



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

IMPACTO DE LA CALIDAD DE HAZ Y EL DESEQUILIBRIO LATERAL DE
PARTÍCULA CARGADA EN LOS FACTORES DE CORRECCIÓN DETECTOR-
ESPECÍFICOS EN DOSIMETRÍA DE CAMPOS DE RAYOS X EN
RADIOCIRUGÍA

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

PRESENTA:
EDUARDO ANTONIO GONZÁLEZ VILLA

TUTOR PRINCIPAL
DR. JOSÉ MANUEL LÁRRAGA GUTIÉRREZ
INSTITUTO NACIONAL DE NEUROLOGÍA Y NEUROCIRUGÍA

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR
DR. ARNULFO MARTÍNEZ DÁVALOS
INSTITUTO DE FÍSICA-UNAM

DRA. PAOLA BALLESTEROS ZEBADÚA
INSTITUTO NACIONAL DE NEUROLOGÍA Y NEUROCIRUGÍA

CIUDAD DE MÉXICO, JUNIO 2017



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.

Dedico esta tesis especialmente:

A mi mamá y papá, Rosalba y Eduardo; y a mi hermano Octavio.
Por su amor, apoyo, confianza y motivación.

“Todos los problemas tienen solución.”

Eduardo González Paz

Agradecimientos

Por la parte institucional agradezco:

- A la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), por darme la oportunidad de estudiar en el Posgrado en Ciencias Físicas.
- Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT), por otorgarme una beca para la realización de mis estudios de maestría.
- Al Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía (INNN), en particular al Laboratorio de Física Médica y a la Unidad de Radioneurocirugía por permitirme llevar a cabo este trabajo de maestría, al facilitarme usar sus instalaciones.
- Al programa de Apoyo a los Estudios de Posgrado (PAEP), por el soporte financiero para la asistencia de congresos tanto nacionales como internacionales.

Por la parte académica agradezco:

- A mi director de tesis, Dr. José Manuel Lárraga Gutiérrez, por ser el guía de este trabajo. Agradezco su tiempo, paciencia y conocimiento brindado para atender mis dudas e inquietudes.
- A los miembros del Comité Tutor: la Dra. Paola Ballesteros Zebadúa y el Dr. Arnulfo Martínez Dávalos, por sus comentarios de este trabajo.
- A los miembros del Comité Sinodal: la Dra. María Ester Brandan Siqués, la Dra. María Isabel Gamboa de Buen, el Dr. Salvador Antonio Cruz Jiménez y el M. C. Miguel Rodríguez Ponce, por haber aceptado revisar mi tesis y por sus valiosos comentarios para que este trabajo terminara glorioso.
- A todos los profesores de la maestría, por sus enseñanzas impartidas en sus clases.

Por la parte personal agradezco:

- A mi papá y mi mamá que siempre me han apoyado y animado a salir adelante. De ambos he aprendido el valor del trabajo constante, la responsabilidad, entre otras muchas cosas que no cabrían en estas páginas.
- A mi herpano Octavio, por permitirme ser un ejemplo de hermano mayor. Gracias por siempre estar disponible para pasar tiempo juntos.
- A mi tía Chuyita, tío Chávez, prima América y primo Jesús por ser mi familia en CDMX, por su apoyo, compañía y buenos momentos que hemos pasado juntos.
- A mis amigos y excelentes colegas de física; Alex, Cristhoper, Edgar, Héctor e Iván, por todas las aventuras que hemos vivido y compartido juntos desde que nos conocimos en el Departamento de Física de la UNISON.
- A mis amigos de la cuadra; Abraham, Adrián, Brandon, Carlos, Isaac, Iván, José Carlos y Vittorio. Mis hermanos de otra madre. Que en mis viajes a Hermosillo era seguro que podíamos quedarnos toda la noche platicando y riéndonos de nuestras ocurrencias de la infancia y presentes.
- A mis amigos y amigas de Hermosillo; Alan, Baez, Chuy, Grecia y Olga. Por tantos años de amistad que compartimos y la visita a la CDMX.
- A mi amiga y colega de física Daniela, aunque la distancia sea larga y que en ocasiones nuestros deberes no nos permitían estar en contacto, tu sabes que eres el claro ejemplo de una verdadera amiga.
- A todas las personas que he conocido en esta travesía en la CDMX que me han compartido algo de sus experiencias en sus vidas, especialmente a Blanca, por enseñarme a ser humano.
- A la gente de Medidores Industriales y Médicos S.A. de C.V. por permitirme trabajar con ellos y en mi tesis a la vez.

Índice General

Índice General	1
Introducción.....	3
1. Antecedentes.....	8
1.1. Dosimetría de referencia para campos pequeños	9
1.2. Dosimetría relativa para campos pequeños	10
2. Materiales y métodos	12
2.1. Definición de los factores k_{LLCPE} y k_{CPE}	12
2.1.1. k_{LLCPE} y la falta de equilibrio de partícula cargada	15
2.1.2. k_{CPE} y el efecto de la calidad del haz.....	17
2.2. Simulación Monte Carlo.....	18
2.2.1. Modelo del acelerador lineal Novalis®	18
2.2.1. Modelado de los detectores	21
2.2.2. Geometría de irradiación.....	23
2.2.3. Calculo de los factores de perturbación	24
3. Resultados.....	27
3.1. Componentes de $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$	27
3.1.1. Función $(f_{med}^w)_{CPE}$ y el factor k_{CPE} por efecto de la calidad del haz	27
3.1.2. Perturbación producida por la falta de equilibrio lateral de partícula cargada: k_{LLCPE}	28
3.1.3. Perturbación producida por la pared del detector y por el electrodo central: k_{wall} y k_{cel}	29
3.1.4. Perturbación producida por el cambio en el tamaño del volumen del medio sensible: k_{vol}	31
3.1.5. Comparación con literatura	32
4. Discusión.....	39
5. Conclusiones	44
6. Apéndice A: Definiciones básicas en Física de Radiaciones y Dosimetría	46
6.1. Descripción de los campos de radiación ionizante	46
6.1.1. Fluencia de partículas (Φ).....	46

6.1.2.	Densidad de flujo o tasa de fluencia (ϕ).....	46
6.1.3.	Fluencia de energía (Ψ).....	46
6.1.4.	Densidad de flujo o tasa de fluencia de energía (ψ)	47
6.1.5.	Espectro de energía	47
6.2.	Dosis absorbida	47
6.3.	Kerma.....	47
6.4.	Poderes de frenado	48
6.5.	Relación entre kerma y dosis: beta (β)	49
6.6.	Equilibrio de partícula cargada (CPE).....	49
6.7.	Equilibrio transiente de partícula cargada (TCPE).....	51
6.8.	Teoría de cavidades	51
6.8.1.	Teoría de cavidades de Bragg-Gray	52
6.8.2.	Teoría de cavidades de Spencer-Attix.....	52
6.8.3.	Teoría de cavidades de Burlin	53
7.	Apéndice B: Marco Teórico.....	54
7.1.	Propiedades físicas de los campos pequeños	54
7.1.1.	El tamaño de la fuente de radiación.....	54
7.1.2.	Tamaño del detector	54
7.1.3.	Alcance de los electrones en el medio.....	56
7.2.	Especificación de la calidad de haz para haces de fotones	57
7.3.	Calidad de haz en haces de fotones de megavoltaje para radioterapia	58
7.3.1.	Porcentaje de profundidad a 10 cm de profundidad: $\%dd(10)_x$	59
7.3.2.	Cociente tejido-maniquí: TPR_{10}^{20}	60
7.3.3.	Diferencias y similitudes entre $\%dd(10)_x$ y TPR_{10}^{20}	62
7.4.	Códigos de Práctica para haces de fotones de alta energía	63
7.5.	Estructura de las curvas de dosis en profundidad	66
7.5.1.	Dosis en la superficie.....	67
7.5.2.	Región Build-Up	67
7.5.3.	Profundidad de dosis máxima: d_{max}	68
7.5.4.	Región de atenuación	69
7.5.5.	Región de decremento.....	69
8.	Bibliografía.....	70

Introducción

La radiocirugía es una técnica terapéutica que hace uso de haces de radiación ionizante para el tratamiento de patologías benignas o malignas y que requieren de un alto nivel de precisión y exactitud espacial para su aplicación; idealmente submilimétrica en la localización y tratamiento del tumor. Usualmente, la radiocirugía utiliza haces de fotones de alta energía (6 MV) con tamaño de campo (área de la sección transversal) menores o iguales que 3 cm^2 . El tamaño relativamente pequeño de estos campos es ideal para dirigir la radiación de manera focalizada hacia la zona afectada. En general, las técnicas de radiocirugía hacen uso de múltiples haces provenientes de diferentes direcciones del espacio que rodea al paciente de tal modo que convergen en la región a tratar. Esto hace que se concentre la radiación en un volumen pequeño y disminuya la exposición a los órganos críticos colindantes al evitarse superposición de los haces en sus respectivos recorridos hacia la lesión tumoral (Samblás, et al., 2012) (ver Figura 0-1).

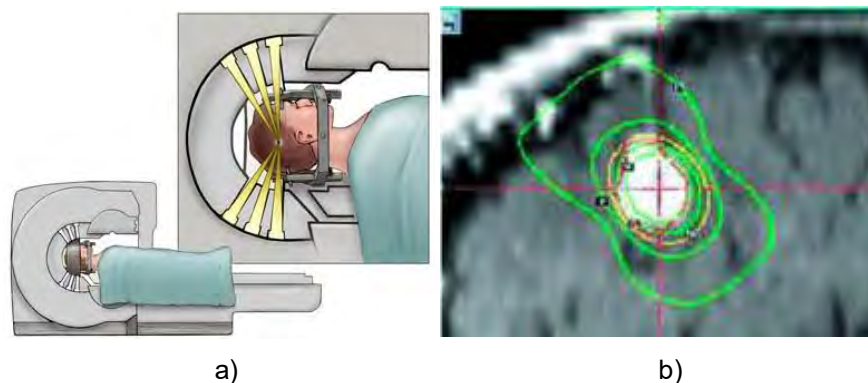


Figura 0-1: a) El GammaKnife trabaja emitiendo haces de rayos gamma de alta intensidad (^{60}Co) en diferentes direcciones logrando dirigir y enfocar toda la radiación directamente en el área de interés donde las estructuras que rodean a la lesión reciben poca radiación; imagen tomada de (**Mayo Foundation for Medical Education and Research, 2016**). b) Plan clínico de un GammaKnife de campos no convencionales estáticos; imagen tomada de (**Alfonso, et al., 2008**).

El principal problema, desde la perspectiva de la dosimetría de la radiación es elaborar protocolos y procedimientos adecuados a los campos pequeños de radiación en medios homogéneos y equivalentes a agua; es decir, a la dosimetría del haz clínico, debido a que en los campos pequeños de radiación se tienen condiciones diferentes a como se contemplan en los protocolos de dosimetría absoluta habituales (ver Apéndice B sección 7.4). Las dificultades no son pocas: es necesario hacer las mediciones con detectores de tamaño reducido que no

perturben mucho el haz, la falta de equilibrio lateral de partícula cargada, la oclusión parcial del haz de radiación, la superposición de penumbras, los perfiles con altos gradientes de dosis, etc. Estas propiedades físicas de los campos pequeños de radiación se explican en el Apéndice B sección 7.1. Todo lo anterior dificulta la modelización del haz con algoritmos dosimétricos que tengan en cuenta de manera exacta la física de la interacción de la radiación con el medio (Das, et al., 2008).

Para solucionar estos inconvenientes se ha propuesto conjuntamente por parte del Organismo Internacional de Energía Atómica (IAEA, por sus siglas en inglés) y la Asociación Americana de Físicos en Medicina (AAPM, por sus siglas en inglés) un nuevo formalismo adecuado a las condiciones particulares que se tienen en los haces de radiación de campos fuera de equilibrio o pequeños. El formalismo IAEA/AAPM (Alfonso, et al., 2008) consiste en la extensión de los protocolos de calibración dosimétrica basados en la dosis absorbida en agua (D_w), tales como el TRS-398 (International Atomic Energy Agency, 2005) y TG-51 (Almond, et al., 1999) (ver Apéndice B sección 7.4), mediante el empleo de detectores, para que sean aplicables a campos pequeños (explicado en el capítulo 1). En particular para la dosimetría relativa de campos pequeños estáticos (interés en la presente tesis), este nuevo formalismo propuesto se basa en el cálculo de los factores de corrección detector-específico ($k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$), que explican las diferencias en la respuesta del detector entre un campo clínico (f_{clin}) particular para el cual la dosis absorbida en agua debe ser determinada y un campo de referencia específico de la máquina (f_{msr}) (*msr*, *machine-specific-reference*), para equipos donde no es posible configurar el campo de referencia estándar de 10 x 10 cm² a una distancia fuente-superficie de 80 o 100 cm. El formalismo IAEA/AAPM (Alfonso, et al., 2008) recomienda que en general, el campo *msr* debe ser lo más cercano posible al campo de referencia estándar. El cálculo de $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ se realiza comúnmente con simulaciones Monte Carlo, que requieren modelos precisos tanto de la fuente de radiación como del detector de interés.

No solo la radiocirugía, como técnica de tratamiento, desafía los protocolos de calibración, sino también el diseño de los aceleradores lineales dedicados. Originalmente, los aceleradores lineales de uso médico se diseñaban para aplicar campos de tratamiento con tamaños entre 4 y 40 cm², usando el campo de 10 x 10 cm² como referencia (f_{ref}) para la aplicación de los protocolos de calibración internacionales. Actualmente, se comercializan equipos que solo pueden aplicar tamaños de campo menores que 6 cm², y con geometrías altamente irregulares cuyas condiciones no fueron contempladas en los protocolos de calibración (ver Figura 0-2).



a)



b)

Figura 0-2: a) Equipo de Tomoterapia; imagen tomada de (ASL Reggio Emilia, 2008). b) Equipo CyberKnife; imagen tomada de (BLK CyberKnife Centre, 2016). Debido al diseño de ambos equipos, estos no pueden configurar el campo de referencia estándar $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (f_{ref}), por lo que su campo de referencia específico de la máquina (f_{msr}) es de dimensiones tan cercanas como sea posible a f_{ref} .

Actualmente, en la literatura especializada se puede encontrar una gran cantidad de trabajos que publican valores de los factores de corrección detector-específicos para una gran diversidad de combinaciones de detectores y aceleradores lineales (Benmakhlouf, et al., 2014), (Cranmer Sargison, et al., 2012), (Czarnecki & Zink, 2013), (Lárraga Gutiérrez, 2015), (Lárraga Gutiérrez, et al., 2015). Pero, en contraste, pocos han sido los trabajos publicados que dan una fundamentación teórica y/o conceptual al factor de corrección detector-específico. Los autores de estos trabajos han explicado en general que los factores de corrección detector-específicos dependen fuertemente de diferentes efectos (P): por efectos de promediado incorrecto de la fluencia de electrones si el volumen sensible cambia de tamaño (P_{vol}), por efectos de sobrerrespuesta por la presencia de detectores con paredes de diferente composición atómica al medio sensible (P_{wall}), y por efecto de los cambios en la fluencia de electrones dentro del volumen activo si su composición atómica difiere de la del agua (P_{fl}) (estos efectos se explican en la sección 2.1 de esta tesis). Cada uno de estos factores afecta la respuesta del detector con un peso diferente, dependiendo de la composición del material, la dimensión de la región activa y el diseño del blindaje del detector.

Existe un trabajo de interés (Bouchard, et al., 2009), que establece que el factor de corrección detector-específico, para el caso de las cámaras de ionización, es igual al cociente de los poderes máxicos de frenado restringidos (ver Apéndice A sección 6.8.2) para los campos clínico y de referencia, ponderado por el cociente de los factores de perturbación que introduce la presencia del detector en el campo de radiación. El trabajo de Bouchard (Bouchard, et al., 2009) introduce el factor de perturbación de gradiente, P_{gr} , el cual se define como el producto

de los factores P_ρ y P_{vol} . Donde P_ρ representa el impacto dosimétrico de cualquier diferencia en la densidad entre el agua y el volumen activo del detector. Bouchard y colaboradores concluyen que P_{gr} es el factor predominante en la dosimetría de campos pequeños de radiación (donde no se puede aplicar ninguno de los protocolos de calibración anteriormente mencionados). Sin embargo, en dichas conclusiones no se hace mención al papel que juega el desequilibrio lateral de partícula cargada (entiéndase *desequilibrio* como *falta de equilibrio*), ni a las diferencias en la calidad del haz entre el campo de interés y el de referencia. Considerando esto, se requiere completar el entendimiento de los factores de corrección detector-específico con base en las propiedades del campo de radiación, ya que P_{gr} es un factor de corrección que está asociado a las propiedades del detector, pues solo toma en cuenta la densidad y volumen del mismo.

La dosimetría de haces de radiación en campos pequeños está en continuo desarrollo y junto con ella surgen una serie de aspectos que son fuente de investigación en la actualidad (correcciones por densidad en el medio, volumen del detector, fluencia, componentes del detector, etc.) pero hasta la fecha no se ha hecho un análisis explícito sobre el efecto que tiene la calidad de haz y la falta de equilibrio lateral de partícula cargada sobre la magnitud de los factores de corrección detector-específico.

Por esa razón, el objetivo general de la presente tesis es determinar el impacto que tiene la calidad de haz y el desequilibrio lateral de partícula cargada en la magnitud de los factores de corrección detector-específicos $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de acuerdo al nuevo formalismo (Alfonso, et al., 2008) para la dosimetría de haces no convencionales o pequeños de radiación. Para tal fin:

1. Se definirán dos nuevos factores de perturbación: por desequilibrio lateral de partícula cargada y por calidad de haz.
2. Se desarrollará un modelo de simulación Monte Carlo que utilice resultados previamente validados de un acelerador lineal de uso médico, y tres modelos de detectores frecuentemente usados en la dosimetría de campos pequeños.
3. Se calcularán los factores de perturbación habituales y los definidos en este trabajo para los modelos de detectores mencionados anteriormente.
4. Finalmente, se establecerá el impacto de los factores de perturbación por desequilibrio lateral de partícula cargada y por calidad del haz en los factores de corrección detector-específicos y se comparará con resultados previamente publicados en la literatura.

La tesis consta de cinco capítulos y dos apéndices:

En el capítulo 1 se describe el nuevo formalismo propuesto (Alfonso, et al., 2008) de la dosimetría en campos pequeños, enfocándose en la dosimetría relativa y sus definiciones. En el capítulo 2 se muestran las definiciones de los factores de perturbación por desequilibrio lateral de partícula cargada y por calidad de haz y su aplicación en los factores de corrección detector-específicos. Se presentan las propiedades de interés de los campos de radiación calculados por simulación Monte Carlo de un acelerador lineal Novalis® (BrainLAB, Alemania) que genera fotones de rayos X con una energía nominal de 6 MV. Se detalla el modelado de los detectores empleados en las simulaciones Monte Carlo y la geometría de irradiación. Posteriormente se establece la metodología para el cálculo de cada uno de los factores de perturbación que influyen en $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$. En el capítulo 3 se presentan los resultados obtenidos de los cálculos de los factores de perturbación por falta de equilibrio lateral de partícula cargada y por calidad de haz, así como los factores de perturbación relacionados con el detector. Al final de este capítulo se comparan los resultados obtenidos de esta tesis con resultados reportados previamente en la literatura. En el capítulo 4 se discute la relación del factor de perturbación por falta de equilibrio lateral de partícula cargada y el factor de perturbación por cambios en la densidad entre el medio sensible y el agua reportado por (Bouchard, et al., 2009) y (Scott, et al., 2012). Luego se presenta el impacto de los factores de perturbación por falta de equilibrio lateral de partícula cargada y por calidad de haz en la magnitud de $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$. Finalmente, en el capítulo 5 se resumen las conclusiones más importantes de este trabajo. La decisión de escribir apéndices en la tesis fue para que la lectura sea continua, por lo que se hará referencia a ellos cuando sea necesario.

1. Antecedentes

El formalismo IAEA/AAPM (Alfonso, et al., 2008) propone la realización de la dosimetría de referencia de campos pequeños y no convencionales mediante dos algoritmos:

- a. Para campos pequeños o campos no convencionales estáticos.
- b. Para campos no convencionales compuestos (no estudiado en esta tesis).

Estos métodos están interrelacionados y proponen el uso de campos auxiliares intermedios llamados *campo de referencia específico de la máquina (campo msr)* y *campo de referencia específico al tipo o clase de plan (campo pcsr)*, respectivamente.

Los campos de radiación empleados en el formalismo IAEA/AAPM son:

- f_{ref} es el *campo de referencia estándar* de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ a una distancia fuente-superficie de 80 o 100 cm de los protocolos de calibración basados en D_w (ver Apéndice B sección 7.4).
- f_{msr} es el *campo de referencia específico de la máquina* definido como un campo intermedio para equipos de tratamiento que no pueden crear un campo de referencia convencional $f_{ref} = 10 \times 10 \text{ cm}^2$. Debe tener dimensiones tan cercanas como sea posible al campo de referencia y debería extenderse al menos para que exista equilibrio lateral de partícula cargada. Ejemplos de campos *msr* son:
 - a. El campo producido por el colimador de 6 cm de diámetro en un equipo CyberKnife.
 - b. El campo estático de $20 \times 5 \text{ cm}^2$ producido por un equipo de Tomoterapia.
 - c. El campo producido por el colimador de 1.6 cm del equipo GammaKnife.

Para un acelerador lineal convencional, $f_{msr} = f_{ref}$. En el caso de equipos en los que utilizan un sistema de colimación auxiliar como cono o micro colimadores superpuestos a la salida del acelerador lineal, en estos puede retirarse este aditamento y definir el campo de referencia convencional, por lo que estrictamente ya no es necesario emplear el campo intermedio. En aquellos que no sea posible retirar los colimadores auxiliares, el campo de referencia convencional se define en un equipo con características similares ya sea real o simulado.

- f_{pcsr} es el *campo de referencia específico al tipo o clase de plan* que representa a una secuencia de campos estáticos de paro-disparo (*step and shoot*) y/o campos dinámicos,

es decir una combinación de campos estáticos y dinámicos, tal que se cumpla la condición equilibrio de partícula cargada en la posición del detector en promedio en el tiempo. Por ejemplo un campo cuadrado para radioterapia de intensidad modulada (IMRT) de paro-disparo o dinámico compuesto por múltiples campos pequeños. En esta tesis no se estudian estos tipos de campos.

- f_{clin} es el *campo clínico* particular para el cual la dosis absorbida en agua debe ser determinada.

1.1. Dosimetría de referencia para campos pequeños

La dosimetría de referencia es la determinación de la D_w bajo condiciones de referencia establecidos por códigos de práctica o protocolos de calibración dosimétrica.

