



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
INSTITUTO DE FÍSICA
INSTITUTO NACIONAL DE NEUROLOGÍA Y NEUROCIROLOGÍA

**RESPUESTA DE LAS CÁMARAS DE IONIZACIÓN FLEXIBLE DE 0.125 CC Y
PINPOINT DE 0.016 CC EN CAMPOS COMPUESTOS Y DINÁMICOS EN
RADIOTERAPIA DE ARCO VOLUMÉTRICO**

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

PRESENTA:
AURORA GUADALUPE BORGES SÁNCHEZ

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

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
DRA. MARÍA ISABEL GAMBOA DE BUEN
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM

DRA. MERCEDES RODRÍGUEZ VILLAFUERTE
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

CIUDAD UNIVERSITARIA, CIUDAD DE MÉXICO, JUNIO 2022



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

ÍNDICE

1	Introducción	4
1.1	Campos pequeños y no estándares	8
2	Antecedentes	11
3	Fundamentos físicos de la radioterapia	17
3.1	Radiación ionizante	17
3.2	Interacción de fotones con la materia	17
3.2.1	Efecto Compton.....	19
3.2.2	Efecto fotoeléctrico.....	20
3.3	Interacción de las partículas cargadas con la materia	21
3.3.1	Colisiones suaves.....	22
3.3.2	Colisiones duras.....	23
3.3.3	Colisiones de radiación.....	23
3.3.4	Poder de frenado	24
3.3.5	Alcance	25
3.4	Principios dosimétricos, cantidades y unidades	26
3.4.1	Kerma	26
3.4.2	Dosis absorbida	29
3.4.3	Equilibrio de partículas cargadas (EPC)	30
3.4.4	Dosis absorbida para fotones.....	32
3.4.5	Dosis absorbida para electrones	32
3.5	Teorías de la cavidad	33
3.5.1	Teoría de Bragg-Gray.....	34
3.5.2	Teoría de Spencer-Attix.....	35
3.6	Dosimetría de campos pequeños: TRS 483	37
3.7	Campos compuestos	41
3.8	Métodos de simulación Monte Carlo para transporte de partículas.....	46
3.9	Técnicas de reducción de varianza.....	48
3.9.1	Ruleta rusa.....	49
4	Planteamiento del problema y objetivos	50
4.1	Planteamiento del problema	50
4.2	Objetivo general.....	50
4.3	Objetivos específicos.....	50

4.4	Hipótesis.....	51
5	Materiales y métodos	52
5.1	Materiales	53
5.1.1	Software EGSnrc.....	53
5.1.2	Biblioteca de clases EGSnrc C++ (egs++)	55
5.1.3	BEAMnrc.....	56
5.1.4	DOSXYZnrc.....	57
5.1.5	Archivo de espacio fase Varian TrueBeam.....	58
5.1.6	Simulación de las geometrías (maniqués y cámaras de ionización)	59
5.1.7	Simulación del colimador multihojas de alta definición HD120MLC	62
5.1.8	Generación de espacios fase de diferentes tamaños	67
5.1.9	Validación de la simulación de las cámaras de ionización	73
5.1.10	Creación de los planes de tratamiento con la técnica VMAT	73
5.1.11	Simulación de campos compuestos y dinámicos	76
5.1.12	Cálculos de dosis absorbida para analizar la respuesta de las cámaras de ionización 77	
5.1.13	Comparación de la respuesta de las cámaras en el caso dinámico y en el caso estático 78	
5.2	Resultados	79
5.2.1	Simulación de las geometrías (maniqués y cámaras de ionización)	79
5.2.2	Simulación del colimador multihojas de alta definición HD120MLC	80
5.2.3	Generación de espacios fase de diferentes tamaños	83
5.2.4	Validación de la simulación de las cámaras de ionización	92
5.2.5	Creación de los planes de tratamiento con la técnica VMAT	93
5.2.6	Simulación de campos compuestos y dinámicos	101
5.2.7	Cálculos de dosis absorbida para analizar la respuesta de las cámaras de ionización 102	
6	Discusión	105
7	Conclusiones.....	109
8	Anexo 1.....	111
8.1	Archivos de entrada de las simulaciones de las cámaras de ionización	111
8.1.1	Cámara de ionización PTW Semiflex 31010	111
8.1.2	Cámara de ionización PTW PinPoint 3D 31016.....	112
9	Referencias.....	115

1 Introducción

La radioterapia es una de las tres modalidades principales utilizadas en el tratamiento de diferentes tipos de cáncer, las otras dos son la cirugía y la quimioterapia. Este tratamiento consiste en la aplicación de haces de radiación ionizante sobre el tejido tumoral con la finalidad de propiciar la muerte celular a las células malignas que lo conforman y procurando causar el menor daño posible al tejido sano (Podgoršak, 2005).

