase, B E Bjarngard, F H Attix, “The dosimetry of ionizing radiation, Vol. III”, *Academic Press*, London, (1990).
- [58] P Andreo, “Monte Carlo techniques in medical radiation physics”, *Phys Med Biol*, **36** (7), 861-920 (1991).

- [59] Sociedad Española de Física Médica, Sociedad Española de Protección Radiológica, Sociedad Española de Radiología Médica, “Protocolo Español de Control de Calidad en Radiodiagnóstico, Revisión 2011”, *Senda Editorial, S. A.*, Madrid (2012).
- [60] J E Turner, “Atoms, Radiation and Radiation Protection”, *Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA*, Weinheim, 3<sup>rd</sup> Ed. (2007).
- [61] User guide, “Mammography phototimer consistency testing slabs & artifact evaluation phantom”, *Computerized Imaging Reference Systems (CIRS)*, Norfolk.
- [62] M Pulchaska, P Bilski, “GlowFit – a new tool for thermoluminescence glow-curve deconvolution”, *Radiat Meas*, **41**, 659 – 664 (2008).
- [63] Y Hsiao, R D Stewart, “Monte Carlo simulation of DNA damage induction by x-rays and selected radioisotopes”, *Phys Med Biol*, **53**, 233 – 244 (2008).
- [64] E López-Pineda, “Maniquí para evaluación de dosis glandular promedio por medio de dosimetría termoluminiscente”, *Tesis para obtener el grado de Maestro en Ciencias (Física Médica)*, Instituto de Física, UNAM, México D.F. (2012).
- [65] A Cabrera-Santiago, “Cálculo de espectros de electrones generado en LiF por rayos-X de bajas energías y su transferencia lineal de energía (LET)”, *Tesis para obtener el grado de Maestro en Ciencias (Física Médica)*, Instituto de Física, UNAM, México D.F. (2014).
- [66] P Kliauga and R Dvorak, “Microdosimetric measurement of ionization by monoenergetic photons”, *Radiat. Res.*, **73**, 1-20 (1978).
- [67] J Elizalde-Cabrera, “Estudio del desempeño (calidad de imagen y dosis) de un mastógrafo digital usando un maniquí de contraste-detalle”, *Tesis para obtener el grado de Maestro en Ciencias (Física Médica)*, Instituto de Física, UNAM, México D.F. (2014).

## Apéndices

### Apéndice A: Manuscrito de artículo actualmente (enero 2015) en prensa en *Physics in Medicine and Biology*

#### Evolution of the CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300) glow curve as an indicator of beam quality for low-energy photon beams

*I. D. Muñoz<sup>1,\*</sup>, O. Avila<sup>2</sup>, I. Gamboa-deBuen<sup>3</sup>, and M. E. Brandan<sup>1,\*</sup>*

<sup>1</sup>Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510 DF, Mexico

<sup>2</sup>Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, 11801 DF, Mexico

<sup>3</sup>Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510 DF, Mexico

\*brandan@fisica.unam.mx

Abstract: We study the high- to low- temperature signal ratio (HLTR) of the CaF<sub>2</sub>:Tm glow curve as a function of beam quality for low-energy photon beams with effective energy between 15.2 keV and 33.6 keV, generated with W, Mo and Rh anodes. CaF<sub>2</sub>:Tm dosimeters (TLD-300) were exposed to X-rays and <sup>60</sup>Co gamma-rays. Glow curves were deconvoluted into 7 peaks, using computerized glow curve deconvolution and HLTR was evaluated. Air kerma and dose in water were between 2.1 – 15.0 mGy and 49.8 – 373.8 mGy, respectively. All peaks in the glow curve showed a linear response with respect to air kerma and dose in water. HLTR values decreased monotonically between  $1.029 \pm 0.010$  (at 15.2 keV) and  $0.821 \pm 0.011$  (33.6 keV), and no effects due to the use of different anode/filter combinations were observed. The results indicate a relatively high value of HLTR (about 1 for 17 keV effective energy, or 3 keV/ $\mu$ m track-average LET) and a measurable dependence on the photon beam quality. Comparison of these photon data with HLTR for ions shows good quantitative agreement. The reported evolution of the CaF<sub>2</sub>:Tm glow curve could facilitate the estimation of the effective energy of unknown photon fields by this technique.

## I. INTRODUCTION

The response of some popular solid state dosimetric materials, such as radiochromic films, thermoluminescent (TL) and optically stimulated luminescent dosimeters, shows a marked dependence with the energy of low-energy incident photon beams [1 – 6] due to the dominance of the photoelectric effect [7]. The optimum practical procedure for their use is to calibrate exposing the dosimeters to photon beams similar in energy to the ones of interest. However, in some experimental setups the radiation field effective energy cannot be adequately established as scattered photons may be present in the photon field, and appropriate correction factors have to be estimated by rather complex (and less direct) means [8 – 10].

On the other hand, various TL materials, e.g. LiF:Ti,Mg (TLD-100) and CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300), display glow curves whose shape depends on the incident radiation linear energy transfer (LET). The high-to-low temperature signal ratio (HLTR), or similar operational parameters deduced from the glow curve, have been studied as a function of LET for incident heavy charged particles and strong dependences have been found and analyzed [11 – 14]. Conversely, the measurement of HLTR has been used to estimate LET or determine the presence of high ionization density radiation in mixed or unknown radiation fields [15, 16]. This method has remained almost exclusively applied to high-LET ( $10^1 - 10^4$  keV/ $\mu$ m) radiation fields [17], such as those encountered in hadron therapy [18, 19], ion therapy [20] and spatial dosimetry [21 – 23].

The thulium-doped calcium fluoride (CaF<sub>2</sub>:Tm) glow curve exhibits a relatively large and well isolated high-temperature component [13, 14, 24, 25] whose magnitude, relative to the low-temperature component, is a strong function of LET. This has been documented for ions and protons with LET in the range 2 – 489 keV  $\mu$ m<sup>-1</sup> [13, 14, 20]. For low-LET radiation ( $10^{-1} - 10^1$  keV/ $\mu$ m), such as beta particles (average energy  $E_{ave.} = 6 - 942$  keV) [26] and secondary electrons generated by photon beams (effective energy  $E_{eff} = 29$  keV – 200 keV and <sup>60</sup>Co gamma rays) [27], this dependence of the high-temperature component has been studied. Particularly, the estimation of photon beam quality has been proposed by measuring the ratio between the high- and low-temperature signal heights

(PHR, from peak-height ratio) [27]. In describing the PHR as a function of beam effective energy by fitting an empirical formula, uncertainties of up to 50 % have been found in the estimation of beam quality and has been attributed to the small decrease of the PHR in the spanned energy range [27]. A possible limitation of PHR is that it is based on the value of only two points in the complete glow curve. The use of computerized glow curve deconvolution software (CGCD) with a background subtraction tool, might give more accurate values for the estimation of beam quality since less statistical fluctuations are expected over the individual peak integral signal. Additionally, the results would contain more information about the complete glow curve evolution and thus, the thermoluminescent processes that lie behind [28].

Motivated by the previously observed dependence of PHR on photon effective energy [27] and aiming for a simple but robust experimental procedure leading to the appropriate estimation of beam quality at the same time that measuring the dose, in this work we study the relation between CaF<sub>2</sub>:Tm HLTR and beam quality for exposure with low-energy photon beams. Following CGCD protocols developed in our group, we apply this technique to the glow curve induced by X-ray beams similar to those of interest for mammography. The interest is to characterize a dosimeter that offers information of radiation beam quality as well as dose, for procedures where knowing the effective energy of the radiation field within an organ could be of radiobiological interest [29 – 31]. To illustrate the idea of using HLTR to estimate effective energy for low energy photon beams, an empirical model was fitted to the experimental data.

## II. METHODS

### 2.1. TL dosimeter preparation and readout

Brand new CaF<sub>2</sub>:Tm compressed chips, 0.89 x 3.2 x 3.2 mm<sup>3</sup>, from a same batch, manufactured by Harshaw Chemical Company and supplied as TLD-300 by Thermo Fisher Scientific, Inc., were used. Prior to irradiations, the dosimeters were annealed at 400 °C for 1 h and then placed over a metallic surface to rapid cool down to a controlled 18±1 °C room temperature. Exposed dosimeters were read in a Harshaw 3500 TLD reader, under an

atmosphere enriched in N<sub>2</sub>. Glow curves were recorded using a linear heating rate  $\beta = 8 \text{ }^\circ\text{C s}^{-1}$  and the signal was integrated from room temperature up to 400 °C with 200 channel resolution. To minimize possible variations in the measurements due to the fading of the low temperature TL signal, dosimeters were read  $48 \pm 2$  h after irradiation.

## 2.2. Dosimeter irradiation

Two X-ray sources were used during the experiments: a Phillips MCN 321 X-ray tube, W anode, at Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ) Secondary Standards Dosimetry Laboratory (SSDL), and a clinical mammographic GE Senographe 2000D unit, Mo and Rh anodes, at Instituto de Física, UNAM. Irradiations were carried out  $24 \pm 3$  h after the dosimeter annealing. For irradiations with the W anode, the kilovoltage was set at 30, 50 and 80 kV, and different Al filtration was added to get the desired beam qualities. For the mammographic unit, six anode/filter/kilovoltage combinations were used: Mo/Mo/25, Mo/Mo/28, Mo/Rh/28, Mo/Rh/31, Rh/Rh/31 and Rh/Rh/34.