El formalismo IAEA/AAPM (Alfonso, et al., 2008) aborda el problema de la dosimetría de campos pequeños de la siguiente forma: a partir del formalismo TRS-398 (International Atomic Energy Agency, 2005), la dosis absorbida en agua en un campo de referencia específico a la máquina f_{msr} es:

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} \cdot N_{D,w,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \cdot k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} \quad (1.1)$$

Donde:

- $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ es la dosis absorbida en agua a la profundidad de referencia en un haz de calidad Q_{msr} , para un f_{msr} , en ausencia del detector.
- $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ es la lectura del dosímetro irradiado en el campo específico de la máquina f_{msr} , corregida por las magnitudes de influencia como son: presión, temperatura, eficiencia de colección de carga, efectos de polaridad, etc (ver Apéndice B sección 7.4).
- N_{D,w,Q_0} es el coeficiente de calibración en términos de D_w del dosímetro empleado en condiciones de referencia estándar de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ a una distancia fuente-superficie de 80 o 100 cm, de calidad Q_0 (usualmente ^{60}Co) expedido por un laboratorio calibración dosimétrica (ver Apéndice B sección 7.4)..
- k_{Q,Q_0} es el factor de corrección por el cambio en la calidad del haz, cuando se pasa de la calidad del haz de referencia Q_0 , a la calidad Q que corresponde al campo de referencia convencional f_{ref} en el haz del usuario (ver Apéndice B sección 7.4).

- $k_{Q_{msr}, Q}^{f_{msr}, f_{ref}}$ es el factor de corrección que toma en cuenta las diferencias de las condiciones de tamaño de campo, geometría, material del maniquí y calidad del haz, entre el f_{ref} y el f_{msr} . Este es una versión generalizada del factor k_{Q, Q_0} . Si el tamaño de campo y todas las demás condiciones de geometría y material del maniquí (agua) son iguales, se reduce a un factor de corrección por calidad de haz convencional k_{Q, Q_0} . En este sentido, k_{Q, Q_0} en TRS-398 puede considerarse un caso especial de este factor introducido recientemente.

1.2. Dosimetría relativa para campos pequeños

La dosimetría relativa es la determinación de la D_w , para situaciones diferentes a las condiciones de referencia de los protocolos de calibración dosimétrica. Esta dosimetría es usualmente normalizada con respecto a la D_w de referencia.

Son ejemplos de dosimetría relativa la determinación de la D_w en: el eje central para campos de tamaño diferentes al estándar de referencia de 10 x 10 cm² (llamados factores de salida), en profundidades diferentes a la profundidad de dosis máxima (ver Apéndice B sección 7.5), en posiciones laterales diferentes al eje central del haz de radiación, etc.

En cuanto a la dosimetría en condiciones fuera del equilibrio, en el nuevo formalismo IAEA/AAPM (Alfonso, et al., 2008) se introduce el concepto factor de campo. El factor de campo se define como el cociente de las dosis absorbidas en agua para los campos f_{clin} (fuera de equilibrio lateral de partícula cargada) y f_{msr} y se calcula por simulación Monte Carlo:

$$D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}} \cdot \Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \quad (1.2)$$

Donde:

- $D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}$ es la dosis absorbida en agua en un punto de referencia en un maniquí para un campo clínico de calidad Q_{clin} en ausencia del detector.
- $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ es el factor de campo que permite calcular la D_w para el f_{clin} (de tamaño arbitrario) a partir de la D_w para el f_{msr} .

El nuevo formalismo (Alfonso, et al., 2008), propone una forma alternativa para determinar el factor de campo. Puede medirse como la razón de las lecturas del detector entre los campos

f_{clin} y f_{msr} ($M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}/M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$) multiplicada por el factor de corrección detector-específico ($k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$) calculado directamente por medio de una simulación Monte Carlo (Lárraga Gutiérrez, et al., 2015) o experimentalmente utilizando un detector cuya respuesta no dependa de la energía (Francescon, et al., 2011). Se propone el factor de campo dado por:

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (1.3)$$

Donde $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ corrige por las diferencias en la respuesta del detector entre un campo de calidad Q_{msr} y Q_{clin} . El problema surge porque al trabajar con campos pequeños, la respuesta del detector no será la misma al trabajar con el campo f_{msr} que con el campo f_{clin} . Son varias las características del detector que influyen en que su respuesta difiera en ambos campos, por ejemplo, la dependencia con la energía del haz, el volumen activo del detector, etc. El cálculo correcto de los $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ exige el conocimiento exacto del acelerador lineal, la geometría del detector y el material de composición (Benmakhlouf, et al., 2014). Usando la definición de factor de campo de la ecuación 1.2, la ecuación 1.3 se puede reescribir como:

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \left[\frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}/M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}/M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (1.4)$$

El cálculo por simulación Monte Carlo de los factores de corrección detector-específico supone que la respuesta integrada del detector es proporcional a la dosis absorbida en el detector ($D_{det,Q_{clin}}^{f_{clin}}$ y $D_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}$) y que dicha constante de proporcionalidad depende de forma intrínseca del detector y no del campo de radiación. Por lo que la ecuación 1.4 puede ser expresada como sigue:

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \approx \left[\frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}/D_{det,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}/D_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (1.5)$$

Los cuatro términos en el corchete de la ecuación 1.5 se pueden calcular al determinar la dosis absorbida en un volumen pequeño de agua y en un volumen de detector activo en los tamaños de los campos pertinentes.

2. Materiales y métodos

A continuación se muestra la definición de los factores de perturbación por desequilibrio de partícula cargada y por calidad del haz. Se muestran las propiedades de interés para el presente trabajo de los campos de radiación calculados por simulación Monte Carlo de un acelerador lineal Novalis® (BrainLAB, Alemania) que genera fotones de rayos X con una energía nominal de 6 MV. Posteriormente, se establece la metodología para el cálculo de cada uno de los factores de perturbación. Con el fin de evitar confusión, a lo largo de la presente tesis se respetará la notación del formalismo IAEA/AAPM para haces de radiación de campos pequeños y no estándar (Alfonso, et al., 2008), por lo que la nomenclatura de este trabajo estará en inglés.

2.1. Definición de los factores k_{LLCPE} y k_{CPE}

El trabajo de Bouchard y colaboradores (Bouchard, et al., 2009) ha dado pie a la publicación de varios artículos relacionados con el cálculo de factores de perturbación detector-específicos para varias combinaciones de detectores y fuentes de radiación donde se hace explícita la dependencia de dichos factores con la densidad y el volumen (Czarnecki & Zink, 2013) (Scott, et al., 2012). Particularmente, Scott y colaboradores derivan la dependencia de los factores de corrección detector-específicos con la densidad del detector a partir de definir la siguiente relación:

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{F_{det, Q_{clin}}^w \cdot p_{vol(clin)}}{F_{det, Q_{msr}}^w \cdot p_{vol(msr)}} \quad (2.1)$$

Donde $F_{det, Q}^w$ es la cantidad que relaciona la dosis en el detector con la dosis en agua para el campo clínico (clin) y de referencia (msr). Los factores de perturbación p_{vol} , representan el efecto por el cambio de tamaño del volumen del detector. Para entender con claridad el significado de $F_{det, Q}^w$, se hace la suposición de que existe equilibrio de partícula cargada y que el detector a utilizar cumple con las condiciones de Spencer-Attix o Burlin (Scott, et al., 2012).

Sin embargo, en condiciones fuera de equilibrio de partícula cargada no es posible aplicar la teoría de cavidades (ver Apéndice A sección 6.8); o por lo menos, no sin introducir nuevos factores de perturbación como los definidos por Bouchard y colaboradores. Por lo que, para

finés del presente trabajo y siguiendo el abordaje natural a la hora de realizar medidas, $F_{det,Q}^W$ se descompone de la siguiente forma:

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{F_{det,Q_{clin}}^W \cdot p_{vol}(clin)}{F_{det,Q_{msr}}^W \cdot p_{vol}(msr)} = \frac{p_{vol}^{f_{clin}} \cdot p_{wall}^{f_{clin}} \cdot p_{cel}^{f_{clin}} \cdot f_{med,Q_{clin}}^W}{p_{vol}^{f_{msr}} \cdot p_{wall}^{f_{msr}} \cdot p_{cel}^{f_{msr}} \cdot f_{med,Q_{msr}}^W} \quad (2.2)$$

Donde $f_{med,Q}^W$ es el cociente de la dosis en agua y la dosis en el **volumen sensible del detector** en el campo de interés; ya sea el campo clínico o el de referencia, sin hacer ninguna suposición si esta cantidad corresponde al cociente de los poderes másicos de frenado restringidos, de los coeficientes másicos de absorción de energía o una combinación lineal de ambos. Los factores de perturbación p_{wall} , p_{cel} y p_{vol} , denotan la influencia de las componentes del detector (paredes, electrodo y el efecto de volumen, respectivamente) sobre $f_{med,Q}^W$ en función del tamaño de campo. La presencia de estos factores de perturbación hará que la fluencia de electrones cambie en términos de calidad y cantidad debido a la atenuación y dispersión en estos componentes (Bouchard, et al., 2009). Cada uno de estos factores, afectan la respuesta del detector con un peso diferente, dependiendo de la composición del material, la dimensión del volumen activo y del diseño de las paredes del detector. Para un detector de estado sólido, el efecto p_{cel} no existe, ya que estos no tienen electrodo central. El efecto del vástago no se toma en cuenta en la presente tesis ya que su influencia es despreciable, menor que 0.5% (Bouchard, et al., 2009).

Para el interés de la presente tesis, con el fin de determinar explícitamente el impacto de la calidad de haz y la falta de equilibrio de partícula cargada sobre los factores de corrección detector-específicos, la función $f_{med,Q}^W$ se factorizó en dos componentes: una cantidad que relaciona la dosis en el medio del detector con la dosis en agua en condiciones de equilibrio de partícula cargada (CPE, por sus siglas en inglés *charged particle equilibrium*) y una que relaciona la dosis en el medio del detector con la dosis en agua relacionada por el tamaño de campo. Entonces reescribiendo la ecuación (2.2):

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{p_{vol}^{f_{clin}} \cdot p_{wall}^{f_{clin}} \cdot p_{cel}^{f_{clin}} \cdot p_{LLCPE}^{f_{clin}} \cdot f_{med,Q_{clin}}^{W,CPE}}{p_{vol}^{f_{msr}} \cdot p_{wall}^{f_{msr}} \cdot p_{cel}^{f_{msr}} \cdot p_{LLCPE}^{f_{msr}} \cdot f_{med,Q_{msr}}^{W,CPE}} \quad (2.3)$$

En la ecuación 2.3, se introdujo el factor de perturbación por falta de equilibrio lateral de partícula cargada (LLCPE, por sus siglas en inglés *lack of lateral charged particle equilibrium*), p_{LLCPE} , el cual se define como:

$$p_{LLCPE} \equiv \frac{f_{med,Q}^{w,LLCPE}}{f_{med,Q}^{w,CPE}} = \frac{\left(\frac{D_{w,Q}^f}{D_{med,Q}^f} \right)_{LLCPE}}{\left(\frac{D_{w,Q}^f}{D_{med,Q}^f} \right)_{CPE}} \quad (2.4)$$

El factor p_{LLCPE} , no es más que el cociente de las cantidades que relacionan la dosis en el volumen sensible del detector con la dosis en agua en condiciones fuera (LLCPE) y en equilibrio lateral de partícula cargada (CPE), ya sea para un campo f_{clin} o f_{msr} .

Es importante aclarar el significado de $f_{med,Q}^{w,CPE}$. Conceptualmente, esta cantidad se define cuando el campo *clin* alcanza CPE. Lo anterior se logra cuando el campo *clin* se “abre” hasta un tamaño de campo donde se alcanza CPE, por ejemplo, hasta un tamaño de campo *msr* o *ref* de 10 x 10 cm², por lo que la diferencia entre el campo *clin* y el campo *clin* “abierto” es solo la magnitud del tamaño de campo, el cual se ha demostrado que está fuertemente ligado a la falta de equilibrio lateral de partícula cargada (Li, et al., 1995) (ver Apéndice B sección 7.1.3).

Como también se puede observar en la ecuación 2.3, $f_{med,Q}^{w,CPE}$ introduce un nuevo factor el cual se puede definir como k_{CPE} de la siguiente forma:

$$k_{CPE} \equiv \frac{f_{med,Q}^{w,CPE}}{f_{med,Q}^{w,CPE}} \quad (2.5)$$

El factor k_{CPE} ¹ se llamará factor por calidad del haz debido a que esta cantidad representa el cambio $f_{med,Q}^w$ en función del espectro de energía, ya que tanto el numerador como el denominador se calculan en completo CPE, y el efecto del tamaño de campo no existe (ver Apéndice B sección 7.2).

Finalmente, el factor de corrección detector-específico se puede escribir de acuerdo a sus componentes siguiendo la notación usada por Benmakhlouf (Benmakhlouf, et al., 2014) como:

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = k_{vol} \cdot k_{wall} \cdot k_{cel} \cdot k_{LLCPE} \cdot k_{CPE} \quad (2.6)$$

Donde:

¹ Nota del autor: Sería natural llamar a este factor $k_{Q,Q}$, pero esto llevaría a un conflicto de notación con los protocolos de calibración internacionales, como el IAEA TRS-398.

$$k_{vol} \equiv \frac{p_{vol}^{f_{clin}}}{p_{vol}^{f_{msr}}}$$

$$k_{wall} \equiv \frac{p_{wall}^{f_{clin}}}{p_{wall}^{f_{msr}}}$$

$$k_{cel} \equiv \frac{p_{cel}^{f_{clin}}}{p_{cel}^{f_{msr}}}$$

$$k_{LLCPE} \equiv \frac{p_{LLCPE}^{f_{clin}}}{p_{LLCPE}^{f_{msr}}}$$

La ecuación 2.6 se puede reescribir en una forma más simple como sigue:

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = k_{vol} \cdot k_{encap} \cdot k_{LLCPE} \cdot k_{CPE} \quad (2.7)$$

Donde se pueden identificar las siguientes componentes que determinan la magnitud de los factores de corrección detector-específicos:

- k_{vol} , que cuantifica el cambio de promediado de la dosis absorbida en función del tamaño de volumen sensible del detector y en función del tamaño de campo.
- k_{encap} , que cuantifica el cambio en la fluencia de electrones por la presencia de los materiales que componen el encapsulamiento del medio sensible del detector.
- k_{LLCPE} , que cuantifica el efecto de la falta de equilibrio lateral de partícula cargada en los $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ por cambiar el tamaño de campo.
- k_{CPE} , que cuantifica los cambios en la respuesta del volumen sensible del detector en función de la calidad del haz.

2.1.1. k_{LLCPE} y la falta de equilibrio de partícula cargada

Como se definió en la sección anterior, k_{LLCPE} es:

$$k_{LLCPE} \equiv \frac{p_{LLCPE}^{f_{clin}}}{p_{LLCPE}^{f_{msr}}} \quad (2.8)$$

Pero dado que el campo f_{msr} , por definición, es un campo donde existe CPE entonces:

$$p_{LLCPE}^{f_{msr}} = 1$$

Por lo que, de la ecuación 2.8:

$$k_{LLCPE} \cong p_{LLCPE}^{f_{clin}} \quad (2.9)$$

Esto es, el valor de k_{LLCPE} solo depende directamente del factor de perturbación $p_{LLCPE}^{f_{clin}}$ del campo clínico de tamaño $clin$. Recordando la definición de p_{LLCPE}^f (ecuación 2.4) y que $f_{med,Q}^w$ es el cociente de la dosis en agua entre la dosis en el medio sensible del detector, se tiene que:

$$k_{LLCPE} \equiv \frac{f_{med,Q_{clin}}^{w,LLCPE}}{f_{med,Q_{clin}}^{w,CPE}} = \frac{\left(\frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{med,Q_{clin}}^{f_{clin}}} \right)_{LLCPE}}{\left(\frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{med,Q_{clin}}^{f_{clin}}} \right)_{CPE}} \quad (2.10)$$

Como se puede observar, el factor de perturbación k_{LLCPE} , relaciona los cambios en la dosis entre el agua y el medio sensible del detector en función solamente de la existencia de CPE. A partir de la relación entre kerma de colisión y dosis absorbida (ver Apéndice A secciones 6.3 y 6.5), la ecuación 2.10 se puede escribir de la siguiente forma:

$$k_{LLCPE} = \frac{\left(\frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{med,Q_{clin}}^{f_{clin}}} \right)_{LLCPE}}{\left(\frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{med,Q_{clin}}^{f_{clin}}} \right)_{CPE}} = \frac{(\beta_{LLCPE}^{f_{clin}})_{med}^w \cdot (\Psi_{LLCPE}^{f_{clin}})_{med}^w \cdot \left(\frac{\overline{\mu_{en}}^{f_{clin}}}{\rho_{LLCPE}} \right)_{med}^w}{(\beta_{CPE}^{f_{clin}})_{med}^w \cdot (\Psi_{CPE}^{f_{clin}})_{med}^w \cdot \left(\frac{\overline{\mu_{en}}^{f_{clin}}}{\rho_{CPE}} \right)_{med}^w} \quad (2.11)$$

Donde (en la ecuación 2.11 se usa la notación entre paréntesis con índices arriba y abajo para denotar cociente entre las cantidades (Attix, 1986):

- $(\beta)_{med}^w$, es el cociente de β para el agua y el medio sensible del detector. β es la magnitud usual que relaciona la dosis con el kerma de colisión (ver Apéndice A sección 6.5). Esta magnitud contiene la componente que corresponde a la atenuación (ver Apéndice A sección 6.7), pero fue calculada a la misma profundidad, por lo que β es una medida del grado de equilibrio lateral de partícula cargada (ver Apéndice B sección 7.1.3)

- $(\Psi)_{med}^w$, es la fluencia total de energía (ver Apéndice A sección 6.1.3).
- $\left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho}\right)_{med}^w$, es el cociente de los coeficientes másicos de absorción de energía para agua y el medio sensible del detector.

Por lo tanto, se tiene la siguiente expresión final para k_{LLCPE} tomando en cuenta que por definición $(\beta_{CPE}^{f_{clin}})_{med}^w = 1$,

$$k_{LLCPE} = (\beta_{LLCPE}^{f_{clin}})_{med}^w \frac{(\Psi_{LLCPE}^{f_{clin}})_{med}^w \cdot \left(\frac{\overline{\mu_{en}}^{f_{clin}}}{\rho_{LLCPE}}\right)_{med}^w}{(\Psi_{CPE}^{f_{clin}})_{med}^w \cdot \left(\frac{\overline{\mu_{en}}^{f_{clin}}}{\rho_{CPE}}\right)_{med}^w} \quad (2.12)$$

El resultado anterior, alude a que k_{LLCPE} precisamente describe el efecto de la falta de equilibrio lateral de partícula cargada en $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$.

2.1.2. k_{CPE} y el efecto de la calidad del haz

Siguiendo la misma metodología que en la sección anterior, se puede encontrar una expresión equivalente para k_{CPE} . Recordando la definición de k_{CPE} :

$$k_{CPE} = \left(\frac{f_{med, Q_{clin}}^w}{f_{med, Q_{msr}}^w}\right)_{CPE} = \frac{\left(\frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{med, Q_{clin}}^{f_{clin}}}\right)_{CPE}}{\left(\frac{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}}{D_{med, Q_{msr}}^{f_{msr}}}\right)_{CPE}} \quad (2.13)$$

Y dado que hay CPE, se llega a lo siguiente

$$k_{CPE} = \frac{(\Psi_{CPE}^{f_{clin}})_{med}^w \left(\frac{\overline{\mu_{en}}^{f_{clin}}}{\rho_{CPE}}\right)_{med}^w}{(\Psi_{CPE}^{f_{msr}})_{med}^w \left(\frac{\overline{\mu_{en}}^{f_{msr}}}{\rho_{CPE}}\right)_{med}^w} \quad (2.14)$$

En este caso, se tienen dos campos en CPE por lo que el efecto de la LLCPE no existe. Sin embargo, se está comparando la respuesta del medio sensible del detector, en dos campos diferentes, f_{clin} y f_{msr} diferenciados totalmente y solamente por el espectro asociado a cada campo. De ahí que en el presente trabajo definamos k_{CPE} como el factor asociado a la calidad del haz.

Ya que se tiene CPE, se pueden aplicar las teorías de cavidades de Bragg-Gray y de Spencer-Attix (ver Apéndice A secciones 6.8.1 y 6.8.2), por lo que la ecuación 2.13 queda:

$$k_{CPE} = \frac{(s^{f_{clin}})_{med}^w}{(s^{f_{msr}})_{med}^w} \quad (2.15)$$

Donde $(s)_{med}^w$ es el cociente de los poderes máxicos de frenado restringidos del agua y del medio sensible del detector (ver Apéndice A sección 6.8.2). Es por tal motivo que el factor k_{CPE} se compara con este cociente reportado de la literatura.

2.2. Simulación Monte Carlo

En la presente sección se describirá la metodología para calcular los factores k_{LLCPE} y k_{CPE} . Estos factores se calcularán por medio de una simulación Monte Carlo del transporte de radiación en la materia utilizando los códigos de acceso público *DOSRZnrc* y *BEAMnrc* (Rogers, et al., 1995). Para ello, se usaron los resultados previamente validados del modelado de un acelerador lineal de uso médico Novalis® (BrainLAB, Alemania) (Lárraga Gutiérrez, et al., 2015). Se emplearon los espectros de fotones de espacios fase previamente calculados de fotones correspondientes a tamaños de campo de 0.5 x 0.5, 1.0 x 1.0, 2.0 x 2.0 y 10 x 10 cm² (se escogió el campo de tamaño 10 x 10 cm² como f_{msr}) formados con los colimadores secundarios (quijadas), y con ellos se calcularon la dosis en agua y la dosis en el medio sensible del detector (aire y/o silicio) que permitieron calcular los factores k_{vol} , k_{wall} , k_{cel} , k_{LLCPE} y k_{CPE} . Los detectores modelados, los cuales corresponden a modelos **generales** de detectores comercialmente disponibles, fueron dos tipos de cámaras de ionización y un detector de silicio de alta resolución. Los resultados obtenidos se compararon, cuando fue aplicable, con datos reportados en la literatura.

2.2.1. Modelo del acelerador lineal Novalis®

El acelerador lineal Novalis® (BrainLAB, Alemania) es un acelerador lineal que genera fotones de frenado con una energía nominal de 6 MV con una distancia fuente-isocentro (SAD, *source to axis distance*, por sus siglas en inglés) de 100 cm. El acelerador estudiado es propiedad del Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía (<http://www.innn.salud.gob.mx>), y tiene incorporado un colimador micro-multilaminar que puede formar un tamaño máximo de campo de 10 x 10 cm². Este acelerador lineal está diseñado para aplicar tratamientos de radiocirugía y radioterapia estereotáxica, por lo que, en promedio se utilizan tamaños de campo entre 3 x 3

cm^2 y $0.4 \times 0.4 \text{ cm}^2$ con dosis administradas que pueden alcanzar los 90 Gy ³. Para realizar los cálculos por simulación Monte Carlo del presente trabajo, se utilizó un modelo previamente validado del acelerador lineal (Lárraga Gutiérrez, et al., 2015).

Como el objetivo de este trabajo es determinar el impacto de la falta de CPE y de diferencias en la calidad de haz en la magnitud de los factores de corrección detector-específico, se consideró innecesario realizar la simulación completa del acelerador, lo que se refleja en tiempos más cortos de simulación. Del modelo del acelerador lineal, se obtuvieron solamente los espectros de energía de fotones para los siguientes tamaños de campo: 10×10 , 2.0×2.0 , 1.0×1.0 y $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Los espectros de energía están calculados a la salida del acelerador lineal determinada por la frontera de los colimadores secundarios (quijadas), ver la Figura 2-1a. Con estos espectros de energía, se modeló el acelerador lineal como una fuente puntual la cual proyecta un tamaño de campo f (de radio r_{eq}) a 100 cm , ver la Figura 2-1b.