El principal objetivo de la radioterapia, como tratamiento para el cáncer, es administrar la dosis deseada al tumor y los tejidos blancos, mientras se protege el tejido sano circundante tanto como sea posible. Para perfeccionar este objetivo, se han diseñado y desarrollado nuevas máquinas y técnicas, desde sus inicios y hasta la actualidad.

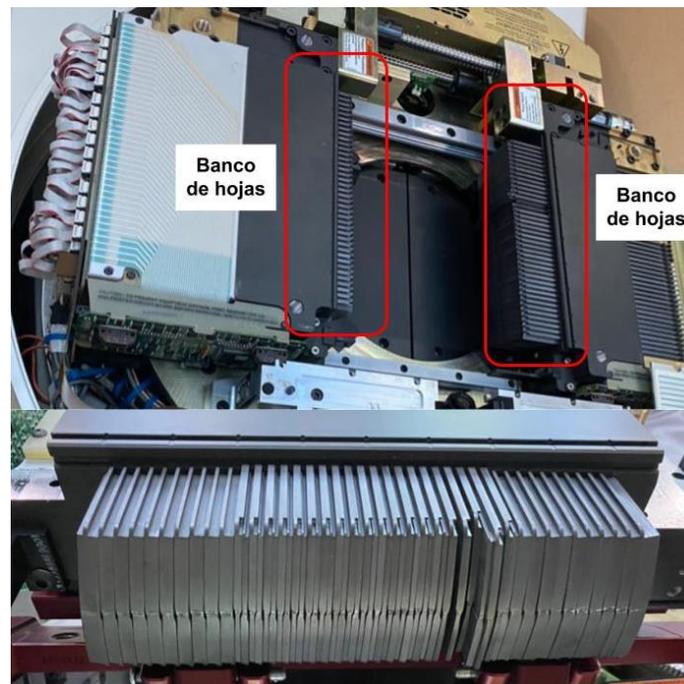


Figura 1. Colimador multi-hojas del acelerador lineal Varian TrueBeam, propiedad del Instituto Nacional de Ciencias Médicas y Nutrición Salvador Zubirán, CDMX. En la parte superior se aprecian los dos bancos de hojas y en la parte inferior una vista frontal de uno de ellos.

Los crecientes avances tecnológicos han contribuido al desarrollo de nuevas formas de radioterapia permitiendo, por una parte, una mejor definición espacial de los tejidos tumorales y de los órganos sanos que necesitan ser protegidos, gracias a la invención de la tomografía computarizada; y, por otra, la creación de herramientas que hacen posible entregar dosis diferentes a estos tejidos, principalmente con la introducción de colimadores multi-hojas que permiten dar una forma dinámica a los campos de radiación (Figura 1).

De esta forma, el objetivo de la radioterapia: pasa a ser entonces un problema matemático que se resuelve a través de un proceso iterativo de optimización. Con este fin, surge la radioterapia de intensidad modulada (IMRT, por sus siglas en inglés) a principios de la década de 1980 (aunque tomaría mayor importancia años después), la cual es una forma avanzada de radioterapia conformada tridimensional¹. En la IMRT, además de definir el objetivo de la dosis total necesarias en el volumen tumoral, el médico establece las restricciones de las dosis necesarias para proteger los distintos tejidos normales involucrados. La elaboración del plan de irradiación se realiza por computadora en un proceso de optimización que es conocido como planificación inversa.