The X-ray beams generated by the Phillips X-ray tube are commonly used as secondary calibration beams. Air-kerma rates were measured prior to the exposures using a Farmer PTW ionization chamber, with traceability to the Laboratoire d'Etudes des Combustibles Irradiés (LECI, France), and half-value layers (HVL) were provided by the ININ SSDL. For the mammographic beams, air-kerma rates and HVLs were measured for the purposes of the present work, using a Radcal 20X6-6M (Ref. No. 15496) mammography ionization chamber and high purity (99.9 %) Al sheets. The mammography ionization chamber was cross-calibrated with a PTW TN 23342-1519 parallel plate ionization chamber calibrated at the National Institute of Standards and Technology (NIST). Beam effective energies  $E_{\text{eff}}$  were calculated as the energy of a monoenergetic photon beam whose HVL in aluminum is equal to that of the beam of interest [32].

The irradiation position for the Phillips tube was the center of an 8.3 cm diameter field at 100.0 cm source-to-dosimeter distance (SDD). For the Senographe, irradiation took place at 55.0 cm SDD, 6.0 cm from the unit detector border, laterally centered inside a 19.0 x 23.0 cm<sup>2</sup> rectangular field. Dosimeters were exposed in air.

A group of dosimeters were irradiated using a  $^{60}\text{Co}$  Theratron Phoenix radiotherapy clinical unit, at the Mexican Instituto Nacional de Cancerología (INCan), with the purpose of using as a reference field. The dosimeters were placed at 80.5 cm SDD, centered on a  $10 \times 10.0 \text{ cm}^2$  squared field, inside a PMMA phantom with 0.5 cm build-up and 6.0 cm thick back-scatter material, and exposed to doses in water,  $D_w$ , from  $49.8 \pm 1.5 \text{ mGy}$  to  $373.8 \pm 11.2 \text{ mGy}$ .

To verify linearity of the TL response with respect to air-kerma,  $K_{\text{air}}$ , (for low energy photons) and  $D_w$  (for the  $^{60}\text{Co}$  beam), dosimeters were exposed to 4 values of these magnitudes (4 dosimeters per value), a total of 16 chips for each beam quality, as listed in Table 1.

### 2.3. Glow curve analysis

Glow curves were deconvoluted, by means of the user-friendly GlowFit CGCD software [33], into seven separate first order peaks [13, 34] plus an exponential background term (Fig. 1). GlowFit fitting is based on the search of a local minimum in  $\chi^2$  space, guided by a figure-of-merit (FOM) [33]. In order to get and make use of appropriate parameter values (i.e., with physical meaning) we chose as starting point those parameters already published for this TL material [13, 34]. During the search, parameters were restricted to the values listed in Table 2. With these values, a pattern file was built, activation energies were fixed, maximum temperature  $T_m$  were limited to vary less than  $3.0 \text{ }^\circ\text{C}$  from listed values, and peak heights were treated as free parameters. For the background (constant plus linear and exponential terms) the first was determined as equal to the average signal below  $50 \text{ }^\circ\text{C}$ , and the other two were considered as free parameters.

With the TL signal of each deconvoluted peak, we proceeded to evaluate the HLTR as:  $(P_5+P_6+P_7)/(P_3a+P_3)$ , where  $P_i$  is the integrated TL signal of each individual peak, following notation on Fig. 1. We also calculated PHR on our own data as  $H_{\text{HT}}/H_{\text{LT}}$ , where  $H_{\text{HT}}$  and  $H_{\text{LT}}$  are the maxima of the low- and high-temperature regions, respectively.

Since currently there is no physical model describing the change of glow peak structure as a function of LET for TL materials, an empirical relation was fitted to the data between  $15.2 - 33.6 \text{ keV}$ , such that:

$$HLTR = a + \left( \frac{E_{eff}}{b + E_{eff}} \right) \quad (1)$$

where  $a$  and  $b$  are adjustable parameters. Reasons which led to the use of this model are: 1) it describes qualitatively the data between 15.2 and 33.6 keV, 2) it shows low uncertainty for the fitting parameters and 3) it can be solved analytically for  $E_{eff}$ . The parameters were calculated using the Origin Pro 7.0 nonlinear curve fitting tool (OriginLab Corporation, Northampton, MA, USA).

### III. RESULTS

The TL response of all seven deconvoluted peaks is linear in the studied  $K_{air}$  and  $D_w$  range (data not shown; linear correlation coefficients larger than 0.998), indicating that the glow curve shape, and thus the HLTR, is independent of the dose. The dependence between TLD-300 glow curve and beam quality can be observed in Fig. 2. In order to appreciate the relative evolution of the high-temperature region with respect to the low-temperature, curves have been normalized to the low-temperature maximum.

In Fig. 3, HLTR is plotted as a function of beam's effective energy and the solid curve corresponds to the fitted equation (1) with parameters  $a = -0.302 \pm 0.009$  and  $b = -3.75 \pm 0.09$ . Numerical values of the data are listed in Table 3. The overall trend is a decrease of HLTR as the effective energy increases. For the 18 keV change in  $E_{eff}$  between the Mo/Mo/25 kV and W/Al/80 kV X-ray beams the difference in HLTR is of the order of 25%. Individual relative uncertainties are less than 1.0%. No significant differences can be observed due to different anode/filter combinations. The inset in Fig. 3 shows HLTR over an expanded scale, including the HLTR value for  $^{60}\text{Co}$  gamma rays exposure. Table 3 also lists PHR, showing the same trend as HLTR, with relative uncertainties typically about 1.5%. Relative uncertainties in the effective energies calculated by the fitted model are between 3.7 % and 8.9 %.

Figure 4 shows the values measured in this work together with HLTR data for ions [13]. The LET assumed for photons is an interpolation of those evaluated by Kliauga and

Dvorak [35] for the track-average LET of secondary electrons released by monoenergetic X-ray beams. Good agreement is found between both sets.

#### IV. DISCUSSION

The results reported here show that the evaluation of HLTR from the  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  glow curve might indicate the beam quality of low-energy photon beams. The fact that no differences in the HLTR were observed due to the different anode/filter combination, even though the W spectrum is dominated by bremsstrahlung X-rays while Mo and Rh show important contributions from characteristic lines, suggests that beam quality can be estimated regardless of the photon spectra. Since a larger gradient in HLTR, respect to the effective energy, is observed for lower energies, we conclude that the method will be more precise in the determination of effective energy as this decreases. We predict uncertainties less than 10 % in the estimation of beam quality from these HLTR, for energies between 15.2 and 33.6 keV.

In a strict sense, the HLTR method has shown to be more precise than PHR since typical uncertainties are 0.8% and 1.5%, respectively. During the dosimeter reading process the glow curve signal could be recorded with the addition of spurious non TL-signals, such as emissions from the planchet and electronic noise from the reading device components. Since HLTR evaluation requires the fitting of complete TL peaks, the information of many data points (a bigger sample) should provide statistically better results. On the other hand, as already pointed, the overall precision of PHR relies in the ability to accurately establish the maximum points in the high- and low-temperature regions, so if any of these two data points cannot be adequately established, increase in the uncertainty of the results can be expected. In summary, for both methods uncertainties can be strongly affected by the presence of non TL-signals; however PHR would tend to be more sensitive to these than HTLR. Moreover, the HTLR method has the inherent advantage of using the low-temperature peaks (3a, 3) already deconvoluted for dosimetric purposes. Undoubtedly, glow curve deconvolution can be a time-consuming process, compared with the simpler and more direct PHR.

The decreasing trend of the HLTR reported here for photon energies from 15 keV to 1.25 MeV is consistent with the dependence previously observed by exposing TLD-300 to protons, ions [13] and beta particles [15], that is, enhanced presence of high-temperature peaks as the ionization density increases. In the case of photons, linear energy transfer has been associated to that of secondary electrons released by the photon interaction.

All these evidence has shown that the glow curve of CaF<sub>2</sub>:Tm is very sensitive to changes in the ionizing density properties of photon fields and that these changes are relatively easy to observe. When compared to the TLD-100 glow curve after photon exposure, no similar changes in HLTR can be appreciated at any level of usefulness. Probably, the lower value of HLTR (or PHR) for TLD-100 (PHR is less than 0.1 for LET less than 10 keV/μm [15]) makes the measurement of its possible dependence on effective energy a parameter difficult to evaluate and use.

The CaF<sub>2</sub>:Tm PHR after <sup>60</sup>Co gamma-ray exposure reported in the literature are 0.75 [27] and 0.69 [18], both higher than our 0.39. These differences can be attributed to the effect of different post-irradiation protocols, such as dosimeter heating rate [36], pre-readout annealing [20] and time between exposures and readouts [37], as well as on the height of the low temperature region maximum.

Within the context of clinical applications, the HTLR technique could be applied in any circumstance requiring knowledge of the photon field effective energy, such as: quality control and dosimetry for diagnostic devices, in-phantom dosimetry, hospital occupational dosimetry, in- and ex-vivo dosimetry.

## V. CONCLUSIONS

This work has shown that the evolution of the CaF<sub>2</sub>:Tm glow curve with photon beam energy can be used to extend the HLTR technique used in high LET radiation fields to photon beams. In particular, the beam effective energy could be estimated from deconvolution of the glow curve and evaluation of the HLTR, supporting the idea of using the described glow-curve-shape techniques to estimate the effective energy of unknown photon fields or in situations where conventional beam quality estimation methods (such as direct HVL measurements) cannot be applied. Also, the HTLR technique maintains the

advantage of using low temperature deconvoluted peaks for dosimetric purposes, thus dose and beam quality can be estimated simultaneously, from a single glow curve.

#### ACKNOWLEDGMENTS

We thank to E López-Pineda and C Ruiz-Trejo for technical support during the experiments on the mammographic unit, and M Rodríguez-Ponce and J Elizalde-Cabrera, for their support during  $^{60}\text{Co}$  exposures at INCan. I D Muñoz acknowledges a M. Sc. (Medical Physics) scholarship from CONACyT-Mexico. This work was partially supported by DGAPA-UNAM, Grant IN105813.