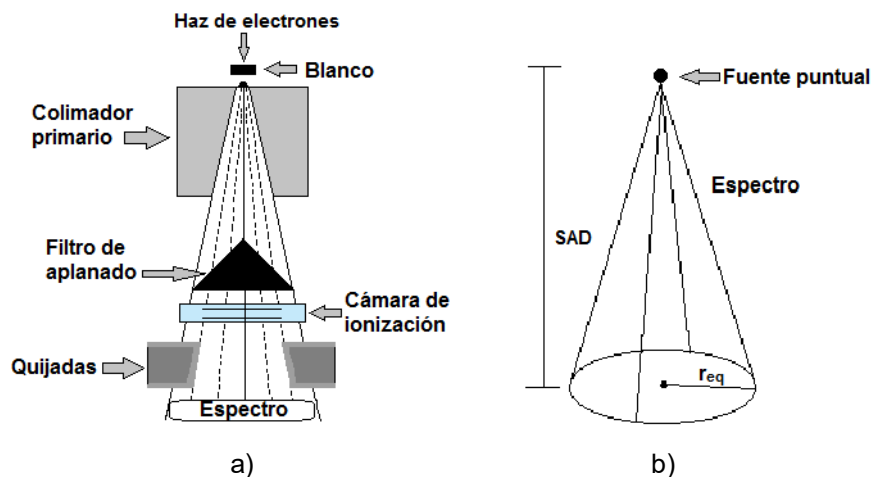


Figura 2-1: a) Los espectros de fotones de 6 MV de energía correspondientes a tamaños de campo de 10×10 , 2.0×2.0 , 1.0×1.0 y $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ fueron calculados a la salida del acelerador, generados desde el código Beamnrc que calcula la fluencia de fotones a partir de los espacio fase del acelerador lineal Novalis® (BrainLAB, Alemania). b) Modelo del acelerador lineal como una fuente puntual. En la sección 2.2.2 se muestran los detalles de la geometría de irradiación.

La Figura 2-2 muestra la fluencia espectral de fotones de energía nominal de 6 MV para los diferentes tamaños de campo generados de los espacio fase del acelerador lineal. Los espectros de fluencia para cada tamaño de campo se normalizaron de manera que el área bajo la curva fuera igual a la unidad. La principal característica es el aumento en la componente de

² Esta información de acuerdo a los reportes periódicos de la Unidad de Radioneurocirugía del INNN.

³ Esta dosis corresponde al caso de los tratamientos de neuralgia del trigémino con radiocirugía.

baja energía, es decir, energías de fotones inferiores a 1 MeV, para el tamaño de campo más grande ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) debido al mayor volumen de dispersión (del maniquí y del cabezal).

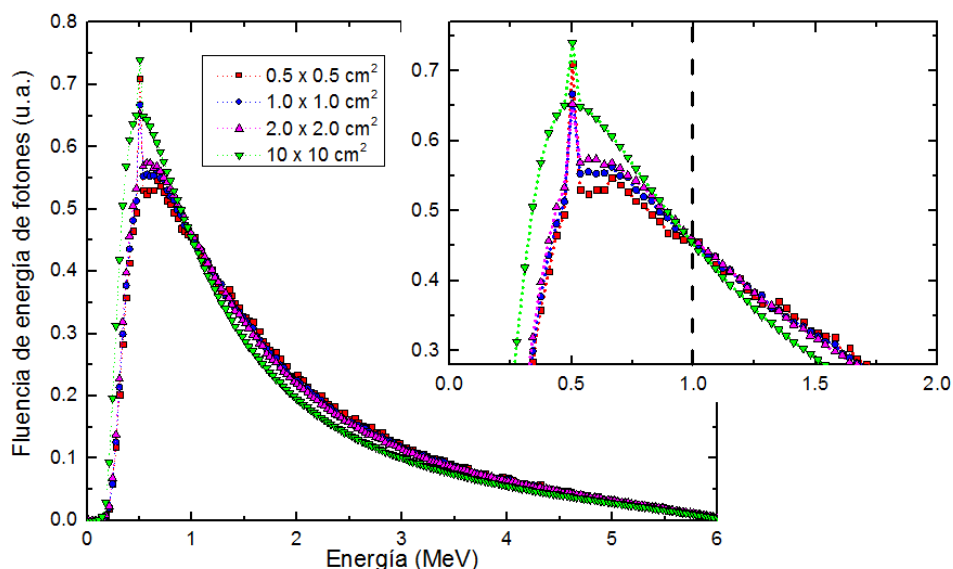


Figura 2-2: Espectros de radiación por los tamaños de campo pequeños utilizados en esta tesis (también se muestra el campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$). La imagen de la derecha es un acercamiento a la zona de bajas energías. La línea vertical discontinua indica la región de baja energía de 1.0 MeV.

En la Tabla 2-1 se muestran algunas propiedades relevantes de los espectros de energía de fotones para cada tamaño de campo. Los valores de la energía promedio para fotones y electrones, y el alcance CSDA (ver Apéndice A sección 6.5) de los electrones se tomaron de (Lárraga Gutiérrez, 2015) Dichos valores se calcularon usando el código *FLURZnrc* (Rogers, et al., 1995), a 10 cm de profundidad en agua líquida (en un maniquí de agua de $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$), en una región sobre el eje central del haz cuyas dimensiones fueron 2 mm de radio y 0.5 mm de espesor. La energía promedio de los fotones es casi la misma.

Tamaño de campo (cm^2)	Energía Promedio de fotones (MeV)	Energía Promedio de electrones (MeV)	Alcance promedio CSDA (cm)
0.5 x 0.5	$1.92 \pm 0.3\%$	$1.20 \pm 0.3\%$	0.54
1.0 x 1.0	$1.88 \pm 0.2\%$	$1.15 \pm 0.2\%$	0.52
2.0 x 2.0	$1.80 \pm 0.1\%$	$1.13 \pm 0.2\%$	0.51

Tabla 2-1: Energía promedio de los espectros de fotones y electrones en función del tamaño de campo; además el alcance promedio de electrones en agua. Tabla tomada de (Lárraga Gutiérrez, 2015).

La Figura 2-3 muestra el valor de β en función del tamaño de campo para los tamaños de campo simulados y para tres materiales distintos: agua y dos comúnmente usados en la región sensible de los detectores de radiación para campos pequeños (aire y silicio). Dicho valor se calculó con el código *DOSRZnrc* (Rogers, et al., 1995) a una profundidad de referencia de 10

cm en un maniquí cilíndrico de 15 cm de radio y 30 cm de altura (ver Figura 2-5), en una región sobre el eje central del haz cuyas dimensiones fueron 0.5 mm de espesor y $r_{eq}/4$ cm de radio (ver sección 2.2.2).

Este cálculo de β fue de particular importancia porque permitió la determinación del tamaño mínimo del campo donde existe el equilibrio lateral de partícula cargada (LLCPE) (ver Apéndice B sección 7.1.3). Obsérvese que el LLCPE puede lograrse para un tamaño de campo de 2×2 cm² en agua y aire, pero no en silicio. También se observa que el valor de β para campos pequeños es menor que la unidad (contrario al resultado que se tiene en el Apéndice A sección 6.7, esto debido a que los electrones depositan su energía a una distancia más lejos de donde fueron generados ($K_{col} > D$). El campo es tan pequeño que a todas profundidades del maniquí se tiene LLCPE (aunque si se alcance TCPE después de la profundidad de dosis máxima ya que β es constante a partir de ese punto) (ver Apéndice B sección 7.5.2), en cambio en campos convencionales a partir de la profundidad de dosis máxima el LLCPE ya no existe y se tiene TCPE ($K_{col} < D$).

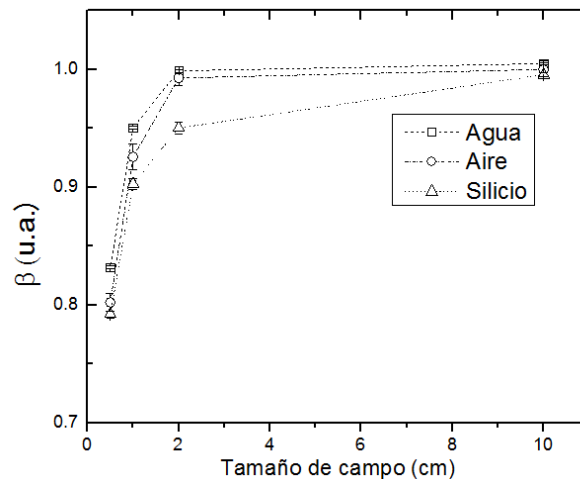


Figura 2-3: Valor de β a una profundidad de 10 cm en función del tamaño de campo para el haz de fotones de 6 MV.

2.2.1. Modelado de los detectores

Para calcular los factores que componen a $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la ecuación 2.6, se simuló las geometrías de tres tipos de detectores; dos cámaras de ionización (*IBA CC01* y *PinPoint 31014*) y un detector de estado sólido (*IBA SFD*), comúnmente utilizados en dosimetría de campos pequeños. Los modelos de los detectores se realizaron en coordenadas cilíndricas

debido a que el código que se utilizó para el cálculo de la dosis fue *DOSRZnrc*. Dicho código forma parte de la distribución *EGSnrc* y está diseñado para realizar cálculos de dosis en coordenadas cilíndricas. En la Tabla 2-2 se muestran las características principales de estos detectores, cuya información fue obtenida de los sitios web de los fabricantes (IBA Dosimetry, 2011) (PTW Freiburg, 2013). En la Figura 2-4 se muestra la geometría y los materiales empleados para los detectores simulados, además de una fotografía del detector. Se usaron geometrías cilíndricas equivalentes para las cámaras de ionización.

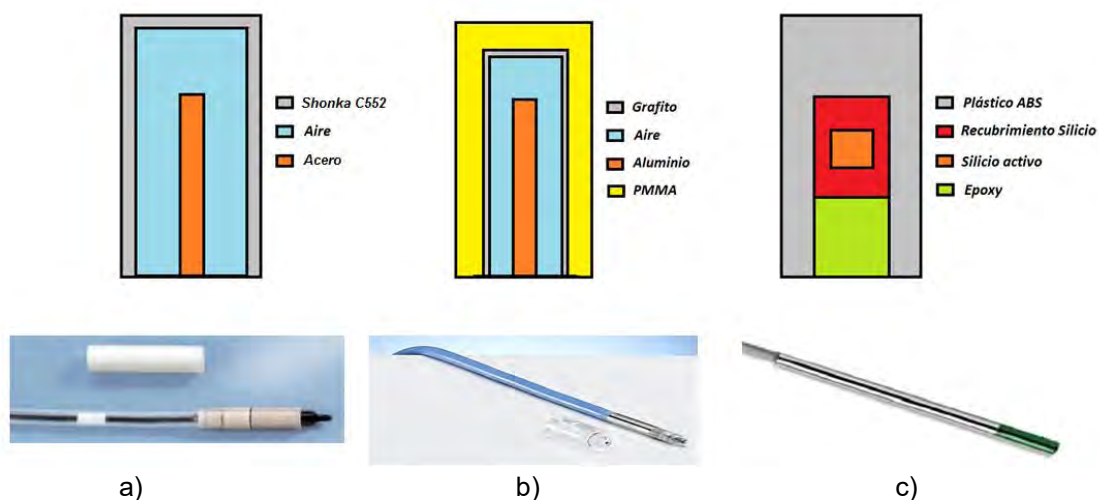


Figura 2-4: Geometrías de los materiales de los detectores empleados para estudiar las componentes del factor de corrección detector-específico. Los dibujos no están a escala, solo es un apoyo de visualización para realizar las simulaciones Monte Carlo. a) IBA CC01 (imagen tomada de (IBA Dosimetry, 2011)) b) PinPoint 31014 (imagen tomada de (PTW Freiburg, 2013)) y c) IBA SFD (imagen tomada de (IBA Dosimetry, 2011)).

Fabricante	Modelo	Tipo	Material sensible	Radio material activo (mm)	Longitud material activo (mm)	Paredes (mm)	Electrodo (mm)	Volumen sensible (mm ³)
IBA-Dosimetry	CC01	Cámara de ionización	Aire	1	3.6	Shonka C552 0.5	Acero. Diámetro 0.3 Longitud 3.5	10
PTW-Freiburg	T31014	Cámara de ionización	Aire	1	5	PMMA 0.57 Grafito 0.09	Aluminio. Diámetro 0.35 Longitud 2.52	15
IBA-Dosimetry	SFD	Diodo estereotáctico	Silicio	0.3	0.06	Plástico ABS 1.5	No aplica	0.017

Tabla 2-2: Características principales de los detectores empleados para estudiar las componentes del factor de corrección detector-específico.

En la presente tesis, algunos de los detectores tienen regiones activas con volúmenes con órdenes de magnitud hasta 10^{-5} cm^3 , lo que resulta que los cálculos fueron extremadamente largos para llegar a la incertidumbre deseada de la dosis ($< 1\%$).

2.2.2. Geometría de irradiación

Las simulaciones se llevaron a cabo en un maniquí cilíndrico de agua de 15 cm de radio y 30 cm de altura (ver Figura 2-5). Los detectores se colocaron a una profundidad de referencia de 10 cm orientados paralelamente con respecto al eje central del haz. Esta orientación se eligió para ser coherente con otros autores. Se utilizaron las dimensiones del electrodo (en el caso de las cámaras de ionización), las paredes y el medio sensible mencionadas en la Tabla 2-2. En el código *DOSRZnrc* se simula el paso de un electrón o de un haz de fotones en una geometría cilíndrica finita y recta. La dosis se determina en volúmenes con forma de anillos concéntricos de radio r y altura z , de tal forma que en el programa el tamaño de campo se debe registrar en un campo circular. Un campo cuadrado es equivalente a un campo circular si ambos tienen la misma área (Rogers, 2014). Hay que notar que la regla $4A / p$ (se busca el campo cuadrado con la misma proporción de área a perímetro) no funciona para campos circulares (Rogers, 2014). La ecuación 2.16 convierte el campo cuadrado en el radio (r_{eq}) del campo circular que forman los colimadores:

$$r_{eq} = \sqrt{\frac{A}{\pi}} \quad (2.16)$$

Donde A es el área del campo cuadrado.

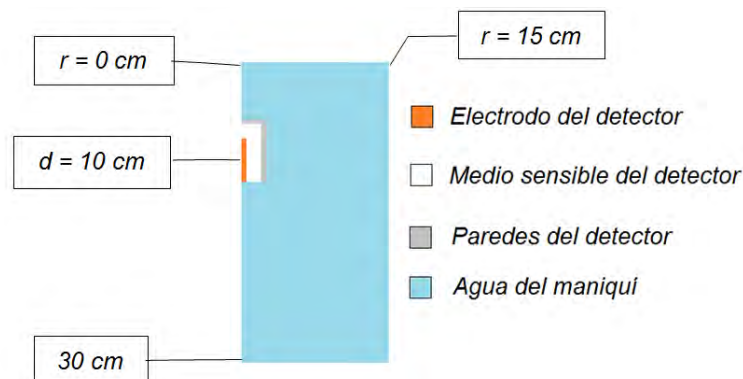


Figura 2-5: Corte transversal en el eje central del maniquí cilíndrico de agua donde se muestra la geometría en donde se realizaron las simulaciones Monte Carlo (el dibujo no está a escala, solo es un apoyo de visualización).

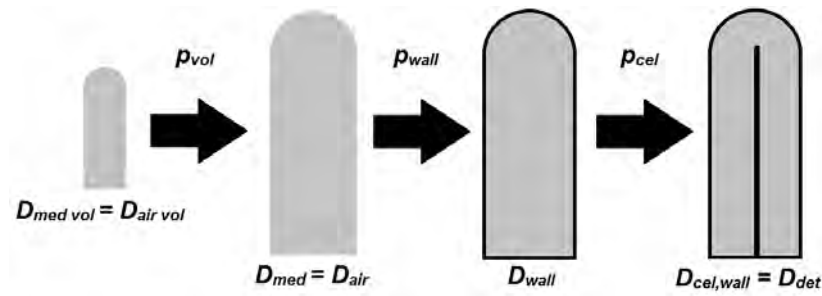
En la Tabla 2-3 se muestran los tamaños de campo utilizados en las simulaciones Monte Carlo con sus respectivos tamaños de campo de radio equivalente. En todos los casos la fuente fue modelada como una fuente puntual con intensidad uniforme y con una distancia fuente-isocentro de 100 cm. Las energías de corte de transporte para electrones y fotones fueron fijadas a: $ECUT = 0.521 \text{ MeV}$ y $PCUT = 0.001 \text{ MeV}$, respectivamente. La magnitud de $ECUT$ y $PCUT$ se seleccionó de acuerdo con los valores informados en la literatura para el cálculo de los factores de corrección detector-específicos y de dosis absorbida (Benmakhlouf, et al., 2014) (Czarnecki & Zink, 2013) (Lárraga Gutiérrez, 2015). Además, Lárraga no observó influencia alguna en el cálculo de los factores de corrección detector-específicos cuando se utilizaron valores de $ECUT$ entre $0.512 - 0.521 \text{ MeV}$ y $PCUT$ entre $0.001 - 0.015 \text{ MeV}$ (Lárraga Gutiérrez, 2015). Se encontró que las fluctuaciones estadísticas fueron inferiores al 0.2%. El número de historias se estableció con el fin de lograr una incertidumbre estadística de menos de 1%.

Energía (MV)	Tamaño nominal de campo (cm ²)	Radio del campo r_{eq} (cm)
6	0.5 x 0.5	0.282
	1.0 x 1.0	0.564
	2.0 x 2.0	1.128
	10 x 10	5.642

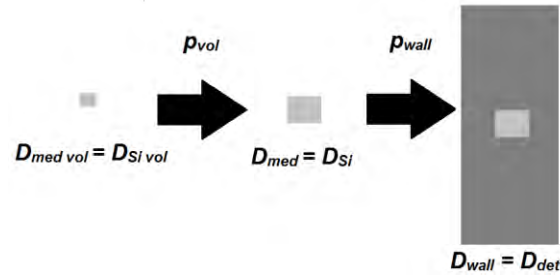
Tabla 2-3: Equivalencia entre campos cuadrados y campos circulares.

2.2.3. Cálculo de los factores de perturbación

Cada factor de perturbación está representado por una relación de dosis absorbidas, calculadas en dos geometrías de simulación diferentes cuya diferencia causa el efecto en cuestión. La Figura 2-6 ilustra el procedimiento seguido. Estos factores de perturbación se calculan para cada tamaño de campo mostrado de la Tabla 2-3. Se empezó por calcular la dosis en el medio sensible del detector con el radio activo disminuido al 50% de su tamaño original inmerso en el maniquí de agua ($D_{med \text{ point}}$), después se calculó la dosis en el medio sensible del detector con su tamaño original (D_{med}), luego se agregaron las paredes de los detectores que rodean al medio sensible (D_{wall}) y por último se agregó el electrodo central, solo en el caso de las cámaras de ionización ($D_{cel,wall} = D_{det}$) (ver Figura 2-6). Los factores de perturbación se definen como sigue (Bouchard, et al., 2009):



a)



b)

Figura 2-6: Proceso de composición del detector para determinar las componentes del factor de corrección detector-específico. a) Cámara de ionización. b) Detector de estado sólido.

$$p_{vol} \equiv \frac{D_{med\ point}}{D_{med}}$$

$$p_{wall} \equiv \frac{D_{med}}{D_{wall}}$$

$$p_{cel} \equiv \frac{D_{wall}}{D_{cel,wall}}$$

Donde:

- $D_{cel,wall}$ o D_{det} es la dosis absorbida en el medio, rodeado por las paredes del detector y con el electrodo central.
- D_{wall} o D_{det} (en el caso del silicio) es la dosis absorbida en el medio, rodeado por las paredes del detector, sin el electrodo central.
- D_{med} es la dosis absorbida en el medio, sin las paredes del detector ni el electrodo central, de igual tamaño que el volumen activo de los detectores (ver Tabla 2-2).
- $D_{med\ point}$ es la dosis absorbida en el medio, donde su volumen original esta reducido 50%.

Estas ecuaciones cuantifican cada factor de perturbación individualmente. La conversión adaptada aquí corresponde a las definiciones utilizadas en (Bouchard, et al., 2009).

El concepto de determinar la dosis absorbida en un punto ($D_{med\ point}$) es puramente matemático, ya que se necesita ser un volumen finito para permitir el depósito de energía. Por tal motivo se disminuye el volumen activo del detector a 50% de su tamaño original.

Con el fin de obtener una conversión consistente de $F_{det,Q}^w$ (ver sección 2.1) el producto de todos los factores de perturbación debe ser igual a la relación de la dosis absorbida en el agua a la dosis absorbida en el detector. Si se sustituyen las cantidades de los factores de perturbación p_{vol} , p_{wall} , p_{cel} y la función $f_{med,Q}^w$ para los campos f_{clin} y f_{msr} en la ecuación 2.2, y eliminando términos, se llega a:

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{\left(\frac{D_w}{D_{det}}\right)_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{\left(\frac{D_w}{D_{det}}\right)_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (2.17)$$

Recuperando el resultado de la ecuación 1.5 del Capítulo 1 del nuevo formalismo propuesto para los factores de corrección detector-específicos (Alfonso, et al., 2008).

Para medir el cambio que tienen **cada uno** de los factores de perturbación (k_x) en los campos *clin* (campos pequeños) con respecto al campo de referencia *msr*, las diferencias porcentuales o también llamadas diferencias relativas locales se calcularon como sigue:

$$\Delta(\%) = [k_x(f_{clin}) - k_x(f_{msr})] \cdot 100\% = [k_x(f_{clin}) - 1] \cdot 100\%$$

3. Resultados

A continuación, se presentan los resultados de los cálculos de los factores de perturbación por falta de equilibrio lateral de partícula cargada y por calidad del haz, y su impacto en la magnitud de los factores de corrección detector-específicos, así como los factores de perturbación relacionados con el detector mismo.

3.1. Componentes de $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$

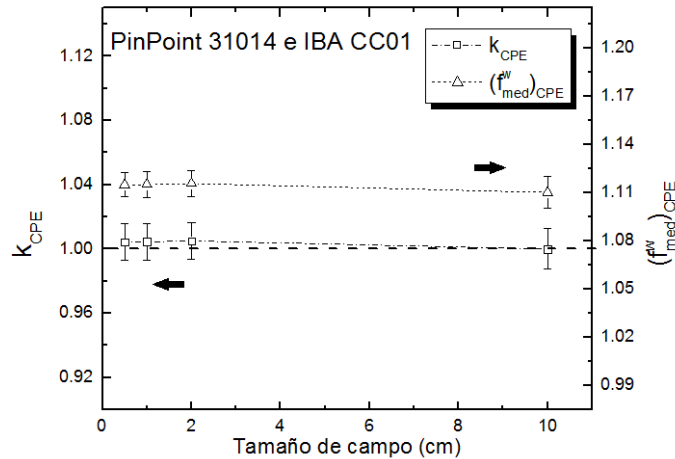
Como se mostró en la sección 2.1, se obtuvieron los componentes de los factores de corrección detector-específicos para las cámaras de ionización PinPoint 31014 e IBA CC01 y para el diodo IBA SFD de los espectros estudiados en esta tesis. Las incertidumbres reportadas corresponden a cada una de las cantidades asociadas presentadas en la sección 2.2.3 y se obtuvieron utilizando la ley de propagación de errores a partir de las incertidumbres estadísticas de los resultados de las simulaciones Monte Carlo. Con fines de complementar el análisis, también se muestran en las gráficas los factores de perturbación p_x y $f_{med,Q}^{w,CPE}$ sin normalizar. Las líneas punteadas que se ajustan a los datos están destinadas para fines visuales.