En esta técnica cada campo de tratamiento está formado por la suma de múltiples haces de radiación más pequeños de intensidad variable que convergen en el objetivo tumoral desde varios ángulos de entrada, de modo que se generan diferentes niveles de intensidad de dosis en los distintos puntos de cada campo (como el que se muestra en el mapa de fluencia de la Figura 2), conduciendo a la construcción de distribuciones de dosis altamente conformes. Este efecto se logra con un colimador multi-hojas, dispositivo diseñado para dar forma al haz de radiación mediante múltiples bloques motorizados. Las dosis entregadas por la suma de los campos crean en el paciente un volumen de tratamiento en el que los

¹ Técnica de radioterapia en la cual el diseño del plan de tratamiento se efectúa delimitando, en cortes tomográficos axiales, los volúmenes correspondientes a los blancos tumorales y a los órganos normales, estableciendo los objetivos de dosis total y definiendo el número y características de los campos de tratamiento que permitan excluir a los tejidos normales de las zonas de alta dosis.

órganos y tejidos normales quedan ubicados en zonas restringidas y el tejido tumoral en las zonas de mayor exposición (Das et al., 2020).

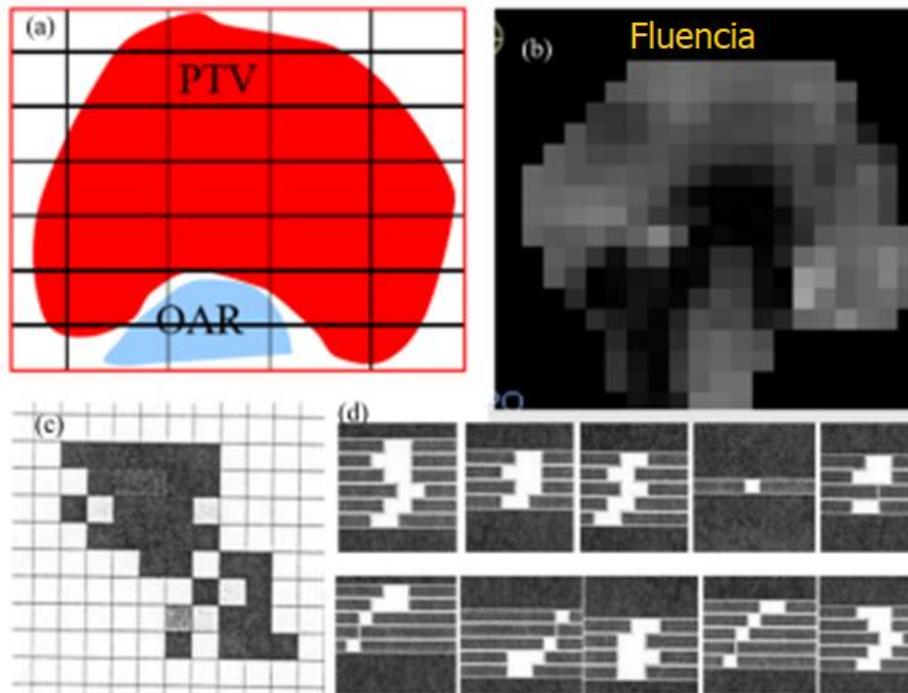


Figura 2. (a) Representación de la vista del haz en un sistema de planificación de tratamiento en donde se observa un volumen blanco (PTV) y un órgano de riesgo (OAR), (b) mapa de intensidad de fluencia, (c) uno de los campos de IMRT, el cual está descompuesto en (d) segmentos del mismo nivel de intensidad. Modificado de (Das et al., 2020)

La implementación de tratamientos modulados se ha abordado con diversas modalidades, como IMRT estática (*step and shoot* o paso y disparo), dinámica (ventana deslizante), IMAT, helicoidal (tomoterapia) y rotacional (VMAT).

La modalidad de interés en este trabajo es la radioterapia de arco volumétrico modulado (VMAT, por sus siglas en inglés). Esta técnica utiliza el cambio de la tasa de dosis, el movimiento del brazo del acelerador y la apertura del colimador multihojas de forma continua y simultánea para lograr distribuciones de dosis con una mayor conformidad del volumen blanco, particularmente en volúmenes con formas cóncavas complejas, como en los casos de lesiones en próstata y columna vertebral (Figura 3), y una mejor preservación de los tejidos normales y órganos en riesgo, en comparación con las técnicas de radioterapia convencionales, lo que da como resultado una reducción de las toxicidades agudas y tardías (Das et al., 2020).