#### REFERENCES

- [1] L Duggan, C Hood, H Warren-Forward, M Haque and T Kron, “Variations in dose response with x-ray energy of LiF:Mg, Cu, P thermoluminescence dosimeters: implications for clinical dosimetry”, *Phys. Med. Biol.*, **49**, 3831-3845 (2004).
- [2] C S Reft, “The energy dependence and dose response of a commercial optically stimulated luminescent detector for kilovoltage photon, megavoltage photon, and electron, proton, and carbon beams”, *Med. Phys.*, **36** (5), 1690-1699 (2009).
- [3] E G Yukihiro and S W S McKeever, “Optically stimulated luminescence (OSL) dosimetry in medicine”, *Phys. Med. Biol.*, **53**, R351-R379 (2008).
- [4] M J Butson, T Cheung and P K N Yu, “XR type-R radiochromic film x-ray energy response” *Phys Med Biol.*, **50**, N195-N199 (2005).
- [5] O Rampado, E Garelli, S Deagostini and R Ropolo, “Dose and energy dependence of response of Gafchromic® XR-QA film for kilovoltage x-ray beams” *Phys. Med. Biol.*, **51**, 2871-2881 (2006).

- [6] N Tomic, C Quintero, B R Whiting, S Aldelaijan, H Bekerat, LH Liang, F DeBlois, J Seuntjens and S Devic, “Characterization of calibration curves and energy dependence GafChromic™ XR-QA2 model based radiochromic film dosimetry system” *Med. Phys.*, **41**(6), 062105 (2014).
- [7] F H Attix, “Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry”, *John Wiley & Sons Ltd.*, New York, United States (2004).
- [8] A F Maia, L V E Caldas, “A Simple method for evaluation of half-value layer variation in CT equipment”, *Phys. Med. Biol.*, **51**, 1595-1601 (2006).
- [9] E Salvagnini, H Bosmans, L Struelens, N W Marshall, “Quantification of scattered radiation in projection mammography: four practical methods compared”, *Med. Phys.*, **39**(6), 3167-3180 (2012).
- [10] G Massillon-JL, A Cabrera-Santiago, R Minniti, M O'Brien and C G Soares, “Influence of phantom materials on the energy dependence of LiF:Mg,Ti thermoluminescent dosimeters exposed to 20–300 kV narrow x-ray spectra, <sup>137</sup>Cs and <sup>60</sup>Co photons”, *Phys. Med. Biol.*, **59**, 4149-4166 (2014).
- [11] Y S Horowitz, A Horowitz, L Oster, S Marino, H Datz and M Margaliot, “Investigation of the ionization density dependence of the glow curve characteristics of LiF:Mg,Ti (TLD-100)”, *Radiat. Prot. Dosim.*, **131** (4), 406–413 (2008).
- [12] G Massillon J L, I Gamboa-deBuen, M E Brandan, “LET and dose dependence of TLD-100 glow curve after exposure to intermediate-energy ions”, *Radiat. Prot. Dosim.*, **120**, 341-344 (2006).
- [13] G Massillon-JL, I Gamboa-deBuen, A E Buenfil, M A Monroy-Rodríguez, M E Brandan, “CaF<sub>2</sub>: Tm (TLD-300) thermoluminescent response and glow curve induced by  $\gamma$ -rays and ions”, *Nucl. Instrum. Methods*, B 266, 772-780 (2008).

- [14] M Hajek, T Berger, R Bergmann, N Vana, Y Uchihori, N Yasuda, H Kitamura, “LET dependence of thermoluminescent efficiency and peak height ratio of CaF<sub>2</sub>:Tm”, *Radiat. Meas.*, **43**, 1135 – 1139 (2008).
- [15] M Puchalska, P Bilski, “An improved method of estimating ionization density using TLDs”, *Radiat. Meas.*, **43**, 679-682 (2008).
- [16] W Schöner, N Vana, M Fugger, “The LET dependence of LiF:Mg,Ti dosimeters and its application for LET measurements in mixed radiation fields”, *Radiat. Prot. Dosim.*, **85** (1–4), 263-266 (1999).
- [17] W Hoffmann and B Prediger, “Heavy particle dosimetry with high temperature peaks of CaF<sub>2</sub>:Tm and <sup>7</sup>LiF phosphors”, *Radiat. Prot. Dosim.*, **6** (1-4), 149 –152 (1983).
- [18] T Loncol, M Hamal, J M Denis, S Vynckier, A Wambersie and P Scalliet, “Response analysis of TLD-300 dosimeters in heavy-particle beams”, *Phys. Med. Biol.*, **41**, 1665 – 1678, (1996).
- [19] W Hoffmann, “TL Dosimetry in high LET radiotherapeutic fields”, *Radiat. Prot. Dosim.*, **66**, 243-248 (1996).
- [20] M F Moyers, G A Nelson, “Dose response of CaF<sub>2</sub>:Tm to charged particles of different LET”, *Med. Phys.*, **36** (8), 3714-3723 (2009).
- [21] N Vana, W Schöner, M Fugger, Y Akatov, “Absorbed dose measurement and LET determination with TLDs in space”, *Radiat. Prot. Dosim.*, **66**, 145-152 (1996).
- [22] M Hajek, T Berger, M Fugger, M Fürstner, N Vana, Y Akatov, V Shurshakov, V Arkhangelsky, “Dose distribution in the Russian segment of the international space station”, *Radiat. Prot. Dosim.*, **120**, 446-449 (2006).

- [23] G Reitz, T Berger, P Bilski, R Facius, M Hajek, V Petrov, M Puchalska, et al, "Astronaut's organ doses inferred from measurements in a human phantom outside the international space station", *Radiat. Res.*, **171**, 225-235 (2009).
- [24] S W SMcKeever, M Moscovitch, P D Townsend, "Thermoluminescence dosimetry materials: properties and uses", *Nuclear Technology Publishing*, Ashford, England (1995).
- [25] C Furetta, Y K Lee, "Further studies of the dosimetric properties of CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300)", *Radiat. Prot. Dosim.*, **11** (2), 101-105 (1985).
- [26] C Furetta, JWN Tuyn, "A study of the peak ratios in CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300) as a function of beta energy", *Radiat. Prot. Dosim.*, **11** (4), 263-266 (1985).
- [27] A R Lakshmanan, B Chandra, R Bhatt, "Estimation of quality and intensity of low energy photon radiation using a single sample of CaF<sub>2</sub>:Tm", *Int. J. Appl. Radiat. Is.*, **33**, 703-706 (1982).
- [28] Y S Horowitz, M Moscovitch, "Highlights and pitfalls of 20 years of application of computerized glow curve analysis to thermoluminescence research and dosimetry", *Radiat. Prot. Dosim.*, **153** (1), 1-22 (2013).
- [29] Y Hsiao, R D Stewart, "Monte Carlo simulation of DNA damage induction by x-rays and selected radioisotopes", *Phys. Med. Biol.*, **53**, 233-244 (2008).
- [30] F Verhaegen, B Reniers, "Microdosimetric Analysis of Various Mammography Spectra: Lineal Energy Distributions and Ionization Cluster Analysis", *Radiat. Res.*, **162**, 592-599 (2004).

- [31] F Verhaegen, I A Castellano, “Microdosimetric characterization of 28 kV Mo/Mo, Rh/Rh, Rh/Al, W/Rh and Mo/Rh mammography X ray spectra”, *Radiat. Prot. Dosim.*, **99**, 393-396 (2002).
- [32] NIST mass attenuation coefficients, available at (revised 23/09/2014): <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/>
- [33] M Pulchaska, P Bilski, “GlowFit – a new tool for thermoluminescence glow-curve deconvolution”, *Radiat. Meas.*, **41**, 659 – 664 (2008).
- [34] A J J Bos, J B Dielhof, “The analysis of thermoluminescent glow peaks in CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300)”, *Radiat. Prot. Dosim.*, **37** (4), 231-239 (1991).
- [35] P Kliauga and R Dvorak, “Microdosimetric measurement of ionization by monoenergetic photons”, *Radiat. Res.*, **73**, 1-20 (1978).
- [36] V E Kafadar, “Thermal quenching of thermoluminescence in TLD-200, TLD-300 and TLD-400 after  $\beta$ -irradiation”, *Physica B*, **406**, 537-540 (2011).
- [37] C Furetta and Y-K Lee, “Annealing and Fading Properties of CaF<sub>2</sub>:Tm (TLD-300)”, *Radiat. Prot. Dosim.*, **5** (1), 57-63 (1983).

TABLES AND FIGURES

Anode/filter	kV	HVL [mm Al]	$E_{\text{eff}}$ [keV]	$K_{\text{air}}$ [mGy]	$\dot{K}_{\text{air}}$ [mGy s <sup>-1</sup> ] [x 10 <sup>-1</sup> mGy mAs <sup>-1</sup> ]**
W/Al	30	0.370	15.7	5.00 ± 0.01 – 15.00 ± 0.03	0.613*
W/Al	50	1.025	22.3	5.00 ± 0.01 – 15.00 ± 0.03	0.763*
W/Al	80	2.970	33.6	5.00 ± 0.01 – 15.00 ± 0.03	0.665*
Mo/Mo	25	0.333 ± 0.012	15.1 ± 0.5	2.05 ± 0.05 – 12.34 ± 0.15	0.736 ± 0.001**
Mo/Mo	28	0.365 ± 0.014	15.6 ± 0.6	2.07 ± 0.05 – 12.52 ± 0.15	1.047 ± 0.002**
Mo/Rh	28	0.425 ± 0.016	16.4 ± 0.6	2.10 ± 0.05 – 12.67 ± 0.15	0.846 ± 0.001**
Mo/Rh	31	0.453 ± 0.016	16.8 ± 0.6	2.04 ± 0.05 – 12.31 ± 0.15	1.143 ± 0.002**
Rh/Rh	31	0.458 ± 0.017	16.9 ± 0.6	2.10 ± 0.05 – 12.69 ± 0.15	1.176 ± 0.001**
Rh/Rh	34	0.502 ± 0.024	17.4 ± 0.8	2.10 ± 0.05 – 12.65 ± 0.15	1.509 ± 0.002**

Table 1.- X-ray beam parameters. Superscript asterisks stand for the air-kerma rates of the two different X-ray sources: \* for the W anode tube and \*\* for the mammography unit.