3.1.1. Función $(f_{med}^w)_{CPE}$ y el factor k_{CPE} por efecto de la calidad del haz

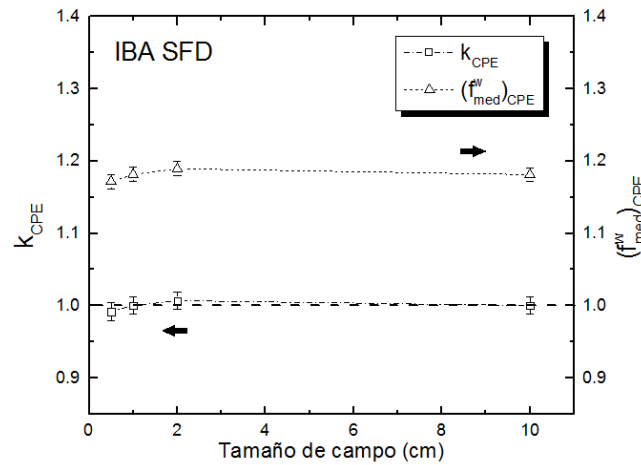
En las Figura 3-1 a) y b) se muestra la función que convierte la dosis en el medio (aire o silicio) desnudo a dosis en agua en equilibrio de partícula cargada (CPE) para las cámaras de ionización PinPoint 31014 e IBA CC01 y para el diodo IBA SFD, respectivamente.

Se observa en la Figura 3-1a y Figura 3-1b que la función $(f_{med}^w)_{CPE}$ y por lo tanto el factor de corrección por calidad de haz k_{CPE} se mantienen constantes en función del tamaño de campo, con diferencias porcentuales en el campo más pequeño con respecto al campo de referencia de + 0.4% para las cámaras de ionización y de - 0.8% para el diodo.

Los cambios en la respuesta de los medios sensibles de ambos detectores son débiles al cambiar la calidad de haz, por lo que la diferencia espectral de los campos f_{clin} y f_{msr} no tiene gran impacto (ver Figura 2-2) en este factor de perturbación.



a)



b)

Figura 3-1: Factor de corrección en equilibrio de partícula cargada en función del tamaño de campo. a) Cámaras de ionización. b) Diodo IBA SFD.

3.1.2. Perturbación producida por la falta de equilibrio lateral de partícula cargada: k_{LLCPE}

Se observa en la Figura 3-2 que el efecto de falta de equilibrio lateral de partícula cargada no es constante en función del tamaño de campo. Los factores k_{LLCPE} calculados para las dos cámaras de ionización y el diodo muestran una diferencia significativa para el campo de tamaño más pequeño. La corrección para las cámaras de ionización es mayor que la unidad y disminuye conforme el tamaño de campo crece, alcanzando + 7.3% para el campo más pequeño. Disminuir el tamaño de campo reduce el equilibrio de partícula cargada en el aire a un grado mayor que en el agua, esto quiere decir que las cámaras subestiman la dosis absorbida debido al desequilibrio lateral de partícula cargada (el alcance de los electrones en aire es mayor que en el agua (Technology, 1998)) (ver sección 7.1.3 del Apéndice B).

De la Figura 3-2b se puede observar que el factor k_{LLCPE} calculado para el detectores de silicio es constante (dentro de sus incertidumbres asociadas) para tamaños de campo de 1.0×1.0 a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y es mayor que la unidad (hasta + 0.8%). Mientras que el valor de k_{LLCPE} calculado para el tamaño de campo de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ muestra un cambio más pequeño (- 3.1%) que en las cámaras de ionización (+ 7.3%). Disminuir el tamaño de campo reduce el equilibrio de partícula cargada en el agua a un grado mayor que en el silicio. Los diodos sobreestiman la dosis absorbida debido a que el alcance de los electrones en silicio es menor que en el agua (Technology, 1998), dando lugar a una respuesta excesiva del detector para tamaños de campo pequeños.

Por otro lado, en k_{LLCPE} no se puede aplicar teoría de cavidades como con k_{CPE} ya que no existe equilibrio lateral de partícula cargada. Como ya se explicó en la sección 2.1.1 que $k_{LLCPE} \cong p_{LLCPE}^{f_{clin}}$, solo se graficó el factor de perturbación k_{LLCPE} , esto para no saturar la gráfica innecesariamente.

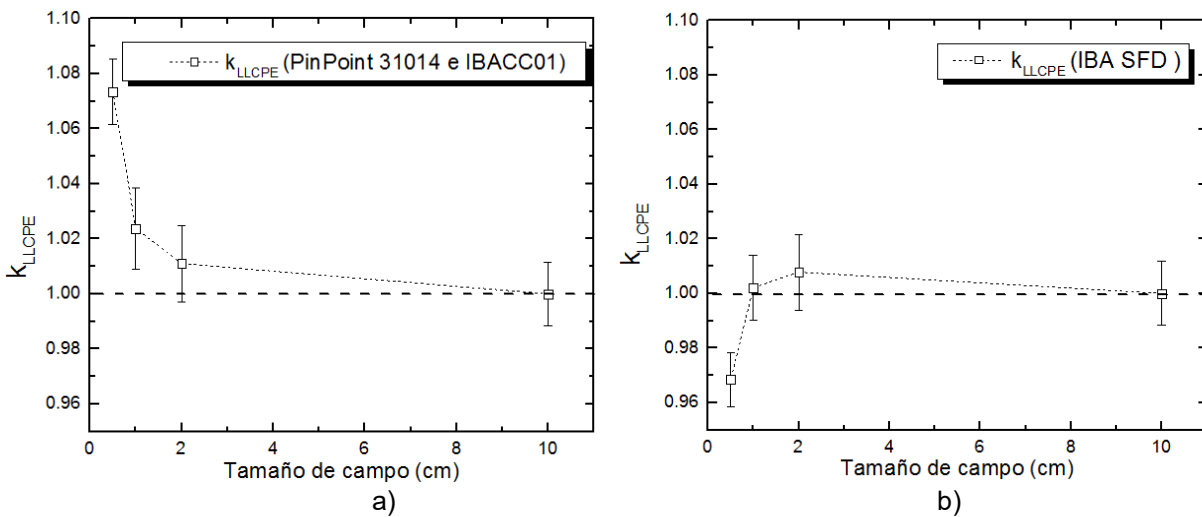


Figura 3-2: Factor de corrección en desequilibrio de partícula cargada en función del tamaño de campo. a) Cámaras de ionización. b) Diodo IBA SFD.

3.1.3. Perturbación producida por la pared del detector y por el electrodo central: k_{wall} y k_{cel}

En el caso de las cámaras de ionización es importante cuantificar la perturbación producida por las paredes de los detectores y por el electrodo central, ya que hay electrones que no solo provienen por interacción con el medio, sino también generados en la pared del detector. Además de que la perturbación producida por el electrodo central se traduce en un incremento de la dosis absorbida respecto a la que se obtendría en una cavidad ideal de aire.

En la Figura 3-3 el factor de perturbación debida a la presencia de las paredes y el electrodo central en el campo más pequeño de la cámara de ionización PinPoint 31014 e IBA CC01 difiere de las condiciones de referencia en - 3.2% y - 6.3%, respectivamente, por debajo de la unidad. Mientras que para el diodo IBA SFD difiere en + 1.2%, por encima de la unidad (ver Figura 3-4). En general, la presencia del electrodo central en cámaras de ionización aumenta la respuesta en la dosis absorbida ya que la interacción de los fotones que inciden sobre el electrodo central producen partículas cargadas adicionales que atraviesan la cavidad (Bouchard, et al., 2009).

Se observa mayor perturbación $k_{wall}k_{cel}$ en la cámara de ionización IBA CC01 que en la PinPoint 31014. Esto puede ser debido al material de número atómico alto ($Z_{Fe} = 26$) del electrodo de la cámara IBA CC01, el cual está diseñado para aumentar el número de partículas cargadas que atraviesan la cavidad, lo que compensa la falta de sensibilidad inducida por el volumen pequeño de la cámara. Una consecuencia de este diseño es que la fracción de partículas cargadas creadas en el electrodo central al número total de partículas cargadas que atraviesan la cavidad es considerablemente más alta que para la cámara PinPoint 31014, que está hecho de aluminio ($Z_{Al} = 13$). Además, el número atómico efectivo del material de la pared de la cámara IBA CC01 es mayor ($Z_{Shonka} = 8$) que los de la cámara PinPoint 31014 ($Z_{PMMA} = 7$ y $Z_C = 6$). Trabajo anteriores han demostrado que la perturbación causada por los electrodos de número atómico alto no es despreciable y puede explicar las diferencias encontradas entre estas cámaras de ionización (Bouchard, et al., 2009).

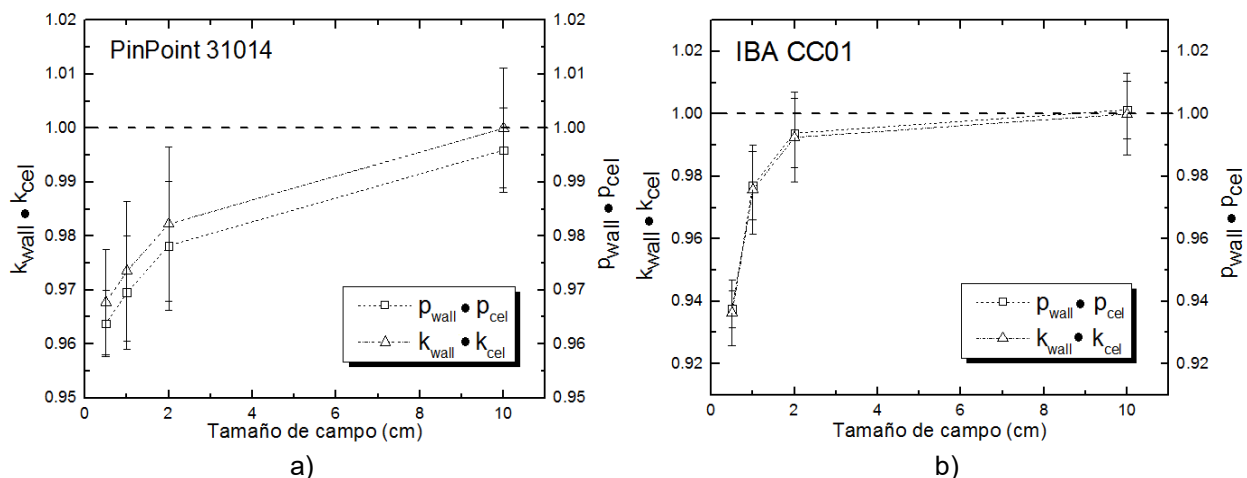


Figura 3-3: Perturbación producida por las paredes y el electrodo central de las cámaras de ionización en función del tamaño de campo. Se separaron las gráficas para mejor visualización. a) Cámara de ionización PinPoint 31014. b) Cámara de ionización IBA CC01.

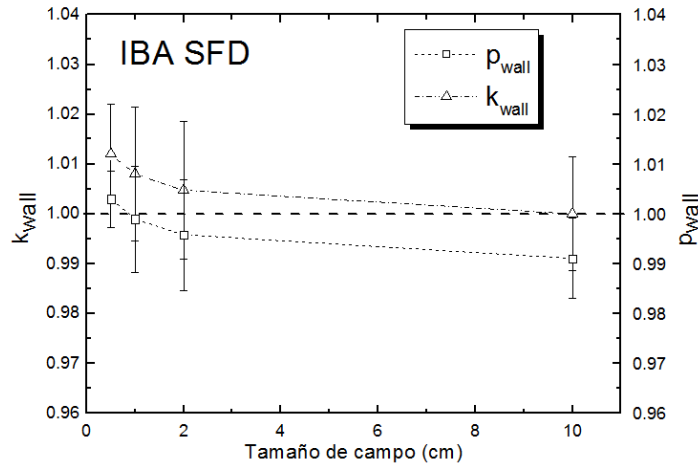


Figura 3-4: Perturbación producida por las paredes del diodo en función del tamaño de campo.

3.1.4. Perturbación producida por el cambio en el tamaño del volumen del medio sensible: k_{vol}

Este efecto está relacionado con el hecho de que todos los detectores presentan un tamaño finito, no puntual. Esto da lugar a un promediado de la señal y a un incremento aparente de la penumbra del haz (ver Apéndice B sección 0). Como es bien conocido, un detector produce una señal proporcional a la dosis media absorbida sobre todo su volumen sensible (promediado de la señal en el volumen) y esto es proporcional a la fluencia de electrones que cruza dicho volumen. Si el haz es más pequeño que el tamaño de detector y las trayectorias de los electrones sólo atraviesan una porción del volumen sensible, la señal del detector se promediará incorrectamente sobre el volumen. Este efecto se intensifica para campos pequeños en los cuales el alcance máximo de los electrones es del orden de las dimensiones del campo o mayor. Lo habitual en campos convencionales es el uso de cámaras de ionización *Farmer* cuyas dimensiones pueden resultar excesivas para tamaños de campo pequeños.

En la Figura 3-5a se observa que las cámaras de ionización muestran una dependencia importante al cambio de volumen del medio sensible, con diferencias porcentuales respecto al campo de referencia de + 3.5% para la cámara PinPoint 31014 y + 3.0% para la cámara IBA CC01. Como era de esperarse debido a su menor volumen, la cámara IBA CC01 requiere menor corrección k_{vol} . En cambio, en la Figura 3-5b se muestra que el diodo IBA SFD no se ve afectado por el cambio de volumen en el medio sensible ya que k_{vol} permanece constante (dentro de sus incertidumbres asociadas) en función del tamaño de campo y con tan solo -

0.3% de diferencia porcentual como máximo, por lo que es adecuado usar un detector de estado sólido en dosimetría de campos pequeños.

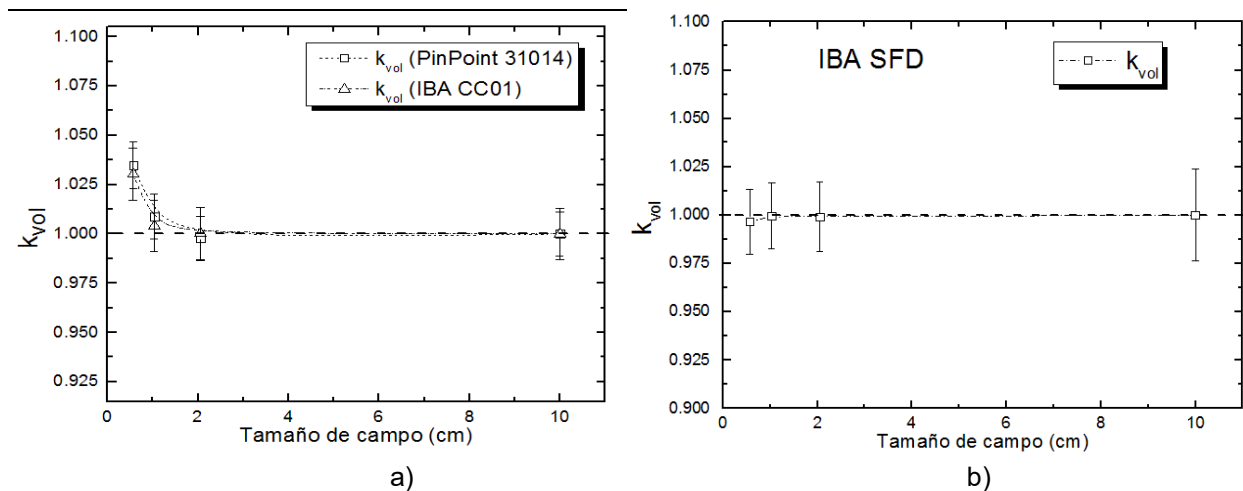


Figura 3-5: Perturbación producida por el cambio en el tamaño del volumen del medio donde se mide la dosis absorbida en función del tamaño de campo. a) Cámaras de ionización. b) Diodo IBA SFD.

3.1.5. Comparación con literatura

Los resultados de esta tesis se compararon con los resultados de los siguientes autores que también han estudiado los factores de perturbación que componen a $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$: (Benmakhlouf, et al., 2014), (Czarnecki & Zink, 2013), (Lárraga Gutiérrez, 2015) y (Lárraga Gutiérrez, et al., 2015). La comparación directa de los resultados obtenidos en este trabajo con los reportados en la literatura es una tarea difícil debido a la variedad de aceleradores lineales, configuraciones experimentales, campos de referencia específicos de la máquina utilizados y los detectores empleados.

Como ya se mencionó en la sección 2.1.2, el factor k_{CPE} alude al factor de corrección por las diferencias en la calidad del haz ya que se está en equilibrio de partícula cargada. Si se usa la teoría de cavidades de Bragg-Gray (ver Apéndice A sección 6.8.1) existe una relación con el cociente de los poderes másicos de frenado restringidos para agua y aire, como la que se tiene en la ecuación 7.11 del Apéndice B para haces convencionales. Observando la Figura 3-6 se tiene que para las cámaras de ionización $k_{CPE} \cong s_{air}^w$ con una diferencia porcentual máxima de 0.5% con respecto al valor de s_{air}^w .

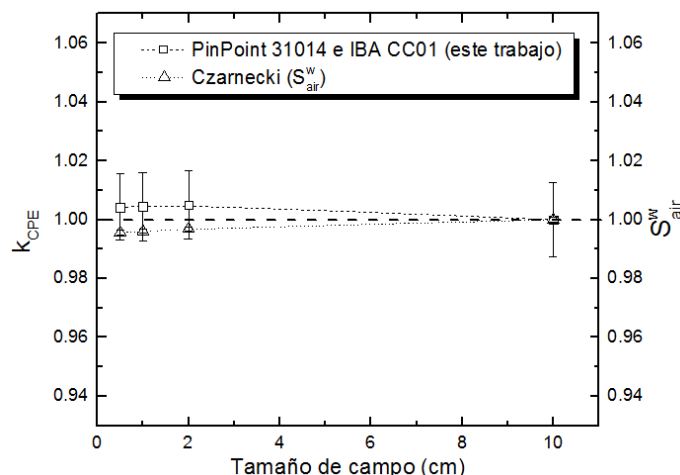


Figura 3-6: Factor k_{CPE} (cuadrados) con el cociente de poderes másicos de frenado restringidos agua-aire (triángulos) publicados por (Czarnecki & Zink, 2013) calculados por simulación Monte Carlo, en función del tamaño de campo. Los poderes másicos de frenado restringidos agua-aire están normalizados con el campo de referencia $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Los resultados presentados por (Czarnecki & Zink, 2013) y (Lárraga Gutiérrez, et al., 2015) muestran que el cambio en los cocientes de poderes másicos de frenado son insignificantes para el aire e incluso para el silicio (ver Figura 3-7) en función del tamaño de campo. Sin embargo, la Figura 2-2 del Capítulo 2 muestra que hay una diferencia observable en los espectros de fotones entre haces de tamaño de campo pequeños y convencionales. El cambio en los espectros del haz de fotones puede tener un impacto en la magnitud de los coeficientes másicos de absorción de energía entre haces pequeños y convencionales, y se espera que afecte principalmente a los detectores de estado sólido (Lárraga Gutiérrez, 2015). Czarnecki ha reportado que el cambio en los coeficientes másicos de absorción de energía puede ser hasta + 9% para el silicio entre campos pequeños y convencionales (Czarnecki & Zink, 2013) (ver Figura 3-8).

En el caso de los detectores de estado sólido la teoría de Bragg-Gray no puede aplicarse. Para los diodos, tiene que utilizarse la teoría de Burlin (ver Apéndice A sección 6.8.3), que no solo incluye las interacciones de los electrones dentro del volumen del detector, sino también las interacciones de fotones. Dado de la ecuación 6.19 del Apéndice A, el factor k_{CPE} es una combinación lineal entre los cocientes de los coeficientes másicos de absorción de energía entre el agua y silicio $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{Si}^W$ y los cocientes de los poderes másicos de frenado restringidos entre agua y silicio $(s)_{Si}^W$, como se muestra en la Figura 3-7 y Figura 3-8.

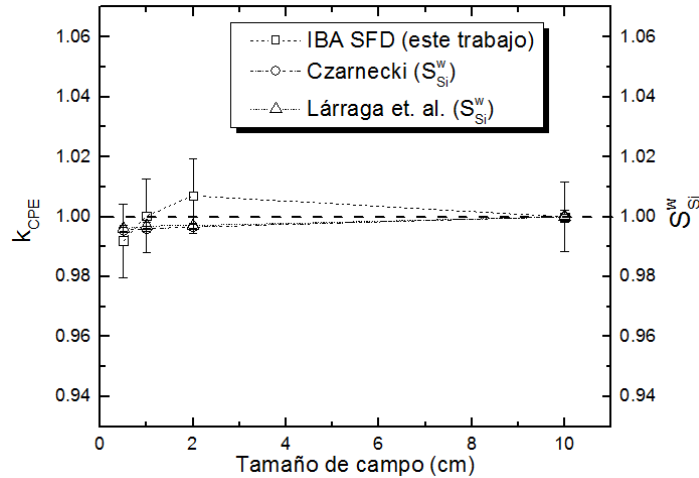


Figura 3-7: Comparación del factor k_{CPE} con la razón de poderes másicos de frenado restringidos agua-silicio publicados por (Czarnecki & Zink, 2013) y (Lárraga Gutiérrez, et al., 2015), calculados por simulación Monte Carlo, en función del tamaño de campo. Los poderes másicos de frenado restringidos agua-silicio están normalizados con el campo de referencia $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

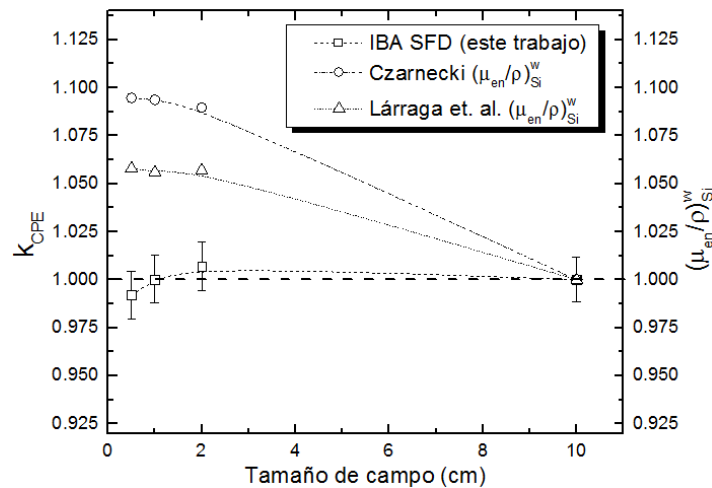


Figura 3-8: Comparación del factor k_{CPE} con el cociente de coeficientes másicos de absorción de energía agua-silicio publicados por (Czarnecki & Zink, 2013) y (Lárraga Gutiérrez, et al., 2015), calculados por simulación Monte Carlo, en función del tamaño de campo. Los coeficientes másicos de absorción de energía agua-silicio están normalizados con el campo de referencia $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Se observa de la Figura 3-7 y Figura 3-8 que el factor k_{CPE} del diodo IBA SFD se ajusta mejor a los cocientes de los poderes másicos de frenado restringidos entre agua y silicio, con una diferencia porcentual menor al 1% con respecto al valor de S_{Si}^W . En cambio, para los cocientes de los coeficientes másicos de absorción de energía entre el agua y silicio la diferencia porcentual es de hasta 10% para el campo más pequeño de (Czarnecki & Zink, 2013) y hasta + 7% con (Lárraga Gutiérrez, et al., 2015).