También ofrece la ventaja de reducir el tiempo de administración de tratamiento en comparación con la IMRT estática.

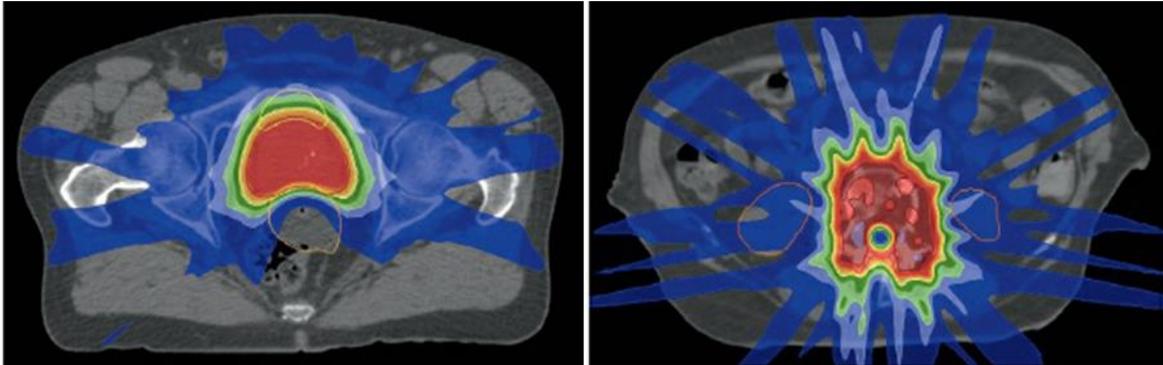


Figura 3. Distribución de dosis de un plan de tratamiento de cáncer de próstata (izquierda) y de columna (derecha), ambas calculadas utilizando la técnica de IMRT.

Por su parte, la técnica VMAT puede ser utilizada para tratar tumores en el sistema nervioso central, tales como lesiones benignas (p. ej. shwannoma vestibular), gliomas malignos y múltiples metástasis. En el estudio realizado por Lagerwaard et al. (Lagerwaard et al., 2009) se compararon planes creados con técnica VMAT y con radiocirugía convencional (arco conformado dinámico único, 1DCA; y arcos conformados dinámicos no coplanares, 5DCA) para tratar shwannomas vestibulares y se encontró que con VMAT se tiene un mejor índice de conformidad y permite una disminución de la irradiación de dosis baja al cerebro normal; así, la técnica VMAT mostró ser más apta para tratar este tipo de lesiones en comparación con 1DCA y 5DCA no coplanares. Asimismo, VMAT ha mostrado tener mejor cobertura y conformidad con el PTV, una dosis media cerebral normal más baja, menos unidades de monitor y tiempos de tratamiento más cortos, comparada con IMRT, para el tratamiento de gliomas malignos (Rapole et al., 2018).

Como se explicó anteriormente, los campos modulados se componen de subcampos que al “sumarlos” dan como resultado un mapa de modulación de intensidad en la fluencia de las partículas. Estos forman parte de un tipo de campos llamados “no estándares”, un término utilizado para referirse a:

- Campos pequeños, con tamaños transversales de igual (o menor) magnitud que el alcance de electrones secundarios en el medio, que presentan una

oclusión parcial de la fuente de radiación o si el detector empleado para la medición es grande en comparación con el tamaño del campo.

- Campos de intensidad modulada que involucran campos pequeños o campos extensos con gradientes de dosis pronunciados.

Debido a los avances en radioterapia, el uso de campos pequeños y campos grandes uniformes o no uniformes que se componen de campos pequeños se ha incrementado sustancialmente en varias técnicas, por ejemplo, en tratamientos estereotácticos y técnicas moduladas, como la IMRT y VMAT. Esto se ha visto facilitado por la mayor disponibilidad de colimadores multihojas y una variedad de nuevas unidades de tratamiento, como GammaKnife (Leksell GammaKnife®, Elekta Instrument AB, Estocolmo, Suecia), CyberKnife® Robotic Radiosurgery System y TomoTherapy® Hi -Art® (Accuray Inc., Sunnyv) (Organismo Internacional de Energía Atómica, s. f.).