Peak number	$T_m$ [°C]	Activation energy* [eV]
2	122.8 ± 1.5	1.2744
3a	140.0 ± 2.5	1.1007
3	165.8 ± 2.4	1.0776, 1.1776**
4	203.8 ± 1.9	0.9400
5	254.0 ± 1.6	1.4233
6	282.4 ± 1.9	1.7300
7	297.1 ± 2.4	1.5500

Table 2.- TL peak parameters used for the glow curve deconvolution with GlowFit, taken from [13,

34]. \* As defined in [33]. \*\* Value used during deconvolution of glow curves from dosimeters

exposed to <sup>60</sup>Co gamma rays.

Anode/filter	kV	$E_{\text{eff}}$ [keV]	High- to low- temperature signal ratio	Peak height ratio
W/Al	30	15.7	$1.011 \pm 0.011$	$0.779 \pm 0.012$
W/Al	50	22.3	$0.909 \pm 0.008$	$0.687 \pm 0.009$
W/Al	80	33.6	$0.821 \pm 0.011$	$0.612 \pm 0.008$
Mo/Mo	25	15.2	$1.029 \pm 0.010$	$0.822 \pm 0.010$
Mo/Mo	28	15.7	$1.015 \pm 0.006$	$0.814 \pm 0.010$
Mo/Rh	28	16.5	$0.991 \pm 0.006$	$0.798 \pm 0.011$
Mo/Rh	31	16.9	$0.986 \pm 0.007$	$0.787 \pm 0.011$
Rh/Rh	31	16.9	$0.974 \pm 0.008$	$0.777 \pm 0.010$
Rh/Rh	34	17.4	$0.961 \pm 0.009$	$0.765 \pm 0.009$
$^{60}\text{Co}$ $\gamma$ -rays	$E_{\text{Prim}} = 1.25 \text{ MeV}$		$0.537 \pm 0.007$	$0.387 \pm 0.011$

Table 3.- High- to low- temperature signal ratio (HLTR) and peak-height ratio (PHR) measurements.

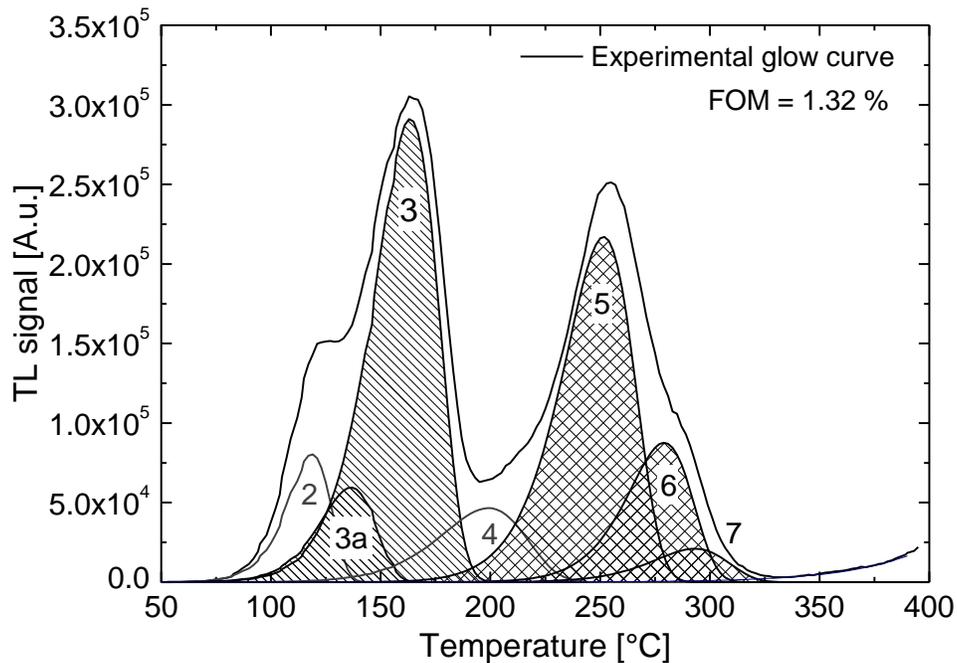


Figure 1. CaF<sub>2</sub>:Tm glow curve obtained after exposure with Mo/Mo/28 kV X-rays,  $K_{\text{air}} = 2.07 \text{ mGy}$ . Individual low- (3a, 3) and high-temperature (5, 6, 7) peaks are identified. Low- and high-temperature regions are indicated by different hatch patterns.

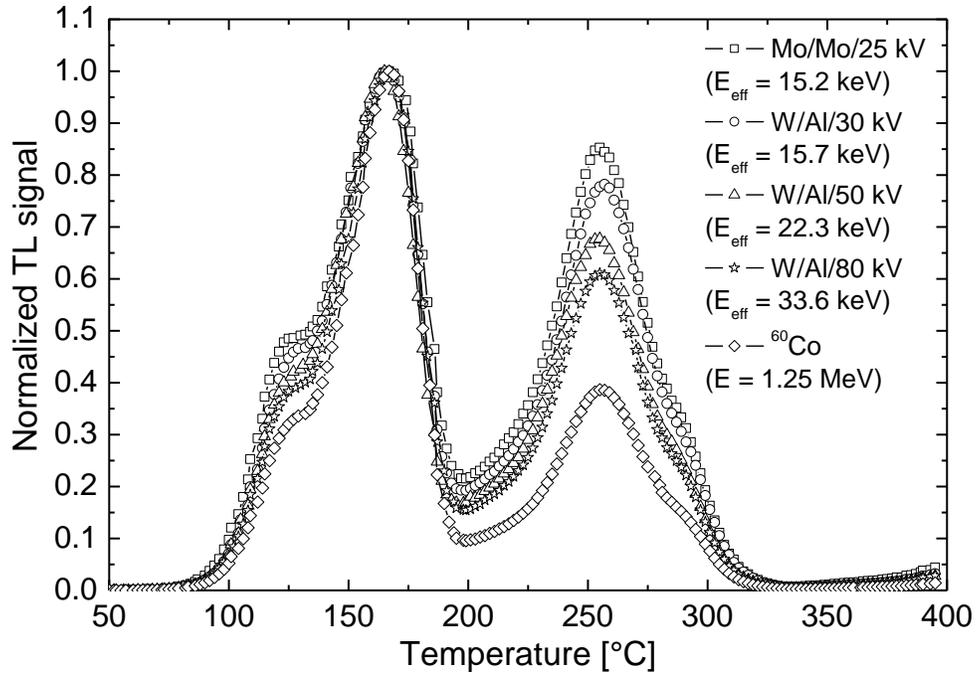


Figure 2.  $\text{CaF}_2:\text{Tm}$  glow curves recorded after exposure to different quality X-ray beams and  $^{60}\text{Co}$  gamma-rays. Curves are normalized to low-temperature region maximum.

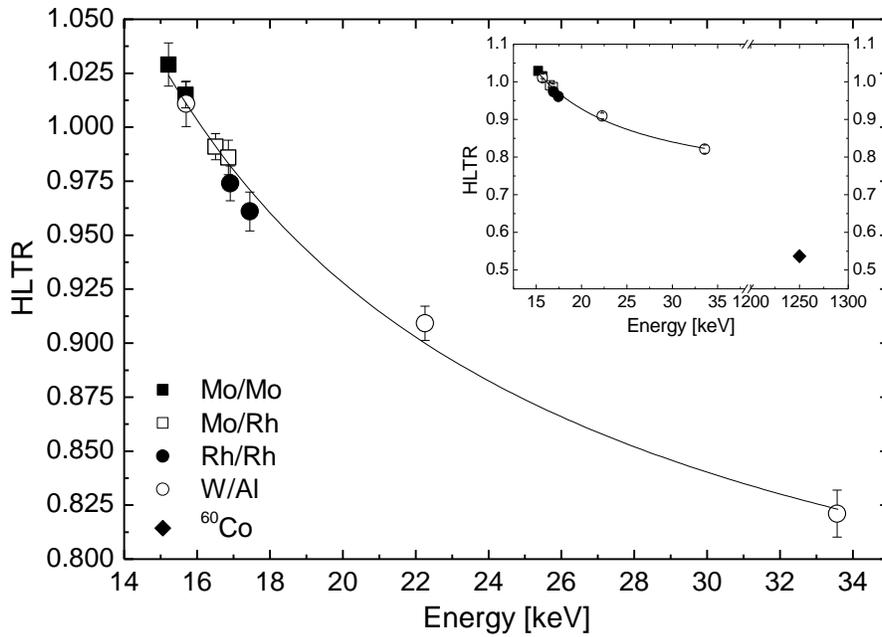


Figure 3. HLTR as a function of beam's effective energy. In the inset, expanded energy range includes HLTR for  $^{60}\text{Co}$  gamma-rays; their energy corresponds to the primary photons.