En todos los artículos consultados donde se estudian los factores de corrección detector-específicos se considera el efecto producido por el cambio en el tamaño del volumen para agua. En esta tesis se considera para el medio sensible (aire o silicio). Al usar agua, los autores mencionados deben aplicar un factor de corrección por cambios de densidad. La propuesta de la presente tesis es diferente, ya que se empieza a calcular desde el medio sensible y se sigue con él a lo largo de los cálculos. Se hace más pequeña la cavidad de aire o silicio, pero sigue siendo el mismo medio, no hay que agregar un factor de densidad.

En la Figura 3-9 se comparan los factores de perturbación k_{vol} de la cámara PinPoint 31014 presentados en la sección 3.1.4 con los publicados de (Czarnecki & Zink, 2013). Las diferencias entre ellos pueden ser a que Czarnecki usa este cambio con agua, mientras que en este trabajo se calculan sobre el medio sensible del detector (aire).

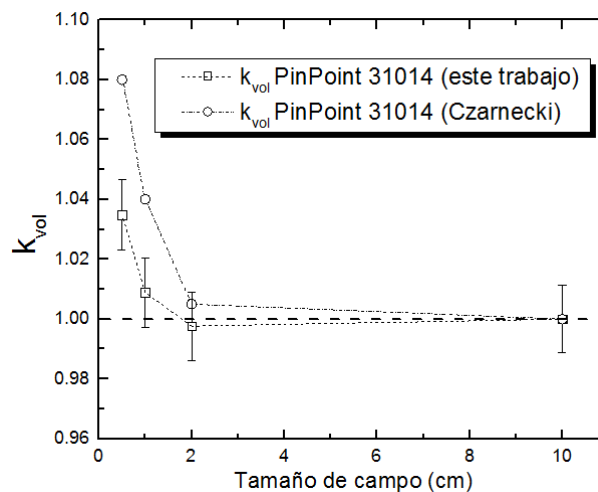


Figura 3-9: Comparación de los factores k_{vol} publicados por (Czarnecki & Zink, 2013) y los presentados en esta tesis.

Los efectos de volumen parcial se estiman en + 5% para la cámara IBA CC01 en orientación paralela al eje central del haz para el campo más pequeño de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ (Benmakhlouf, et al., 2014).

Otros autores han demostrado que el efecto por cambios en el volumen es el factor de perturbación predominante, particularmente para cámaras de ionización (Czarnecki & Zink, 2013).

En la metodología de (Czarnecki & Zink, 2013) no se calculó la perturbación producida por la pared del detector ni por el electrodo central por separado ($k_{wall}k_{cel}$), por lo que esta cantidad se compara con el producto de los demás factores de perturbación estudiados por él. Las

diferencias pueden ser debidas a la inclusión del factor de perturbación por cambios en la fluencia de electrones debido a la cavidad de aire (k_{fl}), la perturbación producida por el vástago del detector (k_{stem}) y por diferencias de densidad entre el material sensible (aire) con el agua (k_p) (ver Figura 3-10).

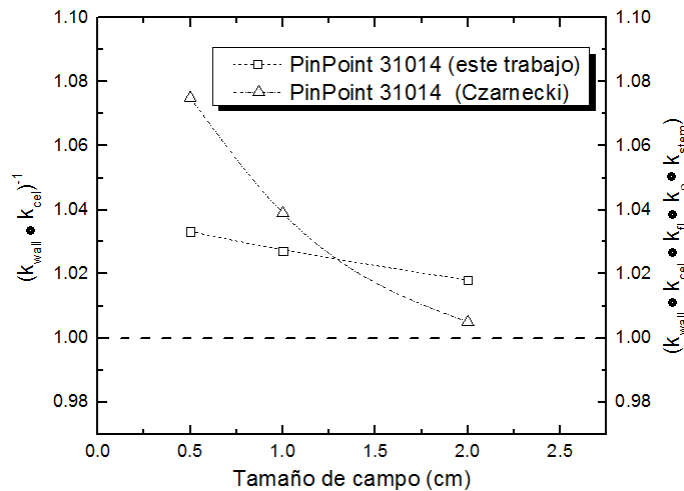


Figura 3-10: Factores k_{wall} k_{cel} publicados por (Czarnecki & Zink, 2013) y los presentados en esta tesis en función del tamaño de campo. Se compara con la cantidad inversa de esta tesis debido a que Czarnecki calcula sus factores de perturbación a partir del detector completo.

A pesar de la influencia de los materiales de número atómico alto alrededor del volumen sensible presente en algunos detectores, la mayoría de las publicaciones hasta ahora asignan la diferencia de la respuesta a la densidad de electrones o a la densidad del material sensible del detector con respecto al del agua (Benmakhlouf, et al., 2014), (Bouchard, et al., 2009), (Scott, et al., 2012). Como resultado, algunos autores han introducido un factor de perturbación de la densidad en sus propuestas para modificar la teoría de cavidades para campos pequeños (Bouchard, et al., 2009), (Scott, et al., 2012).

Un trabajo reciente ha demostrado que el efecto de densidad depende tanto de la densidad de electrones como del cuadrado de la energía de excitación promedio del medio, pero no de la densidad del material solamente. Concluyen que de los trabajos que analizan la densidad del medio se basan en una interpretación incompleta de la física que rige los procesos de interacción que tienen lugar (Andreo & Benmakhlouf, 2017).

Finalmente, en las Figura 3-11 se comparan los $k_{Q_{clin}^{f_{clin}f_{msr}}}$ obtenidos por diferentes autores con los calculados en esta tesis. Las diferencias con los valores publicados podrían atribuirse en parte a los haces de fotones que son generados por aceleradores clínicos de diferente diseño,

y potencialmente, a diferencias en las descripciones de los detectores y parámetros de transporte en las simulaciones Monte Carlo. Sin embargo, la comprensión total de estas diferencias requiere el uso de simulaciones Monte Carlo que incluyen el **modelo real** de los detectores empleados. Además como ya se explicó, Benmakhlouf y Czarnecki agregan un factor por efectos en el cambio de la densidad en el medio sensible y agua, mientras que en este trabajo se calcularon todos los factores sobre el medio sensible (aire y silicio).

Pero el objetivo de esta tesis no es calcular los factores de corrección detector-específicos, sino analizar los factores de los cuales dependen. Los resultados obtenidos en esta tesis son consistentes con los de la literatura, en cuanto a tendencia, a pesar de las diferencias metodológicas; por ejemplo, Lárraga utiliza un método semi-empírico (combinación entre mediciones experimentales y simulaciones Monte Carlo), mientras que Benmakhlouf y Czarnecki los calculan usando simulaciones Monte Carlo según la ecuación 1.5 del Capítulo 1. Se puede sugerir que los $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ para la dosimetría en campos pequeños de radiación se expresen en términos de los detectores empleados, así como del tamaño de campo y de las características del acelerador empleado. Físicamente, esto se traduce en estudiar su dependencia con la calidad de haz y la falta de equilibrio lateral de partícula cargada que existe en campos pequeños.

En la Figura 3-11a, para la cámara de ionización PinPoint 31014, aunque los resultados de este trabajo y los de la referencia (Czarnecki & Zink, 2013) y (Lárraga Gutiérrez, et al., 2015) muestran una tendencia similar, estos difieren en hasta 7.5% para el tamaño de campo más pequeño. Para la cámara PinPoint 31014 el factor de corrección detector-específico es del orden de + 8% para el tamaño de campo más pequeño. El resultado correspondiente para la cámara IBA CC01 fue de + 4% (ver Figura 3-11b), el cual es consistente con un mayor efecto de k_{vol} debida al mayor volumen de aire en la cámara PinPoint 31014 y en la mayor sobreestimación que tienen las paredes y el electrodo de la cámara IBA CC01.

En general, los resultados muestran que ambas cámaras de ionización pueden usarse en tamaños de campos de hasta 2.0 x 2.0 cm² sin requerir una corrección significativa (- 0.4% para la cámara PinPoint 31014 y + 0.9% para la cámara IBA CC01), pero ninguna de ellas debe usarse por debajo de ese tamaño de campo ya que las correcciones necesarias llegan a ser mayores del 5%.

Para los tres detectores utilizados se muestra un buen acuerdo con los reportados por otros autores a partir del campo cuadrado de $1.0 \times 1.0 \text{ cm}^2$ (diferencias porcentuales menores que 6% para la cámara PinPoint 31014, 2% para la cámara IBA CC01 y 1% para el diodo IBA SFD)

Para el diodo IBA SFD la dosis se sobreestima para el campo más pequeño, la diferencia porcentual respecto al campo de referencia es del - 3%, la misma corrección que se obtuvo para el factor k_{LLCPE} en la sección 3.1.2. Y se subestima en los campos mayores de $1.0 \times 1.0 \text{ cm}^2$. Esto resulta en un factor de corrección detector-específico mayor que la unidad.

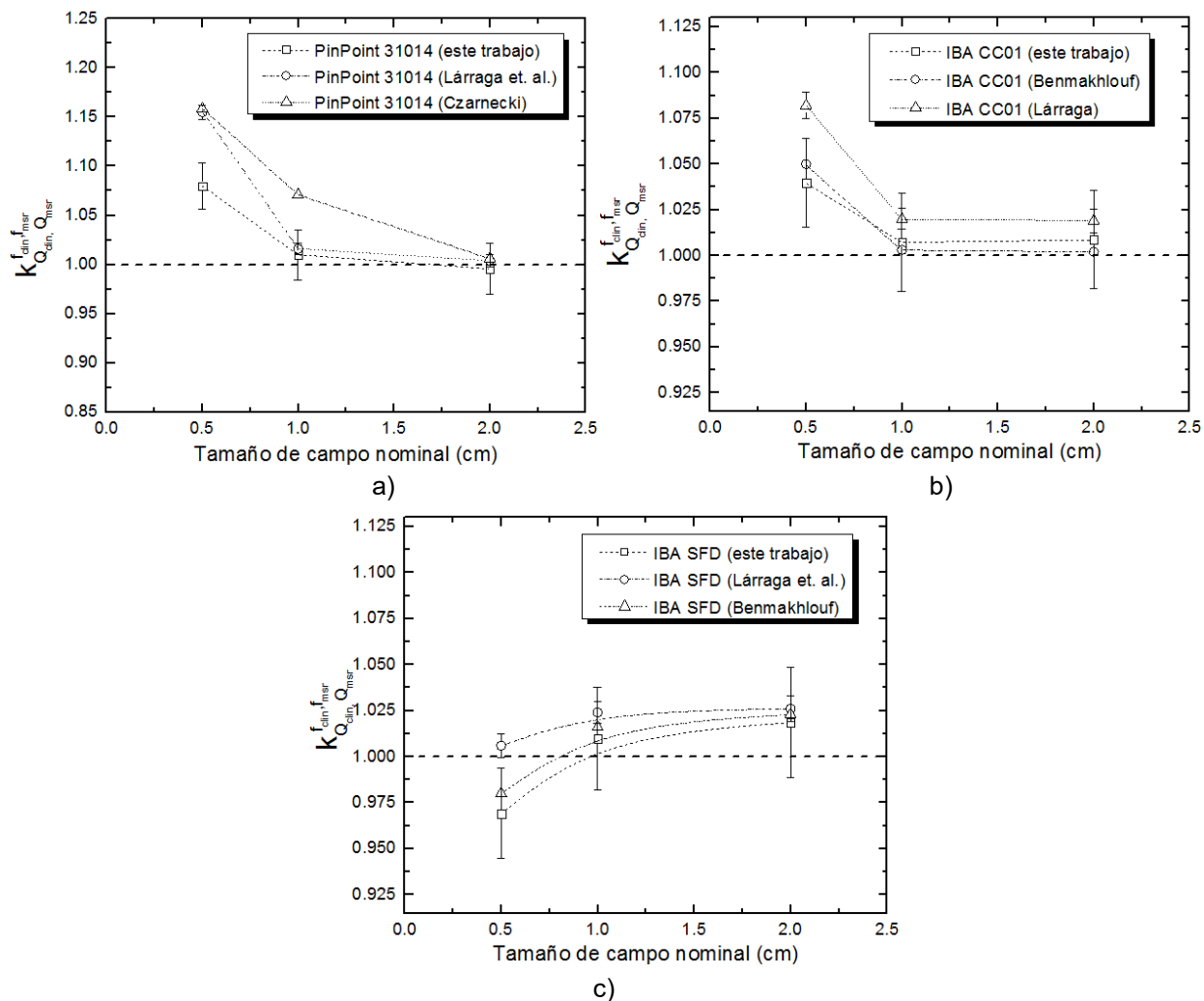


Figura 3-11: Comparación de los factores de corrección detector-específicos de las cámaras de ionización a) PinPoint 31014 e b) IBA CC01 y el c) diodo IBA SFD con los reportados en la literatura.

4. Discusión

En el presente trabajo, se analizó el factor de corrección detector-específico $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de tal forma que se definieron dos cantidades: k_{LLCPE} y k_{CPE} . Estos factores se calcularon con métodos de simulación Monte Carlo de transporte de radiación, y utilizando modelos generales de tres detectores de radiación ionizante que se usan con frecuencia en la dosimetría de campos pequeños. Los factores k_{LLCPE} y k_{CPE} tienen como objetivo determinar explícitamente la dependencia de $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ con el desequilibrio lateral de partícula cargada y la calidad del haz, respectivamente. Trabajos previos reportados en la literatura han demostrado, mediante el uso de simulación Monte Carlo, que la magnitud de los factores de corrección detector-específicos depende fuertemente de la densidad del material y, en el caso de las cámaras de ionización, también del efecto del volumen del detector. Bouchard y colaboradores concluyen que el efecto de gradiente es el principal factor a corregir en las cámaras de ionización cuando se utilizan en condiciones no-estándares (esto es, fuera de equilibrio lateral de partícula cargada). El efecto de gradiente incorpora el efecto de densidad el cual toma en cuenta los cambios en la dosis absorbida debido a las diferencias en la densidad entre el agua y el medio sensible del detector. Evidentemente, estas diferencias de densidad existen en presencia o no de equilibrio de partícula cargada. Sin embargo, su efecto en $f_{med, Q}^w$ se muestra solamente en los campos con falta de equilibrio lateral de partícula cargada. Lo anterior motiva a pensar una dependencia explícita de los factores de corrección detector-específico en función del desequilibrio lateral de partícula cargada. En la Figura 4-1 se muestra $f_{med, Q}^w$ en función del tamaño de campo. Como se puede observar, evidentemente la cantidad que relaciona la dosis en el medio sensible del detector con la dosis en agua depende fuertemente del tamaño de campo y por lo tanto del grado de desequilibrio lateral de partícula cargada que presenta el campo de radiación.

La función $f_{med, Q}^w$ (ver Figura 4-1), la cual se compone del producto de $(f_{med}^w)_{CPE}$ (Figura 3-1) y k_{LLCPE} (Figura 3-2), cambia drásticamente por el desequilibrio lateral de partícula cargada (k_{LLCPE}) (para el campo más pequeño: + 7.3% para las cámaras de ionización y - 3.1% para el diodo) y no tanto por la calidad de haz $(f_{med}^w)_{CPE}$ (para el campo más pequeño: + 0.4% para las cámaras de ionización y - 0.8% para el diodo) ya que permanece prácticamente constante en función del tamaño de campo. Esto se muestra de manera gráfica en las Figura 4-2, en

donde k_{LLCPE} tiene mayor contribución y ajuste en los factores de corrección detector-específicos que k_{CPE} . Se demuestra que el desequilibrio lateral de partícula cargada es el fenómeno físico que predomina en la respuesta de los detectores en campos pequeños.

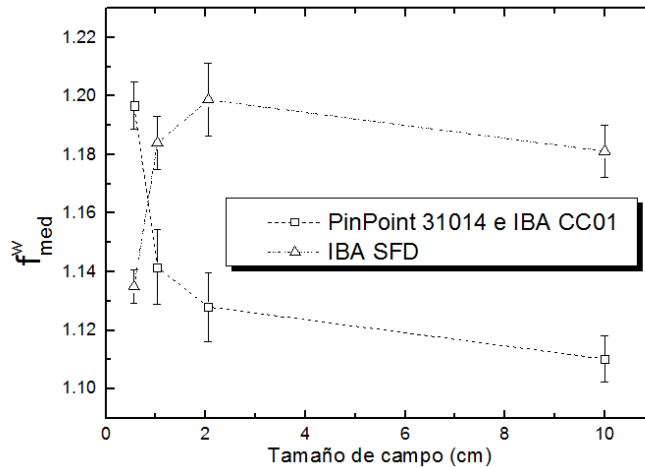


Figura 4-1: Razón de dosis agua-medio en función del tamaño de campo de los tres detectores estudiados en esta tesis.

Scott y colaboradores investigaron la respuesta de la dosis absorbida en campos pequeños de fotones en dependencia de la densidad del medio sensible de los detectores. Para sus simulaciones Monte Carlo definieron varios tipos de volúmenes, diferenciados en su densidad pero todos con la misma composición atómica, poder de frenado y coeficiente de absorción de energía del agua. De acuerdo con sus resultados, los materiales de alta densidad subestiman la dosis absorbida relativa al agua en campos pequeños (Scott, et al., 2012). Estos hallazgos se confirman con los de la Figura 3-11c. Según Scott, la sobreestimación y subestimación de la dosis se correlaciona con la densidad del material sensible del detector con respecto a la del agua.

De los resultados obtenidos por Bouchard y colaboradores, concluyen que el efecto de gradiente es el factor principal de correcciones en los $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ (así como en este trabajo es k_{LLCPE}) y que el efecto por el cambio en la densidad entre el medio sensible del detector y el agua (P_ρ) es dependiente del tamaño de campo (Bouchard, et al., 2009). Por lo que P_ρ depende del grado de desequilibrio lateral de partícula cargada que presenta el campo de radiación. El factor P_ρ podría estar incluido en el factor k_{LLCPE} . Como se mencionó en el capítulo 3, un trabajo reciente (Andreo & Benmakhlouf, 2017) indica que reemplazar el material sensible a agua es un paso innecesario y de alguna manera arbitrario desde un punto de vista experimental.

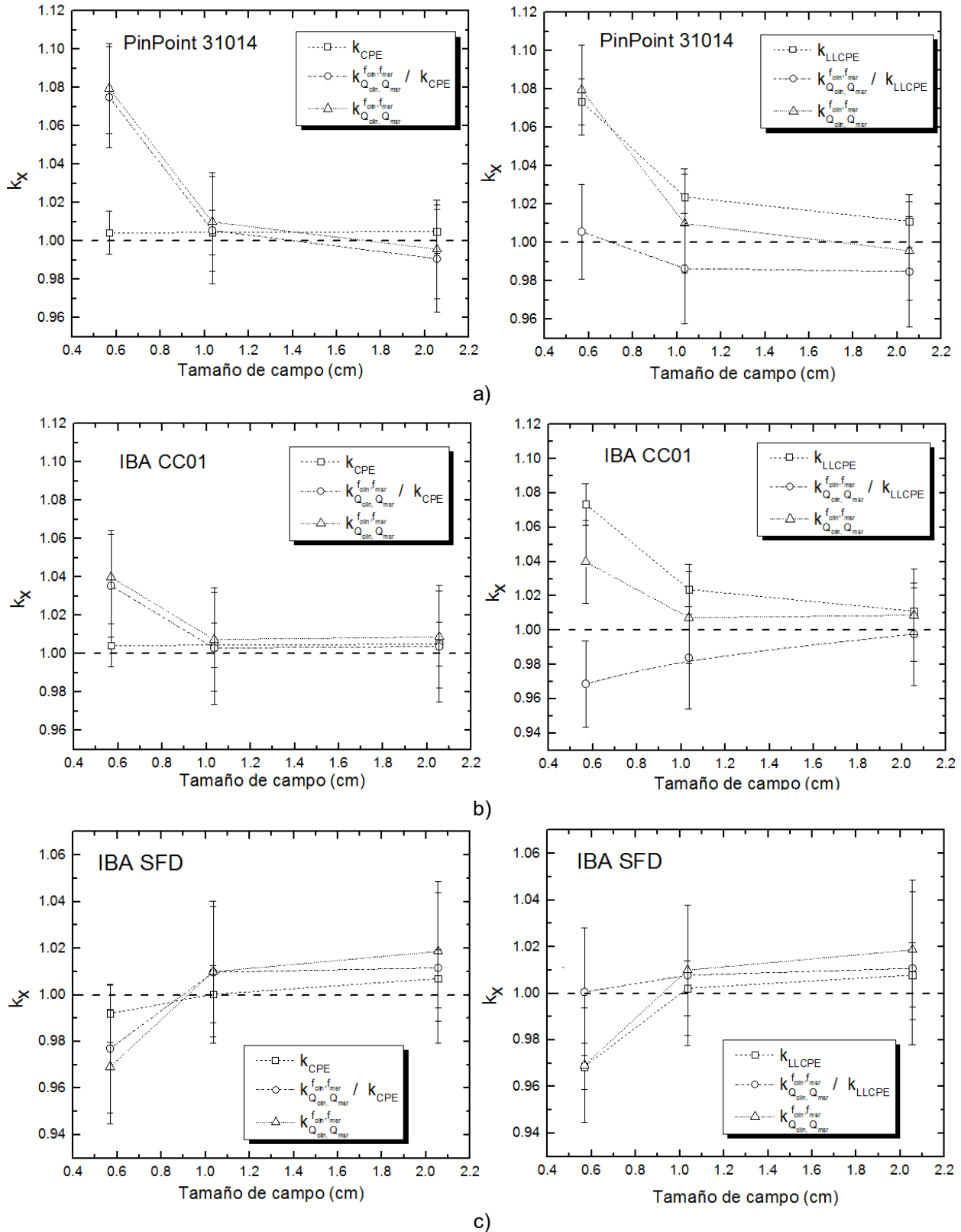


Figura 4-2: Contribución de k_{CPE} y k_{LLCPE} en los factores de corrección detector-específicos para los detectores estudiados en esta tesis. a) Cámara de ionización PinPoint 31014. b) Cámara de ionización IBA CC01. c) Diodo IBA SFD.

En los artículos citados asocian como principal problema de la dosimetría para campos pequeños la presencia del detector, pero en esta tesis se asocia principalmente al desequilibrio de partícula cargada, el cual existe sin presencia de este.