Debido a sus características, estos campos constituyen un reto para la medición de la dosis absorbida y de ahí proviene la importancia de realizar investigación que propicie una dosimetría correctamente establecida para este tipo de campos.

1.1 Campos pequeños y no estándares

Los campos pequeños de fotones se diferencian de los campos de referencia convencionales en sus dimensiones laterales, lo que hace que las penumbras a ambos lados del campo se superpongan y los detectores más utilizados sean grandes en relación con el tamaño del campo (Organismo Internacional de Energía Atómica, s/f).

De igual forma, el uso de campos compuestos no estándares, que consisten en una multitud de campos pequeños, es muy común en técnicas modernas de radioterapia ya que éstos permiten la conformación del mapa de intensidad de fluencia en las técnicas de IMRT y VMAT que utilizan campos modulados.

Además, los errores dosimétricos son mayores que en los haces convencionales debido principalmente a dos razones: (i) las condiciones de referencia

recomendadas por los códigos de práctica convencionales no se pueden realizar en algunas máquinas y (ii) los procedimientos de medición para la determinación de la dosis absorbida en campos pequeños y compuestos no están estandarizados.

La investigación sobre la dosimetría para campos compuestos (no estándares) surge de la necesidad de poder establecer recomendaciones estandarizadas para lograr una dosimetría precisa en aquellas técnicas de radioterapia que involucren campos no estandarizados, como radiocirugía estereotáctica y radioterapia de intensidad modulada (IMRT), considerando el aumento en el uso de estas modalidades en los últimos años. Además, los códigos de práctica que utilizan campos de referencia convencionales (usualmente de 10 cm x 10 cm), no siempre son aplicables para los haces generados en estas modalidades de radioterapia.

El uso de este tipo de campos ha aumentado la incertidumbre de la dosimetría clínica y ha debilitado su trazabilidad a la dosimetría de referencia, basada en códigos de práctica convencionales. Al mismo tiempo, los errores dosimétricos se han vuelto considerablemente mayores que con los haces convencionales, debido principalmente a dos razones (Organismo Internacional de Energía Atómica, 2017):

- (i) las condiciones de referencia recomendadas por los códigos de prácticas convencionales no pueden establecerse en algunas máquinas y
- (ii) la medición de la dosis absorbida en agua en campos compuestos no está estandarizada.

De ahí la importancia del establecimiento de un código de práctica que proporcionen métodos y procedimientos para realizar la dosimetría precisa en este tipo de campos.

En 2008, un grupo de trabajo internacional establecido por la Organización Internacional de Energía Atómica (OIEA), publicó un formalismo para la dosimetría de campos pequeños y compuestos (Alfonso et al., 2008). Este formalismo aborda el problema de la dosimetría para estos campos pequeños mediante dos rutas: una para campos pequeños estáticos y otra para campos compuestos, al introducir el

concepto de dos nuevos campos de calibración intermedios: (i) un campo de referencia estático específico de máquina (msr) para aquellas modalidades que no pueden establecer condiciones de referencia convencionales (utilizado para campos pequeños estáticos) y (ii) un campo de referencia específico del plan-clase que está más cerca del campo clínico específico del paciente y, por lo tanto, facilita la estandarización de la dosimetría de campo compuesto (utilizado para campos compuestos, donde también se puede incluir el campo de referencia específico de la máquina).

Esta publicación fue la base de la Serie de Informe Técnico No. 483 (TRS 483): Dosimetría de campos pequeños estáticos utilizados en radioterapia de haz externo (Organismo Internacional de Energía Atómica, 2017), el primer código de práctica internacional dedicado a la dosimetría de referencia y relativa de campos pequeños estáticos utilizados en radioterapia (abordando la primera ruta del formalismo de Alfonso). Sin embargo, debido a la carencia de datos completos disponibles para la dosimetría de campos compuestos, el alcance de este código de práctica no aborda la segunda parte del formalismo propuesto por Alfonso y colaboradores (Alfonso et al., 2008) sobre campos compuestos, esperando la disponibilidad de datos en un futuro.