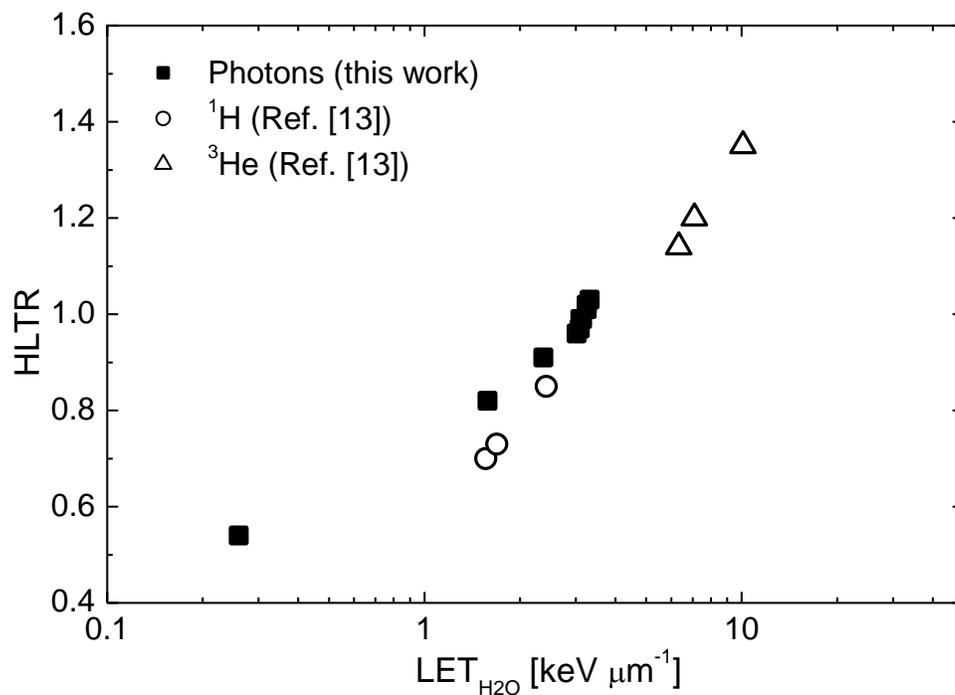


Figure 4. HLTR for photons, protons and He ions as a function of LET in water. Data from this work and from reference [13] have been included. LET associated to photons corresponds to the track-average LET of the electrons released by the photons.

## Apéndice B: Tablas de valores de HLTR para los haces de referencia e irradiaciones dentro de los maniqués

Tabla 10. Cociente entre señales de alta y baja temperatura para los dosímetros irradiados bajo condiciones de referencia (Sec. 2.2).

Ánodo/filtro	kV	$E_{ef}$ [keV]	HLTR
W/Al	30	15.7	1.011 ± 0.011
W/Al	50	22.3	0.909 ± 0.008
W/Al	80	33.6	0.821 ± 0.011
Mo/Mo	25	15.2	1.029 ± 0.010
Mo/Mo	28	15.7	1.015 ± 0.006
Mo/Rh	28	16.5	0.991 ± 0.006
Mo/Rh	31	16.9	0.986 ± 0.007
Rh/Rh	31	16.9	0.974 ± 0.008
Rh/Rh	34	17.4	0.961 ± 0.009

Tabla 11. Cociente entre señales de alta y baja temperatura para los dosímetros irradiados dentro del maniquí de **PMMA**.

Profundidad [cm]	HLTR		
	Mo/Mo/25	Mo/Mo/28	Mo/Rh/28
0	1.026 ± 0.008	1.022 ± 0.007	1.006 ± 0.007
0.5	1.009 ± 0.007	1.013 ± 0.005	0.995 ± 0.008
1.5	0.995 ± 0.006	0.996 ± 0.009	0.982 ± 0.007
2.5	0.986 ± 0.008	0.992 ± 0.005	0.973 ± 0.004
3.5	0.980 ± 0.007	0.985 ± 0.009	0.971 ± 0.010

Tabla 12. Cociente entre señales de alta y baja temperatura para los dosímetros irradiados dentro del maniquí de **PMMA**.

Profundidad [cm]	HLTR		
	Mo/Rh/31	Rh/Rh/31	Rh/Rh/34
0	0.994 ± 0.007	0.984 ± 0.009	0.979 ± 0.004
0.5	0.988 ± 0.007	0.970 ± 0.004	0.964 ± 0.007
1.5	0.973 ± 0.007	0.956 ± 0.008	0.953 ± 0.006
2.5	0.968 ± 0.004	0.941 ± 0.004	0.942 ± 0.008
3.5	0.958 ± 0.007	0.940 ± 0.006	0.938 ± 0.009

Tabla 13. Cociente entre señales de alta y baja temperatura para los dosímetros irradiados dentro del maniquí de **BR12**.

Profundidad [cm]	HLTR		
	Mo/Mo/25	Mo/Mo/28	Mo/Rh/28
0	1.044 ± 0.006	1.028 ± 0.008	1.006 ± 0.007
0.5	1.024 ± 0.008	1.018 ± 0.010	0.995 ± 0.008
1.5	1.004 ± 0.006	1.002 ± 0.008	0.982 ± 0.007
2.5	0.998 ± 0.005	0.987 ± 0.005	0.973 ± 0.004
3.5	0.995 ± 0.006	0.980 ± 0.004	0.971 ± 0.010

Tabla 14. Cociente entre señales de alta y baja temperatura para los dosímetros irradiados dentro del maniquí de **BR12**.

Profundidad [cm]	HLTR		
	Mo/Rh/31	Rh/Rh/31	Rh/Rh/34
0	0.997 ± 0.006	0.988 ± 0.008	0.971 ± 0.009
0.5	0.988 ± 0.009	0.970 ± 0.005	0.963 ± 0.004
1.5	0.974 ± 0.007	0.960 ± 0.003	0.955 ± 0.008
2.5	0.965 ± 0.009	0.948 ± 0.004	0.942 ± 0.011
3.5	0.960 ± 0.007	0.942 ± 0.006	0.933 ± 0.007

## Apéndice C: Tablas de valores utilizados para el cálculo de la tasa de dosis dentro de los maniqués

Tabla 15. Maniquí de **PMMA**, técnica: **Mo/Mo/25** y tiempos de corriente de **56 mAs**.

$z$ [cm]	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	
0	6972652 ± 278701	1.000 ± 0.005	1.026 ± 0.008	15.2 ± 0.6	»
0.5	4432153 ± 177785	1.000 ± 0.005	1.009 ± 0.007	15.8 ± 0.6	»
1.5	1984783 ± 103398	1.000 ± 0.005	0.995 ± 0.006	16.4 ± 0.6	»
2.5	876501 ± 42461	1.000 ± 0.005	0.986 ± 0.008	16.8 ± 0.7	»
3.5	422896 ± 16547	1.000 ± 0.005	0.980 ± 0.007	17.0 ± 0.7	»

	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	5.83E-07 ± 7.4E-08	4.07 ± 0.54	1.031	4.19 ± 0.57	0.075 ± 0.010
«	5.18E-07 ± 6.9E-08	2.29 ± 0.32	1.029	2.36 ± 0.34	0.042 ± 0.006
«	4.69E-07 ± 6.4E-08	0.93 ± 0.14	1.028	0.96 ± 0.14	0.017 ± 0.003
«	4.35E-07 ± 6.4E-08	0.38 ± 0.06	1.028	0.39 ± 0.06	0.007 ± 0.001
«	4.16E-07 ± 6.1E-08	0.18 ± 0.03	1.027	0.18 ± 0.03	0.003 ± 0.001

Tabla 16. Maniquí de **PMMA**, técnica: **Mo/Mo/28** y tiempos de corriente de **40 mAs**.

$z$ [cm]	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	
0	7321371 ± 272185	1.000 ± 0.005	1.022	15.3	0.6 »
0.5	5275005 ± 270791	1.000 ± 0.005	1.013	15.7	0.5 »
1.5	2364661 ± 65747	1.000 ± 0.005	0.996	16.3	0.7 »
2.5	1085256 ± 58828	1.000 ± 0.005	0.992	16.5	0.6 »
3.5	558046 ± 34566	1.000 ± 0.005	0.985	16.8	0.7 »

	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	5.68E-07 ± 7.3E-08	4.159 ± 0.55	1.030	4.29 ± 0.58	0.107 ± 0.015
«	5.33E-07 ± 6.8E-08	2.812 ± 0.38	1.030	2.90 ± 0.41	0.072 ± 0.010
«	4.71E-07 ± 6.9E-08	1.114 ± 0.17	1.028	1.15 ± 0.17	0.029 ± 0.004
«	4.58E-07 ± 6.2E-08	0.497 ± 0.07	1.028	0.51 ± 0.08	0.013 ± 0.002
«	4.31E-07 ± 6.6E-08	0.241 ± 0.04	1.028	0.25 ± 0.04	0.006 ± 0.001

Tabla 17. Maniquí de **PMMA**, técnica: **Mo/Rh/28** y tiempos de corriente de **50 mAs**.