Adicional al análisis de los factores de perturbación k_{CPE} y k_{LLCPE} , se comparó el cambio en el valor TPR_{10}^{20} (el cual está relacionado con la calidad de haz, ver Apéndice B sección 7.3.2) en agua, aire y silicio en función del tamaño de campo con el valor de β obtenido de la Figura 2-3 para estos mismos materiales. Para obtener TPR_{10}^{20} se siguió la misma metodología como con β de la sección 2.2.1 del Capítulo 2, calculando el cociente de dosis absorbida a una profundidad de 20 y 10 cm del maniquí a partir de cada curva de dosis en profundidad (PDD_{10}^{20}). La relación entre estas dos magnitudes es (International Atomic Energy Agency, 2005):

$$TPR_{10}^{20} = 1.2661 \cdot PDD_{10}^{20} - 0.0595 \quad (4.1)$$

En la Figura 4-3 se muestran los valores de TPR_{10}^{20} de los campos *clin* (0.5 x 0.5, 1.0 x 1.0 y 2.0 x 2.0 cm²) para agua. Y se comparan con los valores de TPR_{10}^{20} , pero abriendo el campo *clin* hasta un tamaño de campo *msr*, por lo que la diferencia entre el campo *clin* y el campo *clin* abierto es solo la magnitud del tamaño de campo, dejando al tamaño de campo *clin* alcanzar equilibrio de partícula cargada; procedimiento que se explicó en la sección 2.1 del Capítulo 2. Estos valores están normalizados con el valor del TPR_{10}^{20} del campo convencional *msr* de 10 x 10 cm².

Se puede observar que el TPR_{10}^{20} en campos pequeños está determinado por el tamaño de campo, es decir, por el desequilibrio lateral de partícula cargada y no tanto por la calidad de haz, ya que al cambiar el tamaño de campo se ve más afectado el valor de β (hasta - 20% en el campo más pequeño respecto al campo de referencia en la Figura 2-3) que el cambio en TPR_{10}^{20} (hasta - 7% respecto al campo de referencia en la Figura 4-3). El valor de TPR_{10}^{20} permanece aproximadamente constante mientras que β si presenta dependencia en función del tamaño de campo. Los cambios espectrales son mínimos en campos pequeños comparados con los tamaños de campo convencional (Figura 2-2) y no muestran un cambio significativo en la calidad de haz, no directamente por la fuente o la naturaleza del campo, sino que tiene más impacto el desequilibrio lateral de partícula cargada.

Al contrario a lo que sucede en campos convencionales (International Atomic Energy Agency, 2005), el TPR_{10}^{20} depende del tamaño de campo, mientras que el valor de β no, ya que siempre se está en equilibrio de partícula cargada.

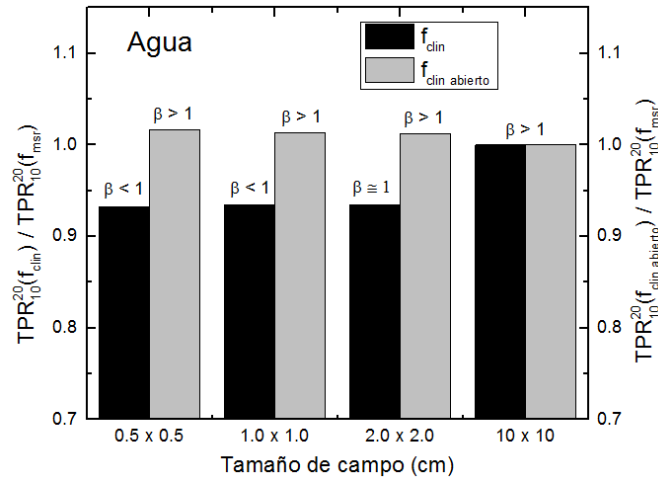


Figura 4-3: Valores de los TPR_{10}^{20} normalizados con el tamaño de campo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ calculados con f_{clin} y con f_{clin} abierto en un maniquí de agua. Se escribe el valor que tiene β para cada tamaño de campo con fines de comparación.

5. Conclusiones

Se logró determinar el impacto que tienen la calidad de haz y el desequilibrio lateral de partícula cargada en el cálculo de los factores de corrección detector-específicos $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de haces pequeños de radiación implementados en el nuevo formalismo para la dosimetría de campos pequeños y no estándares (Alfonso, et al., 2008) para tres detectores de radiación ionizante; dos cámaras de ionización y un diodo, en haces de tamaños entre $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ y $10 \times 10 \text{ cm}^2$ para un acelerador lineal Novalis ® de energía nominal de 6 MV de fotones.

Los resultados obtenidos en esta tesis muestran que el principal efecto que impacta en mayor medida a los factores de corrección detector-específicos en campos pequeños es el efecto por desequilibrio lateral de partícula cargada, cuantificado por k_{LLCPE} , con correcciones para las cámaras de ionización de + 7.3% y - 3.1% para el diodo en el campo más pequeño respecto al campo de referencia.

Se verificó que el factor k_{CPE} , que mide cambios en la calidad del haz, se relaciona directamente con el cociente de los poderes máxicos de frenado restringidos ya que se tiene equilibrio de partícula cargada y es aplicable la teoría de cavidades de Bragg-Gray y/o Spencer-Attix. Los efectos por cambios en la calidad de haz permanecen prácticamente constantes en función del tamaño de campo, con correcciones para las cámaras de ionización de + 0.4% y - 0.8% para el diodo en el campo más pequeño respecto al campo de referencia. Este factor tuvo la contribución más pequeña a los factores de corrección detector-específicos.

Los efectos por la presencia del electrodo central en las cámaras de ionización y de las paredes ($k_{wall}k_{cel}$) que envuelven al medio sensible de los detectores estudiados en esta tesis tuvieron una contribución menor a los factores de corrección detector-específicos que el efecto por k_{LLCPE} . Para la cámara de ionización PinPoint 31014 e IBA CC01 difiere de las condiciones de referencia en - 3.2% y - 6.3%, respectivamente. Para el diodo IBA SFD difiere en + 1.2%. Ambos para el tamaño de campo de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$.

Se recomendaría usar el diodo IBA SFD y la cámara de ionización IBA CC01 en la dosimetría de campos pequeños de radiación debido a que con ellos se requiere de menores correcciones. El factor de corrección detector-específico para el campo más pequeño en la

cámara IBA CC01 fue de +4%, el cual es menor comparado con la corrección de la cámara PinPoint 31014 que fue de + 8% para el mismo campo. Lo anterior es consistente ya que la cámara PinPoint 31014 tiene un mayor efecto de k_{vol} debida al mayor volumen de aire en la cámara. El detector que tuvo las menores correcciones fue el diodo IBA SFD (- 3% para el campo más pequeño). La justificación del interés por los detectores de estado sólido es principalmente a su volumen pequeño que permite una alta resolución espacial y minimiza los efectos de volumen parcial. Además de presentar menor perturbación por falta de equilibrio lateral de partícula cargada que las cámaras de ionización.

Cuando fue posible, las cantidades calculadas en esta tesis fueron comparadas con las reportadas en la literatura, mostrando una tendencia adecuada a pesar de las diferencias metodológicas. Es importante notar, que el enfoque utilizado en este trabajo para calcular los factores de corrección detector-específicos fue factorizándolos en diferentes efectos, mientras que el enfoque utilizado por otros autores es siguiendo la definición del $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ propuesta del nuevo formalismo para la dosimetría de campos pequeños (Alfonso, et al., 2008), calculándolos completamente por simulación Monte Carlo o una combinación entre medidas experimentales y simulación.

Estos resultados apuntan a la validación de la metodología presentada en este trabajo, mostrando también que el factor de corrección detector-específico calculado es consistente para el mismo detector cuando es irradiado por diferentes fuentes de radiación usando el mismo tamaño de campo. Este hallazgo puede ser de relevancia importante para la aplicación práctica del nuevo formalismo en la práctica clínica.

Estos resultados ayudarán a comprender de una manera más clara la naturaleza de la dosimetría de haces de radiación en campos pequeños, comprendiendo los efectos de los cuales dependen los factores de corrección detector-específicos.

6. Apéndice A: Definiciones básicas en Física de Radiaciones y Dosimetría

6.1. Descripción de los campos de radiación ionizante

(Attix, 1986), (Podgorsak, 2003)

6.1.1. Fluencia de partículas (Φ)

Es el cociente de dN entre da , donde dN es el número de partículas incidentes sobre una esfera imaginaria de sección transversal de área da . El uso de una esfera de área de sección transversal da expresa en el más simple significado el hecho de que se considera un área da perpendicular a la dirección de cada partícula y por lo tanto que la fluencia de partículas es independiente del ángulo de incidencia de la radiación.

$$\Phi = \frac{dN}{da} [m^{-2}] \quad (6.1)$$

6.1.2. Densidad de flujo o tasa de fluencia (φ)

Es la fluencia de partículas por unidad de tiempo

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} [m^{-2} \cdot s^{-1}] \quad (6.2)$$

Donde dt es el intervalo de tiempo.

6.1.3. Fluencia de energía (Ψ)

Es la energía radiante dR que entra en una esfera imaginaria de sección transversal da , donde R es el valor esperado de la energía total; sin contar la energía de la masa en reposo, que llevan los N rayos que pasan por la esfera.

$$\Psi = \frac{dR}{da} [J \cdot m^{-2}] \quad (6.3)$$

Para un haz monoenergético dR es el número de fotones dN por la energía $h\nu$ de cada fotón:

$$dR = h\nu \cdot dN \quad (6.4)$$

6.1.4. Densidad de flujo o tasa de fluencia de energía (ψ)

Es la fluencia de energía por unidad de tiempo:

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} [J \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}] \quad (6.5)$$

6.1.5. Espectro de energía

El caso más realista de un haz de fotones o de partículas es que sea polienergético, y los conceptos definidos anteriormente necesitan ser aplicados a dichos haces. Los conceptos de espectro de fluencia de partículas y de energía sustituyen a la fluencia de partículas y a la fluencia de energía, respectivamente. Se definen, respectivamente, como:

$$\Phi_E(E) = \frac{d\Phi}{dE}(E) \quad (6.6)$$

$$\Psi_E(E) = \frac{d\Psi}{dE}(E) = E \cdot \frac{d\Phi}{dE}(E) \quad (6.7)$$

Donde $\Phi_E(E)$ y $\Psi_E(E)$ son notaciones cortas para las distribuciones diferenciales del espectro de fluencia de partículas y de energía en la energía E , respectivamente.

6.2. Dosis absorbida

La dosis absorbida en un material se define como el cociente de $d\bar{\epsilon}$ entre dm , donde $d\bar{\epsilon}$ es el promedio de la energía impartida por la radiación ionizante a un material de masa dm en un punto de interés.

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} [J \cdot kg^{-1}] \quad (6.8)$$

El nombre especial para la unidad $J \cdot kg^{-1}$ es el gray (Gy). La energía es impartida por cualquier tipo de radiación, pero depositada únicamente por partículas cargadas.

6.3. Kerma

Kerma es un acrónimo en inglés, *kinetic energy released to matter*. Se define únicamente para la radiación indirectamente ionizante que interacciona con un medio. Se define como el valor esperado de la energía transferida por la radiación indirectamente ionizante a partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés, incluyendo pérdidas de energía radiativas (radiación de frenado o aniquilación en vuelo) pero excluyendo energía pasada de una partícula cargada a otra.

$$K = \frac{d\varepsilon_{tr}}{dm} [Gy] \quad (6.9)$$

El kerma se puede relacionar con la fluencia de fotones de energía E en un material Z de la siguiente manera:

$$K = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Psi_E(E) \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{E,Z} dE \quad (6.10)$$

Donde $\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{E,Z}$ es el coeficiente másico de transferencia de energía que caracteriza al medio.

Debido a que no toda la energía transferida inicialmente por partículas no cargadas es absorbida por el medio, sino que una parte se disipa en forma de radiación de frenado, el kerma tiene una componente colisional y otra radiativa. De tal forma que:

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (6.11)$$

El término de colisión se define como

$$K_{col} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Psi_E(E) \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{E,Z} dE \quad (6.12)$$

Donde $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{E,Z}$ es el coeficiente másico de absorción de energía en el medio.

6.4. Poderes de frenado

Es el coeficiente de interacción que caracteriza la interacción de las partículas cargadas con la materia. Se define como el valor esperado de la rapidez de pérdida de energía por unidad de longitud de trayectoria x por una partícula cargada de tipo Y y energía cinética E , en un medio de número atómico Z .

$$S = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Y,E,Z} [MeV \cdot cm^{-1}] \quad (6.13)$$

Se divide en poder de frenado de colisión y en poder de frenado radiativo. El primero se refiere a la rapidez de pérdida de energía, por unidad de longitud de trayectoria, debida a la suma de colisiones suaves y fuertes donde se produce ionización, excitación atómica y electrones secundarios (rayos delta), respectivamente, contribuyendo a la dosis cerca de la trayectoria de la partícula cargada. El segundo es la rapidez de pérdida de energía, por unidad de longitud de trayectoria, debida a interacciones radiativas, basado únicamente en producción de radiación de frenado, la energía gastada es llevada lejos de la traza por los fotones.

6.5. Relación entre kerma y dosis: beta (β)

Generalmente, el kerma no se transfiere en la misma región donde se genera. Esto es debido a que los electrones secundarios tienen suficiente energía cinética para abandonar la región hasta un alcance definido por:

$$R_{CSDA} = \int_0^{E_0} \left(\frac{S}{\rho}\right)^{-1} dE \quad (6.14)$$

Donde (S/ρ) es el poder másico de frenado del medio. Dado que los fotones en su mayoría escapan del volumen de interés donde se transfiere el kerma, entonces se dice que la dosis es directamente proporcional al kerma de colisiones K_{col} . Así

$$D = \beta \cdot K_{col} \quad (6.15)$$

La constante de proporcionalidad permite definir una condición de equilibrio que da lugar a la determinación experimental de la dosis, y permite definir el concepto de equilibrio de partícula cargada.

6.6. Equilibrio de partícula cargada (CPE)

Dada una región en el medio (Figura 6-1), se dice que existe equilibrio de partícula cargada (CPE) en esa región cuando $\beta = 1$. Lo que implica esta igualdad es que existe CPE para el volumen v si cada partícula cargada de un tipo y energía dados que sale de v es reemplazada por una partícula idéntica de la misma energía que entra.

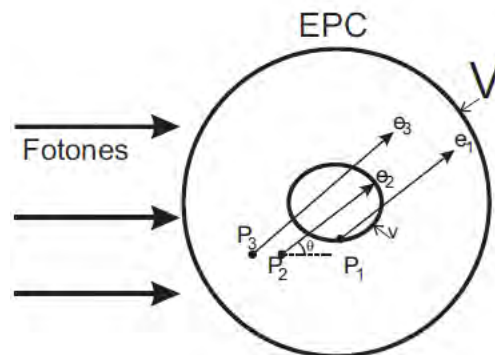


Figura 6-1: Condiciones de CPE en un medio, con una fuente externa de radiación. Las fronteras V y v deben estar separadas al menos la distancia máxima de penetración de cualquier partícula cargada secundaria presente. Adaptado de (Attix, 1986).

Para tener CPE con fuentes externas de radiación indirectamente ionizante, se deben cumplir rigurosamente las siguientes condiciones:

- La composición atómica del medio es homogénea.
- La densidad del medio es homogénea.
- Existe un campo uniforme de radiación indirectamente ionizante donde la atenuación de los rayos debe ser despreciable al pasar por el medio.
- No hay campos eléctricos o magnéticos presentes que perturben las trayectorias de las partículas cargadas, excepto los asociados con la orientación al azar de los diferentes átomos.

La Figura 6-2 ilustra la relación entre el kerma de colisiones y la dosis absorbida en condiciones de CPE.

Cuando un haz de fotones de alta energía penetra en el medio, el kerma de colisiones es máximo en la superficie del material irradiado porque el flujo de fotones es máximo en la superficie. Inicialmente, la fluencia de partículas cargadas, y por lo tanto la dosis absorbida, aumenta como una función de la profundidad hasta que se alcanza la profundidad de dosis máxima d_{max} . La estructura de estas gráficas se explica con mayor detalle en la sección 7.5.

La situación hipotética donde no hay atenuación de fotones o dispersión en el medio se ilustra en la Figura 6-2. Se diferencian dos regiones: la región de incremento (con $\beta < 1$) y la región con CPE donde $D = K_{col}$ (es decir $\beta = 1$).

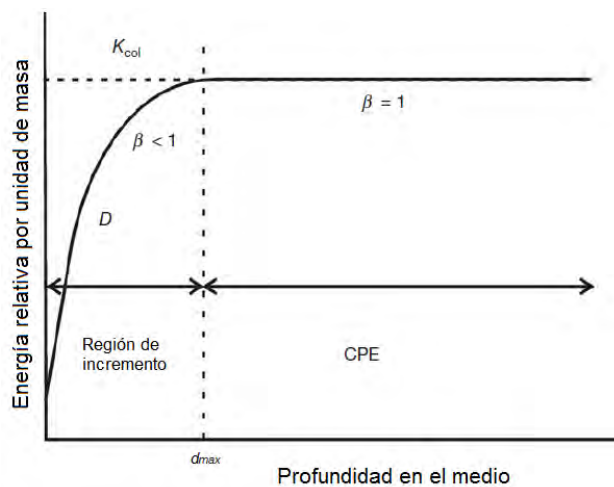


Figura 6-2: Gráfica esquemática que muestra la relación hipotética entre el kerma de colisiones y la dosis absorbida en función de la profundidad en el medio irradiado. Adaptado de (Podgorsak, 2003).

6.7. Equilibrio transiente de partícula cargada (TCPE)

La Figura 6-3 ilustra la relación entre el kerma de colisiones y la dosis absorbida en condiciones de TCPE.

En la situación más realista, la atenuación y la dispersión del campo de radiación indirectamente ionizante en el medio determina que después de d_{max} la razón entre la dosis y el kerma sea mayor que 1 ($\beta \geq 1$). Estrictamente hablando, se pierde el CPE. Se dice que existe equilibrio transiente de partícula cargada (TCPE) en todos los puntos dentro de una región en la cual la dosis absorbida es proporcional al kerma de colisión.

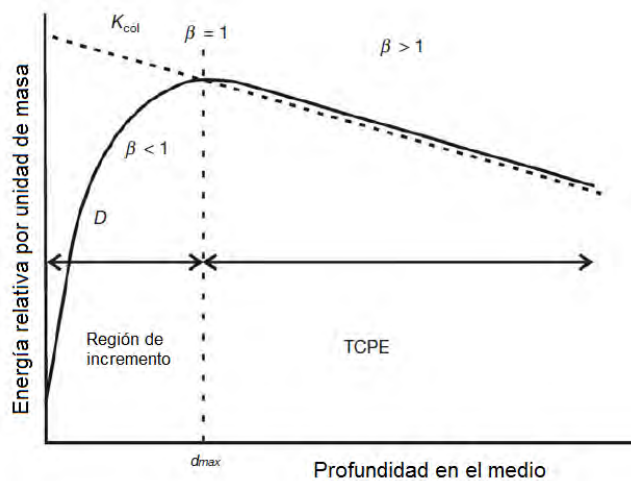


Figura 6-3: Gráfica esquemática que muestra la relación realista entre el kerma de colisiones y la dosis absorbida en función de la profundidad en el medio irradiado. Adaptado de (Podgorsak, 2003).

6.8. Teoría de cavidades

Para medir la dosis absorbida en un medio, es necesario introducir un dispositivo sensible a la radiación; llamado dosímetro, en el medio. Generalmente, el volumen sensible del dosímetro no es del mismo material en el que está incrustado. Las teorías de cavidades relacionan la dosis absorbida en el volumen sensible del dosímetro (cavidad) con la dosis absorbida en el medio que rodea a la cavidad. Se han desarrollado diferentes teorías de cavidad para determinar la dosis depositada por haces de fotones, que dependen del tamaño de la cavidad:

- Las teorías de Bragg-Gray y de Spencer-Attix para cavidades pequeñas.
- La teoría de Burlin para cavidades de tamaño intermedio.

6.8.1. Teoría de cavidades de Bragg-Gray

Bragg y Gray desarrollaron una teoría para determinar la dosis absorbida en un medio m , a partir de la medición de la dosis absorbida en una cavidad de material c que reside en el primer medio.

Las condiciones bajo las cuales es posible realizar dicha determinación son conocidas como condiciones de Bragg-Gray, y son las siguientes:

- Se supone que el grosor de la cavidad es pequeño, en comparación con el alcance de las partículas cargadas que la atraviesan, de tal forma que la presencia de la cavidad no perturba la fluencia (de partículas primarias y secundarias) del haz de radiación.
- Se supone que la dosis absorbida en la cavidad es depositada completamente por las partículas cargadas que la atraviesan.

Las dos condiciones son válidas solamente bajo CPE o TCPE. Bajo estas condiciones, Bragg y Gray demostraron que:

$$\frac{D_m}{D_c} = \frac{\left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_m}{\left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_c} = \left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_c^m \quad (6.16)$$

Donde:

- D_m es la dosis absorbida en el medio m .
- D_c es la dosis absorbida en la cavidad c .
- $\left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_c^m$ es la razón de los poderes máxicos de frenado entre el medio m y la cavidad c .

6.8.2. Teoría de cavidades de Spencer-Attix

La teoría de Bragg-Gray no predice de manera exacta la ionización en cavidades llenas de aire, especialmente para paredes de Z grande. La teoría de cavidades de Spencer-Attix es una extensión de la teoría de Bragg-Gray para corregir los efectos de las partículas generadas en la cavidad por los electrones secundarios (rayos delta). La relación de Spencer-Attix entre la dosis absorbida por el medio y la dosis en la cavidad se escribe como:

$$\frac{D_m}{D_c} = (s)_c^m \quad (6.17)$$

Donde $(s)_c^m$ es el cociente de los poderes de frenado restringidos entre el medio y la cavidad. El poder de frenado restringido es la fracción del poder de frenado de colisión (S_{col}) que incluye

todas las colisiones suaves y aquellas colisiones fuertes que resultan en rayos delta con energía menor ($dE_{k>\Delta}$) que un valor de corte o umbral Δ :

$$\frac{s_{\Delta}}{\rho} = \frac{S_{col}}{\rho} - \frac{dE_{k>\Delta}}{\rho dx} \quad (6.18)$$

El valor de Δ se elige respecto a la distancia que los rayos delta pueden recorrer en el material de interés. Dado que estos transportan energía lejos del sitio de interacción, éstos no contribuyen a la dosis absorbida en el sitio de interacción.

El valor del cociente de los poderes de frenado restringidos entre el agua y el aire es débilmente dependiente de la elección de la energía de corte. Para cámaras tipo *Farmer* y para cámaras plano-paralelas utilizadas en radioterapia de campos convencionales se usa a menudo un valor nominal de 10 keV (Podgorsak, 2003).

6.8.3. Teoría de cavidades de Burlin

Burlin reconoció la necesidad de una teoría de cavidades para rayos γ que interaccionan en la cavidad, que una la brecha entre las cavidades pequeñas y cavidades muy grandes para las cuales la influencia de las paredes es despreciable. Para que se presente este fenómeno el alcance de los electrones secundarios debe ser similar al tamaño de la cavidad, de tal forma que una fracción de los electrones generados en la cavidad no escape de ella. Por lo anterior, la dosis en el medio está relacionada con la dosis en la cavidad de la siguiente forma:

$$\frac{D_c}{D_m} = d \cdot (s)_m^c + (1 - d) \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_m^c \quad (6.19)$$

Donde:

- d es un parámetro relacionado con el tamaño de la cavidad en función del alcance de los electrones secundarios.
 - $d \rightarrow 1$ para cavidades pequeñas.
 - $d \rightarrow 0$ para cavidades grandes.
- $(s)_m^c$ es el cociente de los poderes de frenado restringidos entre la cavidad y el medio.
- $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_m^c$ es el cociente de los coeficientes másicos de absorción de energía para c y m .