$z$ [cm]	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
0	7768580 ± 398769	1.091 ± 0.008	1.006 ± 0.007	15.9 ± 0.6	»
0.5	5247752 ± 178107	1.091 ± 0.008	0.995 ± 0.008	16.4 ± 0.6	»
1.5	2656564 ± 88742	1.091 ± 0.008	0.982 ± 0.007	16.9 ± 0.7	»
2.5	1331673 ± 73076	1.091 ± 0.008	0.973 ± 0.004	17.4 ± 0.6	»
3.5	694106 ± 34504	1.091 ± 0.008	0.972 ± 0.009	17.4 ± 0.8	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	5.06E-07 ± 6.8E-08	4.29 ± 0.61	1.029	4.42 ± 0.65	0.088 ± 0.013
«	4.66E-07 ± 6.6E-08	2.67 ± 0.39	1.028	2.75 ± 0.41	0.055 ± 0.008
«	4.22E-07 ± 6.2E-08	1.22 ± 0.18	1.027	1.26 ± 0.19	0.025 ± 0.004
«	3.91E-07 ± 5.6E-08	0.57 ± 0.09	1.027	0.58 ± 0.09	0.012 ± 0.002
«	3.86E-07 ± 6.2E-08	0.29 ± 0.05	1.027	0.30 ± 0.05	0.006 ± 0.001

Tabla 18. Maniquí de **PMMA**, técnica: **Mo/Rh/31** y tiempos de corriente de **36 mAs**.

$z$ [cm]	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
0	8762863 ± 312207	1.000 ± 0.005	0.994 ± 0.007	16.4 ± 0.6	»
0.5	6209796 ± 345238	1.000 ± 0.005	0.988 ± 0.007	16.7 ± 0.7	»
1.5	3275668 ± 214008	1.000 ± 0.005	0.973 ± 0.007	17.4 ± 0.7	»
2.5	1379981 ± 46920	1.132 ± 0.004	0.968 ± 0.004	17.6 ± 0.7	»
3.5	747680 ± 25344	1.132 ± 0.004	0.958 ± 0.007	18.2 ± 0.8	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	4.64E-07 ± 6.5E-08	4.06 ± 0.59	1.028	4.18 ± 0.62	0.116 ± 0.017
«	4.43E-07 ± 6.4E-08	2.75 ± 0.43	1.028	2.83 ± 0.45	0.079 ± 0.012
«	3.91E-07 ± 6.0E-08	1.28 ± 0.21	1.027	1.31 ± 0.22	0.037 ± 0.006
«	3.73E-07 ± 5.5E-08	0.58 ± 0.09	1.026	0.60 ± 0.09	0.017 ± 0.003
«	3.36E-07 ± 5.5E-08	0.28 ± 0.05	1.025	0.29 ± 0.05	0.008 ± 0.001

Tabla 19. Maniquí de **PMMA**, técnica: **Rh/Rh/31** y tiempos de corriente de **36 mAs**.

$z$ [cm]	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
0	9845275 ± 371672	1.000 ± 0.005	0.984 ± 0.009	16.9 ± 0.7	»
0.5	7058822 ± 448363	1.000 ± 0.005	0.970 ± 0.004	17.5 ± 0.7	»
1.5	3995635 ± 139356	1.000 ± 0.005	0.956 ± 0.008	18.3 ± 0.8	»
2.5	2203331 ± 82051	1.000 ± 0.005	0.941 ± 0.004	19.2 ± 0.8	»
3.5	1273220 ± 67500	1.000 ± 0.005	0.940 ± 0.006	19.2 ± 0.8	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	4.28E-07 ± 6.6E-08	4.21 ± 0.67	1.027	4.33 ± 0.70	0.120 ± 0.020
«	3.79E-07 ± 5.5E-08	2.68 ± 0.43	1.027	2.75 ± 0.44	0.076 ± 0.012
«	3.31E-07 ± 5.7E-08	1.32 ± 0.23	1.026	1.36 ± 0.24	0.038 ± 0.007
«	2.80E-07 ± 4.7E-08	0.62 ± 0.11	1.025	0.63 ± 0.11	0.018 ± 0.003
«	2.77E-07 ± 4.9E-08	0.35 ± 0.07	1.024	0.36 ± 0.07	0.010 ± 0.002

Tabla 20. Maniquí de **PMMA**, técnica: **Rh/Rh/34** y tiempos de corriente de **28 mAs**.

$z$ [cm]	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
0	10651592 ± 506160	1.000 ± 0.005	0.979 ± 0.004	17.1 ± 0.6	»
0.5	7856842 ± 297468	1.000 ± 0.005	0.964 ± 0.007	17.8 ± 0.7	»
1.5	4473226 ± 285138	1.000 ± 0.005	0.953 ± 0.006	18.4 ± 0.8	»
2.5	2508465 ± 94466	1.000 ± 0.005	0.942 ± 0.008	19.1 ± 0.9	»
3.5	1524576 ± 49206	1.000 ± 0.005	0.938 ± 0.009	19.4 ± 0.9	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	4.10E-07 ± 5.7E-08	4.37 ± 0.65	1.027	4.49 ± 0.68	0.160 ± 0.024
«	3.59E-07 ± 5.8E-08	2.82 ± 0.47	1.026	2.89 ± 0.49	0.103 ± 0.017
«	3.21E-07 ± 5.3E-08	1.43 ± 0.25	1.025	1.47 ± 0.26	0.053 ± 0.009
«	2.83E-07 ± 5.2E-08	0.71 ± 0.13	1.024	0.73 ± 0.14	0.026 ± 0.005
«	2.71E-07 ± 5.2E-08	0.41 ± 0.08	1.024	0.42 ± 0.08	0.015 ± 0.003

Tabla 21. Maniquí de **BR12**, técnica: **Mo/Mo/25** y tiempos de corriente de **56 mAs**.

z [cm]	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	HLTR	$E_{ef}$ [keV]	»
0	5635857 ± 304422	1.132 ± 0.005	1.044 ± 0.006	14.6 ± 0.5	»
0.5	3765747 ± 119359	1.132 ± 0.005	1.024 ± 0.008	15.3 ± 0.6	»
1.5	1680345 ± 110420	1.132 ± 0.005	1.004 ± 0.006	16.0 ± 0.6	»
2.5	813347 ± 33730	1.132 ± 0.005	0.998 ± 0.005	16.3 ± 0.6	»
3.5	409057 ± 8590	1.132 ± 0.005	0.996 ± 0.004	16.3 ± 0.6	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	6.50E-07 ± 7.6E-08	4.15 ± 0.54	1.032	4.28 ± 0.57	0.076 ± 0.010
«	5.73E-07 ± 7.4E-08	2.44 ± 0.33	1.030	2.52 ± 0.34	0.045 ± 0.006
«	5.02E-07 ± 6.6E-08	0.95 ± 0.14	1.029	0.98 ± 0.15	0.018 ± 0.003
«	4.78E-07 ± 6.4E-08	0.44 ± 0.06	1.029	0.45 ± 0.06	0.008 ± 0.001
«	4.72E-07 ± 6.2E-08	0.22 ± 0.03	1.028	0.22 ± 0.03	0.004 ± 0.001

Tabla 22. Maniquí de **BR12**, profundidad (z): **0.0 cm**, técnica: **Mo/Mo/28** y tiempos de corriente de **40 mAs**.

Grupo de dosímetros	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	HLTR	$E_{ef}$ [keV]	»
1	6411444 ± 168114	1.000 ± 0.005	1.033 ± 0.007	14.9 ± 0.5	»
2	6777015 ± 136938	1.000 ± 0.005	1.038 ± 0.003	14.8 ± 0.5	»
3	7139717 ± 304544	1.000 ± 0.005	1.028 ± 0.008	15.1 ± 0.6	»
4	7055055 ± 142704	1.000 ± 0.005	1.032 ± 0.012	15.0 ± 0.6	»
5	6991306 ± 332769	1.000 ± 0.005	1.025 ± 0.011	15.2 ± 0.6	»
6	7185134 ± 197903	1.000 ± 0.005	1.020 ± 0.011	15.4 ± 0.6	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	6.09E-07 ± 7.5E-08	3.91 ± 0.49	1.031	4.03 ± 0.52	0.101 ± 0.013
«	6.26E-07 ± 7.2E-08	4.25 ± 0.50	1.031	4.38 ± 0.53	0.109 ± 0.013
«	5.88E-07 ± 7.5E-08	4.19 ± 0.56	1.031	4.32 ± 0.59	0.108 ± 0.015
«	6.04E-07 ± 8.3E-08	4.26 ± 0.59	1.031	4.39 ± 0.63	0.110 ± 0.016
«	5.79E-07 ± 7.9E-08	4.05 ± 0.58	1.031	4.17 ± 0.61	0.104 ± 0.015
«	5.59E-07 ± 7.9E-08	4.01 ± 0.58	1.030	4.13 ± 0.61	0.103 ± 0.015

Tabla 23. Maniquí de **BR12**, profundidad (z): **0.5 cm**, técnica: **Mo/Mo/28** y tiempos de corriente de **40 mAs**.

Grupo de dosímetros	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
1	4312703 ± 159408	1.000 ± 0.005	1.023 ± 0.008	15.3 ± 0.6	»
2	4595130 ± 213786	1.000 ± 0.005	1.011 ± 0.008	15.7 ± 0.6	»
3	4984102 ± 187127	1.000 ± 0.005	1.018 ± 0.010	15.5 ± 0.6	»
4	4611159 ± 157301	1.000 ± 0.005	1.022 ± 0.005	15.3 ± 0.5	»
5	4982993 ± 335023	1.000 ± 0.005	1.013 ± 0.004	15.7 ± 0.5	»
6	4857364 ± 209474	1.000 ± 0.005	1.011 ± 0.003	15.7 ± 0.5	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	5.71E-07 ± 7.4E-08	2.46 ± 0.33	1.030	2.54 ± 0.35	0.063 ± 0.009
«	5.28E-07 ± 7.1E-08	2.43 ± 0.35	1.030	2.50 ± 0.36	0.062 ± 0.009
«	5.54E-07 ± 7.6E-08	2.76 ± 0.39	1.030	2.84 ± 0.41	0.071 ± 0.010
«	5.67E-07 ± 7.0E-08	2.62 ± 0.33	1.030	2.70 ± 0.35	0.067 ± 0.009
«	5.33E-07 ± 6.7E-08	2.66 ± 0.38	1.030	2.74 ± 0.40	0.068 ± 0.010
«	5.28E-07 ± 6.5E-08	2.56 ± 0.34	1.030	2.64 ± 0.35	0.066 ± 0.009

Tabla 24. Maniquí de **BR12**, profundidad (z): **1.5 cm**, técnica: **Mo/Mo/28** y tiempos de corriente de **40 mAs**.

Grupo de dosímetros	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
1	2162607 ± 133168	1.000 ± 0.005	0.996 ± 0.007	16.4 ± 0.6	»
2	2238900 ± 66613	1.000 ± 0.005	1.004 ± 0.006	16.0 ± 0.6	»
3	2220038 ± 173497	1.000 ± 0.005	1.002 ± 0.008	16.1 ± 0.6	»
4	2138273 ± 168690	1.000 ± 0.005	1.012 ± 0.007	15.7 ± 0.6	»
5	2343225 ± 86262	1.000 ± 0.005	0.997 ± 0.002	16.3 ± 0.5	»
6	2369648 ± 95591	1.000 ± 0.005	0.996 ± 0.007	16.3 ± 0.6	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	4.70E-07 ± 6.5E-08	1.02 ± 0.15	1.028	1.045 ± 0.16	0.026 ± 0.004
«	4.99E-07 ± 6.6E-08	1.12 ± 0.15	1.029	1.150 ± 0.16	0.029 ± 0.004
«	4.93E-07 ± 6.9E-08	1.09 ± 0.17	1.029	1.125 ± 0.18	0.028 ± 0.005
«	5.32E-07 ± 6.9E-08	1.14 ± 0.17	1.030	1.170 ± 0.18	0.029 ± 0.005
«	4.76E-07 ± 6.1E-08	1.12 ± 0.15	1.029	1.148 ± 0.16	0.029 ± 0.004
«	4.71E-07 ± 6.5E-08	1.12 ± 0.16	1.028	1.147 ± 0.17	0.029 ± 0.004

Tabla 25. Maniquí de **BR12**, profundidad (z): **2.5 cm**, técnica: **Mo/Mo/28** y tiempos de corriente de **40 mAs**.

Grupo de dosímetros	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
1	1058165 ± 40004	0.998 ± 0.001	0.986 ± 0.009	16.8 ± 0.7	»
2	1012857 ± 16158	0.998 ± 0.001	0.989 ± 0.007	16.6 ± 0.7	»
3	1128568 ± 89159	0.998 ± 0.001	0.987 ± 0.005	16.7 ± 0.6	»
4	1110539 ± 84185	0.998 ± 0.001	0.995 ± 0.001	16.4 ± 0.5	»
5	1157713 ± 68285	0.998 ± 0.001	0.988 ± 0.003	16.7 ± 0.6	»
6	1107494 ± 37348	0.998 ± 0.001	0.991 ± 0.004	16.5 ± 0.6	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	4.36E-07 ± 6.6E-08	0.46 ± 0.07	1.028	0.47 ± 0.08	0.012 ± 0.002
«	4.46E-07 ± 6.4E-08	0.45 ± 0.07	1.028	0.46 ± 0.07	0.012 ± 0.002
«	4.40E-07 ± 6.1E-08	0.50 ± 0.08	1.028	0.51 ± 0.08	0.013 ± 0.002
«	4.68E-07 ± 6.0E-08	0.52 ± 0.08	1.028	0.53 ± 0.08	0.013 ± 0.002
«	4.42E-07 ± 6.0E-08	0.51 ± 0.08	1.028	0.52 ± 0.08	0.013 ± 0.002
«	4.53E-07 ± 6.1E-08	0.50 ± 0.07	1.028	0.52 ± 0.07	0.013 ± 0.002

Tabla 26. Maniquí de **BR12**, profundidad (z): **3.5 cm**, técnica: **Mo/Mo/28** y tiempos de corriente de **40 mAs**.

Grupo de dosímetros	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
1	535949 ± 17679	0.998 ± 0.001	0.995 ± 0.002	16.4 ± 0.6	»
2	536586 ± 25188	0.998 ± 0.001	0.984 ± 0.006	16.8 ± 0.6	»
3	585982 ± 17595	0.998 ± 0.001	0.980 ± 0.004	17.1 ± 0.6	»
4	526920 ± 12331	0.998 ± 0.001	0.991 ± 0.009	16.5 ± 0.7	»
5	600382 ± 20689	0.998 ± 0.001	0.983 ± 0.010	16.9 ± 0.7	»
6	534000 ± 31125	0.998 ± 0.001	0.988 ± 0.009	16.7 ± 0.7	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	4.68E-07 ± 6.1E-08	0.25 ± 0.03	1.028	0.26 ± 0.04	0.006 ± 0.001
«	4.29E-07 ± 6.1E-08	0.23 ± 0.03	1.028	0.24 ± 0.04	0.006 ± 0.001
«	4.12E-07 ± 5.8E-08	0.24 ± 0.03	1.027	0.25 ± 0.04	0.006 ± 0.001
«	4.54E-07 ± 6.7E-08	0.24 ± 0.04	1.028	0.25 ± 0.04	0.006 ± 0.001
«	4.24E-07 ± 6.7E-08	0.25 ± 0.04	1.027	0.26 ± 0.04	0.007 ± 0.001
«	4.42E-07 ± 6.7E-08	0.24 ± 0.04	1.028	0.24 ± 0.04	0.006 ± 0.001

Tabla 27. Maniquí de **BR12**, técnica: **Mo/Rh/28** y tiempos de corriente de **50 mAs**

z [cm]	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	HLTR	$E_{ef}$ [keV]	»
0	7768580 ± 398769	1.091 ± 0.008	1.006 ± 0.007	15.9 ± 0.6	»
0.5	5247752 ± 178107	1.091 ± 0.008	0.995 ± 0.008	16.4 ± 0.6	»
1.5	2656564 ± 88742	1.091 ± 0.008	0.982 ± 0.007	16.9 ± 0.7	»
2.5	1331673 ± 73076	1.091 ± 0.008	0.973 ± 0.004	17.4 ± 0.6	»
3.5	694106 ± 34504	1.091 ± 0.008	0.972 ± 0.009	17.4 ± 0.8	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	5.06E-07 ± 6.8E-08	4.29 ± 0.61	1.029	4.42 ± 0.65	0.088 ± 0.013
«	4.66E-07 ± 6.6E-08	2.67 ± 0.39	1.028	2.75 ± 0.41	0.055 ± 0.008
«	4.22E-07 ± 6.2E-08	1.22 ± 0.18	1.027	1.26 ± 0.19	0.025 ± 0.004
«	3.91E-07 ± 5.6E-08	0.57 ± 0.09	1.027	0.58 ± 0.09	0.012 ± 0.002
«	3.86E-07 ± 6.2E-08	0.29 ± 0.05	1.027	0.30 ± 0.05	0.006 ± 0.001

 Tabla 28. Maniquí de **BR12**, técnica: **Mo/Rh/31** y tiempos de corriente de **36 mAs**

z [cm]	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	HLTR	$E_{ef}$ [keV]	»
0	7267828 ± 196143	1.109 ± 0.008	0.997 ± 0.006	16.3 ± 0.6	»
0.5	5458677 ± 143477	1.109 ± 0.008	0.988 ± 0.009	16.7 ± 0.7	»
1.5	2830396 ± 110135	1.109 ± 0.008	0.974 ± 0.007	17.3 ± 0.7	»
2.5	1563976 ± 106063	1.109 ± 0.008	0.965 ± 0.009	17.8 ± 0.8	»
3.5	747680 ± 25344	1.132 ± 0.004	0.958 ± 0.007	18.2 ± 0.8	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	4.77E-07 ± 6.4E-08	3.84 ± 0.53	1.029	3.95 ± 0.56	0.110 ± 0.015
«	4.43E-07 ± 6.6E-08	2.68 ± 0.41	1.028	2.75 ± 0.43	0.077 ± 0.012
«	3.92E-07 ± 5.9E-08	1.23 ± 0.19	1.027	1.26 ± 0.20	0.035 ± 0.006
«	3.60E-07 ± 6.1E-08	0.62 ± 0.11	1.026	0.64 ± 0.12	0.018 ± 0.003
«	3.36E-07 ± 5.5E-08	0.28 ± 0.05	1.025	0.29 ± 0.05	0.008 ± 0.001

Tabla 29. Maniquí de **BR12**, profundidad (z): **0.0 cm**, técnica: **Rh/Rh/31** y tiempos de corriente de **36 mAs**

Grupo de dosímetros	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
1	7723547 ± 334968	1.125 ± 0.010	0.995 ± 0.004	16.4 ± 0.6	»
2	8151041 ± 187186	1.125 ± 0.010	0.997 ± 0.007	16.3 ± 0.6	»
3	8352514 ± 246586	1.125 ± 0.010	0.988 ± 0.008	16.7 ± 0.7	»
4	8201025 ± 202155	1.125 ± 0.010	0.983 ± 0.008	16.9 ± 0.7	»
5	7991216 ± 275210	1.125 ± 0.010	0.992 ± 0.008	16.5 ± 0.7	»
6	8624543 ± 492599	1.125 ± 0.010	0.984 ± 0.007	16.8 ± 0.7	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	4.68E-07 ± 6.2E-08	4.07 ± 0.57	1.028	4.18 ± 0.60	0.116 ± 0.02
«	4.74E-07 ± 6.6E-08	4.35 ± 0.62	1.028	4.47 ± 0.65	0.124 ± 0.02
«	4.42E-07 ± 6.5E-08	4.15 ± 0.62	1.028	4.27 ± 0.65	0.119 ± 0.02
«	4.23E-07 ± 6.4E-08	3.91 ± 0.60	1.027	4.01 ± 0.63	0.111 ± 0.02
«	4.56E-07 ± 6.7E-08	4.10 ± 0.62	1.028	4.22 ± 0.65	0.117 ± 0.02
«	4.30E-07 ± 6.3E-08	4.17 ± 0.66	1.028	4.28 ± 0.69	0.119 ± 0.02