Hay que notar que cuando la cavidad es muy pequeña ($d = 1$), se recupera la teoría de Spencer-Attix.

7. Apéndice B: Marco Teórico

7.1. Propiedades físicas de los campos pequeños

Antes de entrar en detalles, es útil establecer: ¿Qué es un campo pequeño? La definición varía según los autores, por lo que se tienen distintos enfoques.

Cotidianamente: Campos de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ o menores.

A partir de las propiedades del haz: El tamaño del haz por la energía y el medio seleccionado no puede proporcionar equilibrio lateral de partícula cargada y oclusión parcial del haz de radiación primario.

A partir de las propiedades del detector: El tamaño del detector es demasiado grande en comparación con el tamaño del campo. Esto puede inducir perturbaciones significativas.

Los factores para determinar si un campo es pequeño son (Das, et al., 2008):

7.1.1. El tamaño de la fuente de radiación

Este factor provoca el fenómeno llamado oclusión parcial del haz de radiación. En la Figura 7-1 se describe de forma geométrica este problema.

Cuando se va disminuyendo el tamaño de campo del haz de radiación, no solo se bloquea la radiación dispersada, sino que se empieza a bloquear igualmente la radiación directa, por lo que el colimador bloquea o eclipsa parcialmente el tamaño de la zona de impacto de los electrones en el blanco (mancha focal), visto desde la perspectiva del detector, produciendo con ello, una caída abrupta en la dosis.

7.1.2. Tamaño del detector

Es un factor muy importante ya que cada uno de los detectores existentes poseen características particulares para su uso. Uno de los problemas involucrados es que hay perturbación del haz de radiación por la simple presencia del detector en el área de medición; esto no afecta en campos grandes pero si impacta de manera importante a los campos pequeños debido a sus dimensiones, de tal forma que el cálculo de dosis absorbida en agua basada en teoría de cavidades y factores de perturbación, usados en los códigos de práctica IAEA TRS-398 y el AAPM TG-51 no resulta ser preciso (Alfonso, et al., 2008).

Otro problema presente es la superposición de penumbras, perfiles con altos gradientes de dosis y sobreestimación de la dosis, la cual se observa en la Figura 7-2.

El valor de la dosis medido en el eje central es inferior al que se mide en un campo grande, esto es debido a que el valor de la dosis máxima en el eje central se ha reducido y el FWHM es determinado en una posición más baja en la curva de penumbra. Cuando el tamaño de campo es del mismo orden que el del alcance lateral de los electrones, la penumbra de los bordes opuestos del campo se traslapa, causando un error en la determinación del tamaño del campo medido a partir del FWHM, causando específicamente una sobreestimación de este. En consecuencia, la penumbra se estrecha cada vez más cuando se reduce el colimador dando origen a altos gradientes de dosis.

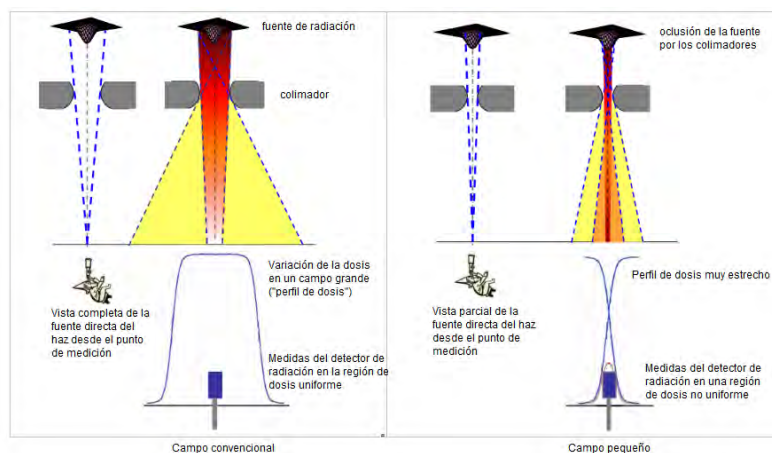


Figura 7-1: A la izquierda se muestra un campo convencional. A la derecha, al disminuir el tamaño de campo se percibe la oclusión de la mancha focal del haz al disminuir el ajuste en el colimador. Figura tomada de (Aspradakis, et al., 2010).

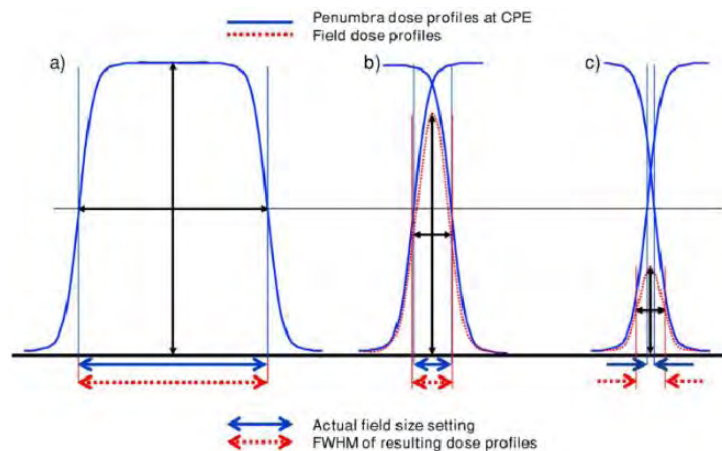


Figura 7-2: Se observa superposición de penumbra conforme se disminuye el tamaño de campo provocando que el valor de dosis medida en el eje central sea inferior a lo que se mide en campos convencionales. Figura tomada de (Das, et al., 2008).

7.1.3. Alcance de los electrones en el medio

En los campos pequeños no existe equilibrio lateral de partícula cargada (LCPE, de las siglas en inglés *lateral charged particle equilibrium*), debido a que los electrones secundarios que abandonan la porción central del campo son insuficientemente reemplazados por los electrones dispersados hacia el interior del campo desde el medio que lo rodea, a causa de la reducción drástica de la fluencia lateral de electrones. Los electrones que abandonan lateralmente el campo de radiación llevan energía fuera del campo, y esta energía no es compensada. Por lo tanto, no es aplicable la teoría de cavidades de Spencer-Attix que requiere de la condición de equilibrio de partícula cargada.

Este problema se produce para altas energías y en campos pequeños donde su tamaño es menor que el alcance lateral de la partícula cargada provocando una falta de equilibrio lateral de partícula cargada. El parámetro crítico para el LCPE es el alcance lateral de los electrones, que depende de su energía; donde se puede utilizar el cociente de la dosis entre el kerma de colisiones como una medida del grado de LCPE, tal como se observa en la Figura 7-3 (Li, et al., 1995).

En la Figura 7-3 se ve que para los tamaños de campos más pequeños, β es menor que 1 debido al desequilibrio lateral de los electrones, incrementa rápidamente con el radio del haz y se satura en 1.01 ± 0.01 cuando el radio del haz alcanza un cierto valor, r_{LCPE} . Se puede suponer un LCPE completo cuando el radio del haz es igual o mayor que r_{LCPE} (Li, et al., 1995).

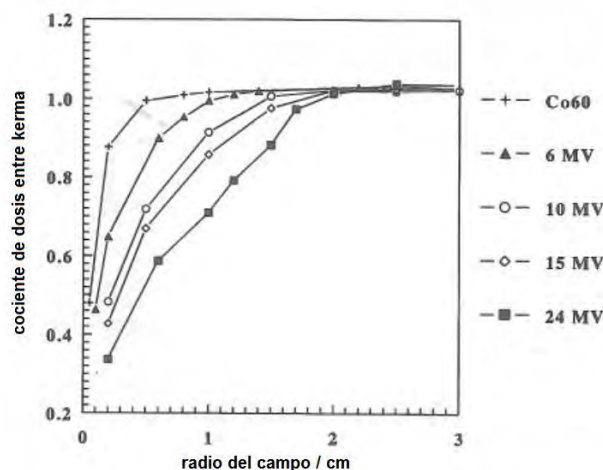


Figura 7-3: El parámetro β obtenido a lo largo del eje central para profundidad de 5 cm en un maniquí de agua vs. los radios pequeños de haces incidentes definidos a una SSD de 100 cm para rayos X y una SSD de 80 cm para ^{60}Co . Los cálculos se realizaron mediante la técnica Monte Carlo usando EGS4 para varios espectros clínicos típicos. Figura tomada de (Li, et al., 1995).

Se establece una relación lineal entre la calidad del haz y el radio mínimo requerido para lograr el LCPE, la cual no es recomendable para diferencias de potencial mayores que 15 MV y materiales Z altos (Li, et al., 1995).

$$r_{LCPE}[g/cm^2] = 5.973 \cdot (TPR_{10}^{20}) - 2.688 \quad (7.1)$$

La cantidad TPR_{10}^{20} se explica en la sección 7.3.2 del Apéndice B.

7.2. Especificación de la calidad de haz para haces de fotones

Un haz de rayos X se puede caracterizar en términos de su capacidad de penetrar materiales de composición conocida. Esta capacidad de penetración de la radiación a menudo se describe como la calidad de haz (Attix, 1986).

Un índice de calidad de haz óptimo para haces de fotones clínicos debería funcionar satisfactoriamente sobre todo el rango de energías y aceleradores utilizados en radioterapia. Una forma ideal para describir la calidad de un haz de rayos X es especificar su distribución espectral completa de fotones, es decir, la fluencia de energía en cada intervalo de energía como se muestra en la Figura 7-4. Desafortunadamente, el conocimiento completo de la distribución espectral es difícilmente alcanzable, ni mediante el uso de mediciones directas o simulaciones Monte Carlo, ni por reconstrucción a partir de mediciones de transmisión (Johnsson, et al., 2000), pero en radioterapia es más útil expresarla en términos de poder de penetración en agua, el cual es proporcional a la energía media de los fotones que componen el haz.

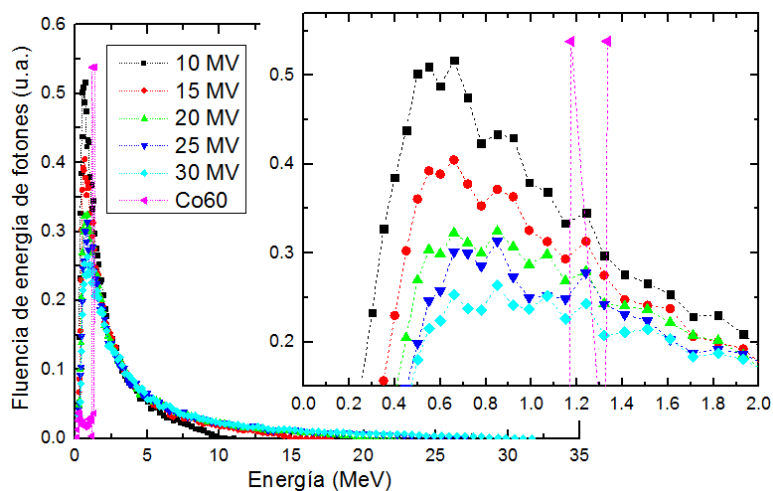


Figura 7-4: Distribución espectral de haces de megavoltajes comúnmente utilizados en radioterapia. La imagen de la derecha es un acercamiento a la zona de bajas energías. Los espectros de fluencia para cada energía se normalizaron de manera que el área bajo la curva fuera igual a la unidad

Para haces de fotones de baja energía se tiene un parámetro simple para especificar su calidad, éste es llamado capa hemirreductora, y se define como el espesor de material absorbente que reduce la intensidad inicial a la mitad del valor original (Khan, 2003). Dos capas hemirreductoras la reducen a una cuarta parte, y así sucesivamente, n capas hemirreductoras la reducen por un factor $1/2^n$. La capa hemirreductora está relacionada con el coeficiente lineal de atenuación según la ecuación:

$$x_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (7.2)$$

El coeficiente lineal de atenuación, μ , (o primer y segunda capa hemirreductora), así como la energía del haz, se ha propuesto como índice de calidad del haz (Brahme & Andreo, 1986) (Nyström & Karlsson, 1994).

En haces de fotones de alta energía (megavoltaje), la forma de la curva de dosis en profundidad medida en condiciones de referencia en agua se ha convertido en una medida de la calidad del haz (sección 7.3 del Apéndice B). Pero antes del uso de las razones de dosis para especificar la calidad de haces de fotones, el parámetro que más frecuentemente era utilizado en dosimetría era el potencial nominal del acelerador. Los cocientes de la dosis absorbida se usaron por primera vez como un índice de calidad de haz de fotones en las recomendaciones dosimétricas de la Asociación Nórdica de Físicos Clínicos (NACP) (Nordic Association of Clinical Physics, 1980). Sin embargo, el cociente medido en una unidad de tratamiento clínico se asoció con el potencial nominal de aceleración o la energía máxima nominal, en MV, que se utilizaba posteriormente para la selección de los factores de corrección k_{Q,Q_0} (ver sección 7.4 del Apéndice B). Andreo y Brahme demostraron que el uso del potencial nominal del acelerador exclusivamente, ignorando las propiedades reales de penetración de un haz clínico, podría llevar a variaciones de hasta el 1.5% en las razones de poderes de frenado (Andreo & Brahme, 1986).

7.3. Calidad de haz en haces de fotones de megavoltaje para radioterapia

La evaluación de la calidad del haz juega un papel fundamental en la dosimetría de la radiación, pero no ha habido ningún parámetro único completamente satisfactorio que puede actuar como un especificador de calidad del haz. Como resultado, los diferentes enfoques se han vuelto comunes para diferentes propósitos. Una diferencia importante entre el TG-51

(Almond, et al., 1999) y el TRS-398 (International Atomic Energy Agency, 2005) consiste en la especificación de calidad del haz.

7.3.1. Porcentaje de profundidad a 10 cm de profundidad: %dd(10)_x

El protocolo AAPM TG-51 recomienda el %dd(10)_x como el especificador de calidad de haz en fotones. Esta cantidad es el resultado del porcentaje de dosis en profundidad en haces de fotones a 10 cm de profundidad en un campo de 10 x 10 cm² en la superficie de un maniquí de agua a una SSD de 100 cm. Usando esta cantidad, hay una importante simplificación en comparación con el protocolo AAPM TG-21 (Schulz, et al., 1983) ya que no se necesitan grandes tablas de razones de poderes de frenado ni de coeficientes másicos de absorción de energía (Almond, et al., 1999).

La razón fundamental de utilizar %dd(10)_x como especificador de la calidad de haz de fotones es proporcionada por (Kosunen & Rogers, 1993), donde se muestra que para cualquier haz de rayos X por encima de 4 MV, hay una relación lineal entre las razones de los poderes de frenado de agua y aire y el %dd(10)_x para el haz de fotones, con una desviación estándar de 0.1% (ver Figura 7-5). Matemáticamente:

$$\left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_{\text{agua}}^{\text{agua}} = 1.276 - 0.002224 \cdot \%dd(10)_x \quad (7.3)$$

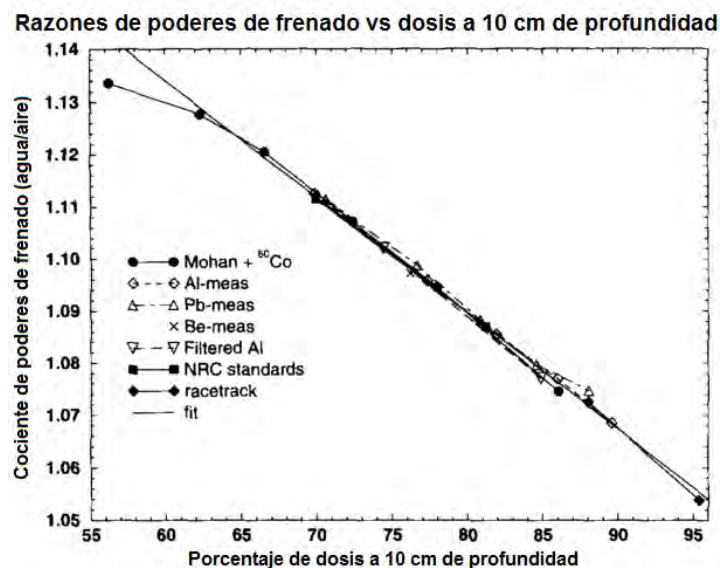


Figura 7-5: Cocientes de poderes de frenado agua-aire de Spencer-Attix para haces clínicos de fotones en función de %dd(10)_x. Gráfica tomada de (Kosunen & Rogers, 1993).

La principal complicación con la medición de $\%dd(10)_x$ es la contaminación con electrones que afecta a la dosis máxima; para energías altas (alrededor de 10 MV o más) los electrones del cabezal del acelerador pueden afectar significativamente la dosis en d_{max} y por lo tanto reducir el valor medido de $\%dd(10)_x$. Esta contaminación con electrones varía según el tipo de acelerador. Debido a que es imposible eliminar completamente la contaminación con electrones del haz, el protocolo TG-51 recomienda que $\%dd(10)_x$ debe medirse mediante la interposición de una lámina de plomo de 1 mm de espesor a una distancia de 50 cm entre el haz y la superficie del maniquí. Esta configuración reduce al mínimo la contaminación con electrones incidente (más del 95%) en la superficie del maniquí, la lámina de plomo actúa como un filtro de electrones. El uso de una lámina de plomo se recomienda para la medición de $\%dd(10)_x$ para energías de 10 MV o superiores (Li & Rogers, 1994).

El $\%dd(10)_x$, medido con una lámina a 50 cm de la superficie del maniquí, se calcula, como se recomienda por el TG-51 (Almond, et al., 1999) con:

$$\%dd(10)_x = [0.8905 + 0.00150 \cdot \%dd(10)_{pb}] \%dd(10)_{pb}; [\%dd(10)_{pb} \geq 73\%] \quad (7.3)$$

Sí $\%dd(10)_x$ es menor que el umbral dado anteriormente en la ecuación 7.4, entonces $\%dd(10)_x = \%dd(10)_{pb}$. Esta lámina se utiliza solamente cuando se determina la calidad de haz y debe ser retirada al término de esta medición.

En el caso de que la lámina de plomo no esté disponible, el TG-51 recomienda usar de forma provisional la siguiente relación aproximada para la determinación de $\%dd(10)_x$:

$$\%dd(10)_x = 1.267 \cdot \%dd(10) - 20.0; [75\% < \%dd(10) \leq 89\%] \quad (7.4)$$

La ecuación anterior se basa en un ajuste global de datos y en casos extremos puede conducir a un error en la dosis absorbida de 0.4% (Almond, et al., 1999).

7.3.2. Cociente tejido-maniquí: TPR_{10}^{20}

La idea de obtener cocientes de mediciones de ionización o la dosis a dos profundidades se introdujo por primera vez en el protocolo de dosimetría nórdica (NACP) para especificar la energía del acelerador (Nordic Association of Clinical Physics, 1980). En el protocolo TRS-398 se especifica la calidad de haz en fotones de alta energía producidos por aceleradores de uso clínico mediante el cociente tejido-maniquí, TPR_{10}^{20} . Esta cantidad se define como la razón de la dosis absorbida en el isocentro a profundidades de 20 cm y 10 cm de agua para un haz paralelo de 10 x 10 cm, con una distancia fuente-cámara mantenida constante a 100 cm

(International Atomic Energy Agency, 2005). Aunque en la definición se usa el término dosis absorbida, se acepta el cociente de la ionización a 10 y 20 cm de profundidad, ya que la variación de la razón de poderes de frenado agua-aire, con la profundidad es prácticamente despreciable a partir de la profundidad del máximo.

La geometría experimental para la medida del TPR_{10}^{20} se muestra en la Figura 7-6 . El parámetro TPR_{10}^{20} es una medida del coeficiente de atenuación efectivo, que describe el decrecimiento aproximadamente exponencial de una curva de dosis en profundidad de fotones más allá de la profundidad del máximo de dosis (Brahme & Andreo, 1986).

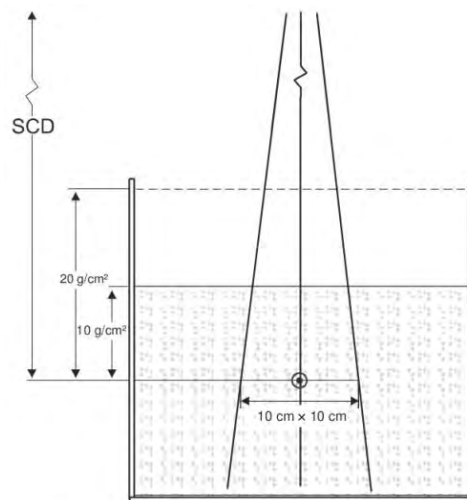


Figura 7-6: Configuración experimental para la determinación del índice de calidad del haz Q (TPR_{10}^{20}). La distancia fuente-cámara (SCD) se mantiene constante a 100 cm y las medidas se hacen a 10 cm y 20 cm de profundidad. El tamaño del campo en la posición del punto de referencia de la cámara es de 10 cm x 10 cm. Se puede usar una cámara cilíndrica o una plano-paralela. Figura tomada de (International Atomic Energy Agency, 2005).

Se ha demostrado que el cociente de los poderes de frenado restringidos, para todos los haces clínicos disminuye con el aumento del TPR_{10}^{20} en una relación sigmoideal que ha sido representada por un polinomio cúbico, ajustando los datos mejor que 0.15% (Andreo & Brahme, 1986) (ver Figura 7-7).

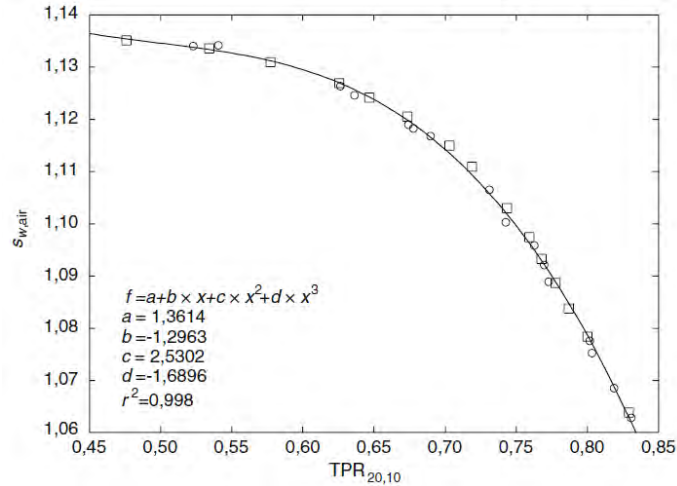


Figura 7-7: Cocientes de poderes de frenado agua-aire de Spencer-Attix para haces clínicos de fotones en función de TPR_{10}^{20} . Gráfica tomada de (International Atomic Energy Agency, 2005).

Usando el TPR_{10}^{20} como el índice de calidad del haz, Andreo ha calculado los valores k_{Q,Q_0} (ver sección 7.4) para una variedad de cámaras de ionización comercialmente disponibles y haces de fotones de TPR_{10}^{20} , de 0.5 a 0.84 (Andreo, 1992). Estos valores se presentan en la tabla 14 del protocolo de TRS-398 (International Atomic Energy Agency, 2005).