Tabla 30. Maniquí de **BR12**, profundidad (z): **0.5 cm**, técnica: **Rh/Rh/31** y tiempos de corriente de **36 mAs**

Grupo de dosímetros	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
1	6463589 ± 562505	1.007 ± 0.001	0.976 ± 0.006	17.2 ± 0.7	»
2	6678848 ± 299968	1.007 ± 0.001	0.970 ± 0.003	17.6 ± 0.6	»
3	6776172 ± 101748	1.007 ± 0.001	0.971 ± 0.005	17.5 ± 0.7	»
4	6745160 ± 211935	1.007 ± 0.001	0.966 ± 0.002	17.8 ± 0.6	»
5	6927685 ± 325136	1.007 ± 0.001	0.969 ± 0.004	17.6 ± 0.7	»
6	6594651 ± 450370	1.007 ± 0.001	0.979 ± 0.005	17.1 ± 0.6	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	4.01E-07 ± 6.0E-08	2.61 ± 0.45	1.027	2.68 ± 0.47	0.074 ± 0.013
«	3.77E-07 ± 5.4E-08	2.53 ± 0.38	1.026	2.60 ± 0.40	0.072 ± 0.011
«	3.82E-07 ± 5.7E-08	2.60 ± 0.39	1.026	2.67 ± 0.41	0.074 ± 0.011
«	3.64E-07 ± 5.3E-08	2.47 ± 0.37	1.026	2.53 ± 0.38	0.070 ± 0.011
«	3.76E-07 ± 5.5E-08	2.62 ± 0.40	1.026	2.69 ± 0.42	0.075 ± 0.012
«	4.09E-07 ± 5.8E-08	2.72 ± 0.43	1.027	2.79 ± 0.45	0.078 ± 0.012

Tabla 31. Maniquí de **BR12**, profundidad (z): **1.5 cm**, técnica: **Rh/Rh/31** y tiempos de corriente de **36 mAs**

Grupo de dosímetros	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
1	3706507 ± 141434	1.007 ± 0.001	0.954 ± 0.007	18.4 ± 0.8	»
2	3549149 ± 187455	1.007 ± 0.001	0.962 ± 0.009	17.9 ± 0.8	»
3	3925701 ± 127091	1.007 ± 0.001	0.956 ± 0.003	18.3 ± 0.7	»
4	3713683 ± 112877	1.007 ± 0.001	0.958 ± 0.010	18.2 ± 0.9	»
5	3890494 ± 126916	1.007 ± 0.001	0.968 ± 0.003	17.6 ± 0.6	»
6	3543725 ± 124826	1.007 ± 0.001	0.964 ± 0.008	17.9 ± 0.8	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	3.22E-07 ± 5.4E-08	1.20 ± 0.20	1.025	1.23 ± 0.21	0.034 ± 0.006
«	3.52E-07 ± 6.0E-08	1.26 ± 0.22	1.026	1.29 ± 0.23	0.036 ± 0.006
«	3.30E-07 ± 5.0E-08	1.30 ± 0.20	1.025	1.34 ± 0.21	0.037 ± 0.006
«	3.38E-07 ± 6.1E-08	1.26 ± 0.23	1.025	1.30 ± 0.24	0.036 ± 0.007
«	3.73E-07 ± 5.4E-08	1.46 ± 0.22	1.026	1.50 ± 0.23	0.042 ± 0.006
«	3.57E-07 ± 5.9E-08	1.27 ± 0.22	1.026	1.31 ± 0.22	0.036 ± 0.006

Tabla 32. Maniquí de **BR12**, profundidad (z): **2.5 cm**, técnica: **Rh/Rh/31** y tiempos de corriente de **36 mAs**

Grupo de dosímetros	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
1	1799428 ± 171145	1.132 ± 0.004	0.953 ± 0.008	18.5 ± 0.8	»
2	1794480 ± 57243	1.132 ± 0.004	0.959 ± 0.006	18.1 ± 0.7	»
3	1990762 ± 45728	1.132 ± 0.004	0.961 ± 0.007	18.0 ± 0.8	»
4	1882015 ± 47647	1.132 ± 0.004	0.948 ± 0.009	18.7 ± 0.9	»
5	2030253 ± 56768	1.132 ± 0.004	0.953 ± 0.004	18.4 ± 0.7	»
6	1795576 ± 108359	1.132 ± 0.004	0.956 ± 0.008	18.3 ± 0.8	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	3.19E-07 ± 5.5E-08	0.65 ± 0.13	1.025	0.67 ± 0.13	0.018 ± 0.004
«	3.40E-07 ± 5.5E-08	0.69 ± 0.11	1.026	0.71 ± 0.12	0.020 ± 0.003
«	3.47E-07 ± 5.6E-08	0.78 ± 0.13	1.026	0.80 ± 0.13	0.022 ± 0.004
«	3.04E-07 ± 5.6E-08	0.65 ± 0.12	1.025	0.66 ± 0.12	0.018 ± 0.003
«	3.21E-07 ± 5.0E-08	0.74 ± 0.12	1.025	0.76 ± 0.12	0.021 ± 0.003
«	3.31E-07 ± 5.7E-08	0.67 ± 0.12	1.025	0.69 ± 0.13	0.019 ± 0.004

Tabla 33. Maniquí de **BR12**, profundidad (z): **3.5 cm**, técnica: **Rh/Rh/31** y tiempos de corriente de **36 mAs**

Grupo de dosímetros	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
1	1103609 ± 88144	1.125 ± 0.010	0.950 ± 0.009	18.7 ± 0.9	»
2	1082545 ± 35579	1.125 ± 0.010	0.944 ± 0.010	19.0 ± 0.9	»
3	1178684 ± 52988	1.125 ± 0.010	0.943 ± 0.008	19.1 ± 0.9	»
4	1044847 ± 25308	1.125 ± 0.010	0.942 ± 0.005	19.1 ± 0.8	»
5	1123528 ± 122473	1.125 ± 0.010	0.947 ± 0.006	18.8 ± 0.8	»
6	1075954 ± 62206	1.125 ± 0.010	0.947 ± 0.008	18.8 ± 0.9	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	3.08E-07 ± 5.6E-08	0.38 ± 0.08	1.025	0.39 ± 0.08	0.011 ± 0.002
«	2.90E-07 ± 5.6E-08	0.35 ± 0.07	1.024	0.36 ± 0.07	0.010 ± 0.002
«	2.86E-07 ± 5.3E-08	0.38 ± 0.07	1.024	0.39 ± 0.07	0.011 ± 0.002
«	2.84E-07 ± 4.8E-08	0.33 ± 0.06	1.024	0.34 ± 0.06	0.010 ± 0.002
«	3.00E-07 ± 5.1E-08	0.38 ± 0.08	1.025	0.39 ± 0.08	0.011 ± 0.002
«	3.00E-07 ± 5.4E-08	0.36 ± 0.07	1.025	0.37 ± 0.07	0.010 ± 0.002

Tabla 34. Maniquí de **BR12**, técnica: **Rh/Rh/34** y tiempos de corriente de **28 mAs**

z [cm]	Pico (3a + 3) [U.TL.]	$\alpha_{TL}$	$HLTR$	$E_{ef}$ [keV]	»
0	8830223 ± 191257	1.120 ± 0.003	0.971 ± 0.009	17.5 ± 0.8	»
0.5	6647667 ± 464733	1.120 ± 0.003	0.963 ± 0.004	17.9 ± 0.7	»
1.5	3787103 ± 105984	1.120 ± 0.003	0.955 ± 0.008	18.4 ± 0.8	»
2.5	2343694 ± 60770	1.120 ± 0.003	0.942 ± 0.011	19.1 ± 1.0	»
3.5	1343655 ± 42295	1.120 ± 0.003	0.933 ± 0.007	19.7 ± 0.9	»

«	$F_Q$ [mGy/U.TL.]	$K_{aire}$ [mGy]	$(\mu_{en}/\rho)_{aire}^{H_2O}$	$D_{H_2O}$ [mGy]	$\dot{D}_{H_2O}$ [mGy/mAs]
«	3.83E-07 ± 6.2E-08	3.79 ± 0.62	1.027	3.89 ± 0.65	0.139 ± 0.023
«	3.53E-07 ± 5.3E-08	2.63 ± 0.43	1.026	2.69 ± 0.45	0.096 ± 0.016
«	3.25E-07 ± 5.6E-08	1.38 ± 0.24	1.025	1.42 ± 0.25	0.051 ± 0.009
«	2.84E-07 ± 5.8E-08	0.74 ± 0.15	1.024	0.76 ± 0.16	0.027 ± 0.006
«	2.53E-07 ± 4.8E-08	0.38 ± 0.07	1.023	0.39 ± 0.08	0.014 ± 0.003

*There is pleasure in the pathless woods,  
There is rapture on the lonely shore,  
There is society, where none intrudes,  
By the deep sea, and music in its roar:  
I love not man the less, but Nature more,  
From these our interviews, in which I steal  
From all I may be, or have been before,  
To mingle with the Universe, and feel  
What I can ne'er express, yet cannot all conceal.*

*Lord Byron*