7.3.3. Diferencias y similitudes entre $\%dd(10)_x$ y TPR_{10}^{20}

Para los propósitos de dosimetría de la radiación, Kosunen y Rogers (Kosunen & Rogers, 1993) publicaron que el TPR_{10}^{20} no es un especificador ideal de calidad de haz debido a que:

- Los cocientes de los poderes de frenado para el mismo valor de TPR_{10}^{20} pueden variar hasta en un 0.5% para haces de rayos X mayores que 4 MV.
- El valor de TPR_{10}^{20} se vuelve insensible a los cambios de calidad del haz de rayos X mayores que 4 MV.
- Linealidad de la relación entre el $\%dd(10)_x$ y las razones de poderes de frenado para todos los tipos de haces, incluso para aquellos no disponibles en hospitales.
- Tiene poco significado intuitivo.

Por el contrario, $\%dd(10)_x$ en un haz de fotones especifica los cocientes del poder de frenado con una precisión de 0.2% para todos los haces de radiación de frenado en blancos gruesos, mantiene su sensibilidad para los rayos de alta energía, y tiene un significado físico y clínico simple.

Por otro lado, Andreo menciona las ventajas de usar el TPR_{10}^{20} como especificador de la calidad del haz para haces de fotones de alta energía frente al $\%dd(10)_x$ (Andreo, 2000):

- El método TPR_{10}^{20} es más sencillo de implementar, ya que evita el uso de un filtro de plomo y la medición de la dosis en d_{max} , la cual es complicado de medir.
- La determinación del TPR_{10}^{20} no requiere corrección de desplazamiento, ni es sensible a pequeños errores sistemáticos en el posicionamiento de la cámara en cada profundidad.
- La variación de las razones de los poderes de frenado con el TPR_{10}^{20} está muy bien correlacionada, relacionadas mediante un polinomio cúbico, ajustándose mejor que un 0.15% prácticamente para todos los espectros clínicos.

Aunque la elección de uno u otro ha sido objeto de debate en la literatura, esta diferencia tiene poco efecto sobre el resultado final (0.2%) (Huq, et al., 2001), es decir, el cálculo de k_{Q,Q_0} o de la dosis absorbida en agua. Se afirma que no existe un único especificador de la calidad del haz que funcione satisfactoriamente en todas las condiciones posibles, para todo el rango de energía de los fotones utilizados en radioterapia ni en todos los aceleradores posibles utilizados en los hospitales y laboratorios (Andreo, 2000).

7.4. Códigos de Práctica para haces de fotones de alta energía

Los nuevos protocolos que se introdujeron fueron el de la AAPM TG-51 (Almond, et al., 1999) publicado en 1999 y el de la IAEA TRS-398 (International Atomic Energy Agency, 2005) publicado en el 2000; los cuales fueron desarrollados paralelamente. En consecuencia, estos dos protocolos son muy similares en sus formalismos y ambos se basan en la calibración de la cámara de ionización en términos de la dosis absorbida en agua en un haz de ^{60}Co . Estos nuevos protocolos representan una actualización importante de los protocolos anteriores en varios aspectos: (Almond, et al., 1999) (International Atomic Energy Agency, 2005) (Huq, et al., 2001)

- El factor de calibración de la cámara de ionización está dado en dosis absorbida en agua, en lugar de exposición o kerma en aire.
- La incertidumbre se reduce ya que las medidas basadas en calibraciones en aire, en términos de kerma en aire, requieren factores de conversión dependientes de la cámara para determinar la dosis absorbida en agua. Estos factores de conversión no tienen en

cuenta las diferencias individuales entre cámaras de un mismo tipo. Por el contrario, las calibraciones en términos de dosis absorbida en agua se pueden realizar en condiciones similares a las medidas posteriores en el haz del usuario, de forma que se tiene en cuenta la respuesta de cada cámara individual.

- El usuario no necesita calcular factores de corrección teóricos.
- No se necesitan grandes tablas de poderes de frenado ni de coeficientes de absorción de energía.
- Utilización de un formalismo sencillo.

La sencillez de los formalismos se hace evidente cuando se considera la ecuación básica general de los protocolos TG-51 y TRS-398 para la determinación de dosis absorbida en agua (con una diferencia mínima en la nomenclatura, en esta tesis se utilizará la notación del TRS-398):

$$TRS - 398: D_{w,Q} = M_Q \cdot N_{D,w,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \quad (7.5)$$

$$TG - 51: D_w^Q = M \cdot k_Q \cdot N_{D,w}^{60Co} \quad (7.6)$$

Donde:

- M_Q o M es la lectura del detector corregida por las magnitudes de influencia temperatura y presión, calibración del electrómetro, efecto de polaridad y de recombinación de iones, según se describe en (Almond, et al., 1999) y (International Atomic Energy Agency, 2005).
- N_{D,w,Q_0} o $N_{D,w}^{60Co}$ es el factor de calibración del dosímetro, en términos de la dosis absorbida en agua, suministrado por un laboratorio de calibración dosimétrica para la calidad del haz de referencia Q_0 , usualmente ^{60}Co .
- k_{Q,Q_0} o k_Q es el factor de corrección por las diferencias en la calidad del haz del usuario Q con respecto al haz de referencia Q_0 . La calidad de referencia Q_0 normalmente usada para la calibración de cámaras de ionización es la radiación gamma del ^{60}Co . Si ésta es la utilizada por el usuario, el valor del factor de corrección es 1.

Su aplicación permite la calibración de los haces de radiación de fotones en términos de dosis absorbida en agua, bajo condiciones de calibración que son denominadas condiciones de referencia, que dependen de la calidad del haz (Almond, et al., 1999) (International Atomic Energy Agency, 2005):

- Distancia fuente superficie SSD = 80 o 100 cm, o distancia fuente al eje del isocentro del equipo SAD = 80 o 100 cm.
- Tamaño de campo de 10x10 cm² para fotones.
- Profundidad de colocación de la cámara en agua para fotones de 5 o 10 g/cm².
- Tamaño del maniquí de 30 x 30 x 30 cm³.

El factor de corrección por la calidad del haz, k_{Q,Q_0} , se define como el cociente entre los factores de calibración de la cámara de ionización, en términos de la dosis absorbida en agua, en las calidades Q y Q₀ (International Atomic Energy Agency, 2005):

$$k_{Q,Q_0} = \frac{N_{D,w,Q}}{N_{D,w,Q_0}} = \frac{D_{w,Q}/M_Q}{D_{w,Q_0}/M_{Q_0}} \quad (7.7)$$

Idealmente, el factor de corrección por la calidad de haz debería ser medido directamente para cada detector utilizando la misma calidad que el haz del usuario; no obstante, esto no es posible en la mayoría de los laboratorios de calibración. Sin embargo, cuando no se tienen disponibles datos experimentales o es difícil medir k_{Q,Q_0} directamente, el valor de los factores de corrección puede ser calculado teóricamente. La forma de hacer el cálculo teórico es haciendo uso de la teoría de cavidades de Bragg-Gray (sección 6.8.1). Se puede deducir una expresión para k_{Q,Q_0} comparando la ecuación con el formalismo usado en los códigos de práctica (Schulz, et al., 1983) y (International Atomic Energy Agency, 1987), donde la dosis en aire $D_{air,Q}$ en la cavidad de la cámara de ionización puede ser convertida en dosis absorbida en agua $D_{w,Q}$ (Andreo, 1992), con:

$$D_{w,Q} = D_{air,Q} \cdot (s_{air}^w)_Q \cdot P_Q = N_{D,air} \cdot M_Q \cdot (s_{air}^w)_Q \cdot P_Q \quad (7.8)$$

Donde:

- $N_{D,air}$ es el factor de calibración para la cámara de ionización, en dosis en aire.
- $(s_{air}^w)_Q$ es el cociente de los poderes de frenado restringidos entre agua y aire.
- P_Q es el factor de corrección por perturbación que toma en cuenta las diferencias con un detector ideal, aplicado al detector presente en el medio. Este parámetro contiene el producto directo de los siguientes factores de influencia: p_{wall} , p_{elec} , p_{repl} y p_{ion} , los cuales corrigen las perturbaciones causadas por la presencia de la pared de la cámara y del electrodo central, por el punto efectivo de medición y por recombinación iónica, respectivamente. Dichos factores están incorporados experimentalmente bajo las condiciones de calibración en la medición de N_{D,w,Q_0} .

Y $D_{air,Q}$ se puede escribir como:

$$D_{air,Q} = \frac{M_Q}{V \cdot \rho_{air}} \cdot \frac{W_{air}}{e} \quad (7.9)$$

Donde:

- ρ_{air} es la densidad del aire en condiciones estándar de presión y temperatura.
- V es el volumen efectivo de aire en la cavidad de la cámara de ionización.
- $\frac{W_{air}}{e}$ es la energía promedio requerida para producir un par de iones en el aire.

Por lo tanto, usando la ecuación 7.10 en la ecuación 7.9, se puede reescribir la ecuación 7.8 como:

$$k_{Q,Q_0} = \frac{(s_{air}^w)_Q}{(s_{air}^w)_{Q_0}} \cdot \frac{P_Q}{P_{Q_0}} \cdot \frac{(W_{air})_Q}{(W_{air})_{Q_0}} \quad (7.10)$$

Esta ecuación es válida para todos los tipos de haces de alta energía. A menudo en terapia de haces de fotones se supone que W_{air}/e es independiente de la calidad de la radiación (International Atomic Energy Agency, 2005), entonces la ecuación 7.11 se simplifica como:

$$k_{Q,Q_0} \approx \frac{(s_{air}^w)_Q}{(s_{air}^w)_{Q_0}} \cdot \frac{P_Q}{P_{Q_0}} \quad (7.11)$$

Sin embargo, debería destacarse que cuando se comparen determinaciones experimentales y teóricas de k_{Q,Q_0} , es la ecuación 7.11 completa la que se debe aplicar, en lugar de la ecuación 7.12 que es aproximada (International Atomic Energy Agency, 2005).

7.5. Estructura de las curvas de dosis en profundidad

Conforme un haz incide en un material, la dosis absorbida en el medio varía con la profundidad. Esta variación depende de ciertas condiciones, como:

- La energía del haz
- La profundidad
- El tamaño de campo
- La distancia fuente-superficie
- El sistema de colimación del haz

Por lo que el cálculo de la dosis en el medio involucra consideraciones relacionadas con estos parámetros mientras afectan la distribución de dosis en profundidad (Khan, 2003). Un haz puntual de fotones propagándose a través del aire o del vacío se rige por la ley del inverso cuadrado de la distancia; mientras que un haz de fotones propagándose a través de un medio material, por otro lado, es afectado no solo por la ley del inverso cuadrado, sino también por la atenuación y dispersión del haz de fotones dentro del maniquí o del paciente (Rogers, 2014). La Figura 7-8 muestra la estructura de las curvas de dosis en profundidad.

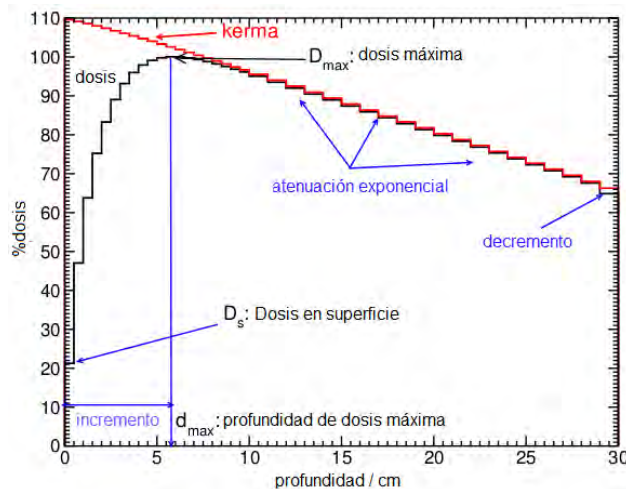


Figura 7-8: Curva de porcentaje de dosis en profundidad (PDD) para un haz de fotones de 24 MV en un maniquí de agua normalizada en la dosis máxima. También se muestra el kerma al agua. Figura tomada de (Rogers, 2014).

Estas curvas tienen algunos componentes que enseguida se enlistan:

7.5.1. Dosis en la superficie

Como se observa en la Figura 7-8, la curva de PDD decrece con la profundidad a partir de la profundidad de dosis máxima. Para haces de fotones de megavoltaje la dosis en la superficie es menor que la dosis máxima. En cambio, en el caso de haces de ortovoltaje y energías bajas, la dosis en la superficie coincide con la dosis máxima.

7.5.2. Región Build-Up

La región de incremento se encuentra entre la superficie del maniquí y el punto de dosis máxima. Ésta se produce para haces de fotones de alta energía, la dosis aumenta acumulándose hasta que se alcanza el equilibrio transitorio de partícula cargada a una profundidad donde la dosis es máxima (d_{max}). El espesor de la región de incremento dependerá del alcance de los electrones creados y de la atenuación del haz (ver la sección 7.5.3).

El efecto de la región de incremento da lugar a lo que clínicamente se conoce como *skin-sparing effect* o en español como “efecto de protección a la piel”. Para haces de megavoltaje, por ejemplo los de ^{60}Co y mayores energías, la dosis en superficie es mucho menor que D_{max} . Esto presenta una ventaja diferente sobre los haces de baja energía para los cuales D_{max} ocurre en la superficie de la piel. Así, en el caso de haces de fotones de alta energía, se pueden entregar dosis mayores a lesiones localizadas a profundidades grandes dentro del cuerpo sin exceder la dosis límite a la piel.

La física de la región de incremento se puede explicar como sigue:

- 1) A medida que el haz de fotones de alta energía entra en el medio material, se generan electrones de gran energía en la superficie y en las capas subsecuentes.
- 2) Estos electrones depositan su energía a una profundidad diferente a la de su sitio de origen.
- 3) Debido a 1 y a 2, la fluencia de electrones, y por lo tanto la dosis absorbida, se incrementan con la profundidad hasta que se alcanza un máximo. Sin embargo, la fluencia de energía de los fotones decrece continuamente con la profundidad, dando como resultado, que la producción de electrones también decrezca con la profundidad. El efecto neto es que más allá de una cierta profundidad, la dosis eventualmente empezará a decrecer. Con los haces de baja energía, el alcance de los electrones es tan pequeño que el efecto de la región de incremento no se observa y la dosis disminuye continuamente conforme se incrementa la profundidad.

7.5.3. Profundidad de dosis máxima: d_{max}

El valor de la dosis máxima D_{max} ocurre a una profundidad d_{max} . En un tamaño de campo de 10 cm x 10 cm, cuando se aumenta la energía del haz, la profundidad de dosis máxima se mueve a profundidades superiores.

Las distribuciones de dosis en el eje central del haz en el interior de un maniquí (usualmente agua) son usualmente normalizadas a la profundidad de dosis máxima d_{max} , y referidas como distribuciones de porcentaje de dosis en profundidad (PDD, *percent depth dose*).

$$PDD(d, A, f, E) = 100 \cdot \frac{D_Q(d, A, f, E)}{D_P(d_{max}, A, f, E)} \quad (7.12)$$

Donde:

- d es la profundidad en el maniquí de agua.
- d_{max} es la profundidad de dosis máxima.
- A es el tamaño de campo en la superficie del maniquí de agua.
- f es la distancia fuente superficie del maniquí.
- E es la energía del haz.

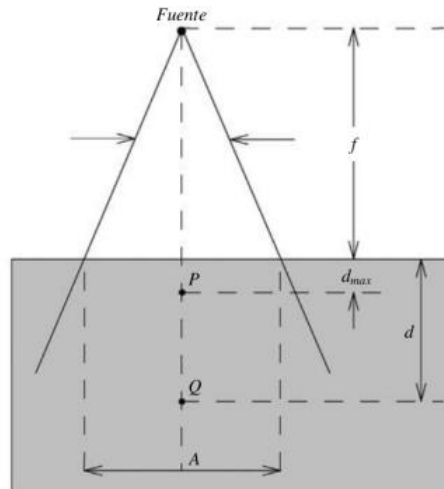


Figura 7-9: Geometría para la medición de PDD (d, A, f, E). La dosis absorbida en el punto P es medida a la profundidad de d_{max} y la dosis absorbida en el punto Q es medida a la profundidad de d . Adaptado de (Podgorsak, 2003).

7.5.4. Región de atenuación

A profundidades mayores que la profundidad de D_{max} la dosis disminuye a causa de la dispersión y atenuación del haz de fotones y efectos de la ley del inverso cuadrado de la distancia.

7.5.5. Región de decremento

Se produce cerca de la superficie de salida del maniquí, debido por la falta de retrodispersión desde el aire en comparación con material del maniquí (Rogers, 2014).

8. Bibliografía

- Alfonso, R. y otros, 2008. A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields. *Medical Physics*, 35(11), pp. 5179-5186.
- Almond, P. R. y otros, 1999. AAPM's TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams. *Technical Report*, 26(9), pp. 1847-1870.
- Andreo, P., 1992. Absorbed dose beam quality factors for the dosimetry of high-energy photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, 37(12), pp. 2189-2211.
- Andreo, P., 2000. On the beam quality specification of high energy photons for radiotherapy dosimetry. *Medical Physics*, 27(3), pp. 434-440.
- Andreo, P. & Benmakhlouf, H., 2017. Role of the density, density effect and mean excitation energy in solid-state detectors for small photon fields. *Physics in Medicine & Biology*, 62(1), pp. 1518-1532.
- Andreo, P. & Brahme, A., 1986. Stopping power data for high energy photon beams. *Physics in Medicine and Biology*, 31(8), pp. 839-858.
- ASL Reggio Emilia, 2008. *Servizio Sanitario Regionale Emilia Romagna - Azienda Ospedaliera di Reggio Emilia*. [En línea]
Obtenido de: <http://www.asmn.re.it/Mediagallery.jsp?idGalleria=22&idFilmato=106>
- Aspradakis, M. y otros, 2010. *IPEM report 103: Small field MV photon dosimetry*.
- Attix, F. H., 1986. *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*. s.l.:John Wiley & Sons.
- Benmakhlouf, H., Sempau, J. & Andreo, P., 2014. Output correction factors for nine small field detectors in 6 MV radiation therapy photon beams: A PENELOPE Monte Carlo study. *Medical Physics*, 41(4), pp. 1-12.
- BLK CyberKnife Centre, 2016. *BLK CyberKnife Centre*. [En línea]
Obtenido de: <http://cyberknifedelhi.com/blog/next-generation-cyberknife-machine-in-india/>
- Bouchard, H., Seuntjens, J., Francois Carrier, J. & Kawrakow, I., 2009. Ionization chamber gradient effects in nonstandard beam configurations. *Medical Physics*, 36(10), pp. 4654-4663.
- Brahme, A. & Andreo, P., 1986. Dosimetry and Quality Specification of High Energy Photon Beams. *Acta Oncologica*, 25(3), pp. 213-223.

Cranmer Sargison, G. y otros, 2012. Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization. *Physics in Medicine and Biology*, Volumen 57, p. 5141–5153.

Czarnecki, D. & Zink, K., 2013. Monte Carlo calculated correction factors for diodes and ion chambers in small photon fields. *Physics in Medicine and Biology*, Volumen 58, p. 2431–2444.

Das, I. J., Ding, G. X. & Ahnesjö, A., 2008. Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry. *Medical Physics*, 35(1), pp. 206-215.

Francescon, P., Cora, S. & Satariano, N., 2011. Calculation of $k_{Q_{clin}}$; Q_{msr} , f_{clin} ; f_{msr} for several small detectors and for two linear accelerators using Monte Carlo simulations. *Medical Physics*, 28(12), pp. 6513-6527.

Huq, M. S., Andreo, P. & Song, H., 2001. Comparison of the IAEA TRS-398 and AAPM TG-51 absorbed dose to water protocols in the dosimetry of high-energy photon and electron beams. *Physics in Medicine and Biology*, Volumen 46, pp. 2985-3006.

IBA Dosimetry, 2011. *Detectors for Relative and Absolute Dosimetry*. [En línea]
Obtenido de: <http://www.iba-dosimetry.com/>

International Atomic Energy Agency, 1987. *Absorbed dose determination in photon and electron beams: an international code of practice.*, Viena: Technical Report Series No. 277.

International Atomic Energy Agency, 2005. *Determinación de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos*, Viena: Reporte Técnico 398.

Johnsson, S. A., Ceberg, C. P., Knöös, T. & Nilsson, P., 2000. On beam quality and stopping power ratios for high-energy x-rays. *Physics in Medicine and Biology*, 45(10), p. 2733.

Khan, F. M., 2003. *The physics of radiation therapy*. USA: Lippincott Williams & Wilkins.

Kosunen, A. & Rogers, D. W. O., 1993. Beam quality specification for photon beam dosimetry. *Medical Physics*, 20(4), pp. 1181-1188.

Lárraga Gutiérrez, J. M., 2015. Experimental determination of field factors for small radiotherapy beams using the daisy chain correction method. *Physics in Medicine & Biology*, Volumen 60, pp. 5813-5831.

Lárraga Gutiérrez, J. M. y otros, 2015. Properties of a commercial PTW-60019 synthetic diamond detector for the dosimetry of small radiotherapy beams. *Physics in Medicine and Biology*, 60(2), pp. 905-924.

Li, X. A. & Rogers, D. W. O., 1994. Reducing electron contamination for photon beam-quality specification. *Medical Physics*, 21(6), pp. 791-797.

Li, X. A., Soubra, M., Szanto, J. & Gerig, L. H., 1995. Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps. *Medical Physics*, 22(7), pp. 1167-1170.

Mayo Foundation for Medical Education and Research, 2016. *Mayo Clinic*. [En línea] Obtenido de: <http://www.mayoclinic.org/es-es/tests-procedures/brain-stereotactic-radiosurgery/multimedia/brain-stereotactic-targeting/img-20008014#>

Nordic Association of Clinical Physics, 1980. Procedures in External Radiation Therapy Dosimetry with Electron and Photon Beams with Maximum Energies Between 1 and 50 MeV. *Acta Radiologica: Oncology*, 19(1), pp. 55-79.

Nyström, H. & Karlsson, M., 1994. Photon beam quality specification by narrow-beam transmission measurements. *Physics in Medicine and Biology*, 39(8), pp. 1231-1245.

Podgorsak, E. B., 2003. *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. Vienna: International Atomic Energy Agency.

PTW Freiburg, 2013. *PTW Detectors for Small Field Dosimetry*. [En línea] Obtenido de: <http://www.ptw.de/>

Rogers, D. W. O., 2014. *Notes on the structure of radiotherapy depth-dose distributions*, Ottawa, Canada: Technical Report 01.

Rogers, D. W. O. y otros, 1995. BEAM: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units. *Medical Physics*, 22(5), pp. 503-524.

Samblás, J., Sallabanda, K., Martínez, R. & Calvo, F. A., 2012. *Radiocirugía. Fundamentos, avances tecnológicos, indicaciones y resultados*. Madrid: ARÁN.

Schulz, R. J. y otros, 1983. *AAPM Protocol: Task Group 21: A Protocol for absorbed dose from high-energy beams*, s.l.: Technical Report 6.

Scott, A. J. D., Kumar, S., Nahum, A. E. & Fenwick, J. D., 2012. Characterizing the influence of detector density on dosimeter response in non-equilibrium small photon fields. *Physics in Medicine and Biology*, Volumen 57, pp. 4461-4476.

Technology, N. I. o. S. a., 1998. *ESTAR: Stopping power and range tables for electrons*. [En línea] Available at: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>