En esta investigación se aborda el problema de la dosimetría para campos compuestos no estándares que son utilizados en la terapia de arco volumétrico (VMAT), estudiando la respuesta de dos cámaras de ionización de diferentes tamaños (0.125 cc y 0.016 cc). Para ello, se realizó el cálculo de dosis absoluta en campos compuestos con esta técnica de tratamiento, mediante métodos de simulación Monte Carlo a través del software EGSnrc, para evaluar de manera cuantitativa la diferencia entre dosis en el detector y dosis en agua. Se pretende que estos resultados aporten datos disponibles sobre este tipo de campos y colaborar con la investigación necesaria para complementar el código de práctica TRS 483, considerando la dosimetría para campos compuestos.

2 Antecedentes

La dosimetría de referencia es la determinación de la dosis absorbida en agua $D_{w,Q}$ a través de una lectura de medición M_Q en condiciones de referencia (calidad del haz Q, a una profundidad y tamaño de campo de referencia) usando un dosímetro calibrado, como puede ser una cámara de ionización. La dosimetría en la radioterapia clínica para el tamaño de campo de referencia convencional, es decir, un campo de 10 cm x 10 cm, está muy bien determinada y estandarizada en diversos de códigos de práctica, como el TRS 398 (International Atomic Energy Agency, 2005).

Esta determinación de dosis absorbida en agua está basada en la teoría de cavidades. De manera específica, la teoría de Spencer-Attix (que se explicará con mayor detalle en el siguiente capítulo) relaciona la dosis al medio D_{med} y la dosis en la cavidad D_{cav} de la siguiente forma (Attix, 2004):

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = s_{med,cav}$$

donde $s_{med,cav}$ es el cociente del promedio de los poderes másicos de frenado de colisión restringidos del medio y de la cavidad. Esta expresión toma en cuenta el tamaño finito de las cámaras de ionización prácticas y se realizan varias suposiciones, entre ellas, que el espectro de electrones en el medio no cambia por la presencia de la cavidad (American Association of Physicist in Medicine, 1983).

Sin embargo, en la realidad las cámaras de ionización perturban la fluencia de fotones y electrones de varias maneras que deben ser tomadas en cuenta a través de ciertos factores de corrección llamados *factores de corrección por perturbación*. Estos factores se definen como desviaciones del comportamiento ideal de un detector grande o de la cavidad de Bragg-Gray, de tal forma que estos efectos son fundamentales para el uso de dosímetros prácticos para la determinación precisa de la dosis, como se requiere en la radioterapia de haz externo (Nahum, 1996).

Así, en la dosimetría con cámaras de ionización, la expresión de la teoría de Spencer-Attix se transforma en:

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = s_{med,cav} p \quad (1)$$

donde p es una serie de factores de perturbación que tomarán en cuenta los cambios en la respuesta del detector debido a sus propiedades y geometría, como lo son, el efecto de desplazamiento, de pared, del electrodo central y de dispersión en la cavidad (International Atomic Energy Agency, 2005).

En la práctica, el cálculo de la dosis absorbida en agua, tomando como base una cámara de ionización calibrada en una calidad de haz Q_0 , para una máquina de tratamiento con calidad de haz Q en un campo de referencia convencional, se calcula mediante (International Atomic Energy Agency, 2005):

$$D_{w,Q} = M_Q N_{D,w,Q_0} k_{Q,Q_0} \quad (2)$$

En esta expresión, el cociente de poderes de frenado de Spencer-Attix y los factores de perturbación se ven reflejados en el factor de corrección k_{Q,Q_0} de la siguiente forma:

$$k_{Q,Q_0} = \frac{(s_{agua,aire})_Q (W_{aire})_Q p_Q}{(s_{agua,aire})_{Q_0} (W_{aire})_{Q_0} p_{Q_0}} \quad (3)$$

donde $\frac{W_{aire}}{e} = 33.97 J/C$ para haces de fotones y electrones. Los efectos de perturbación son los que determinarán la respuesta de una cámara de ionización cuando se realice la medición de M_Q y, por consiguiente, en el cálculo de dosis absorbida.

En el caso de los campos convencionales, se cuenta con suficiente información para $s_{med,cav}$ descrita en la literatura. En este tipo de campos, por lo general, el cociente de estos factores de corrección por perturbación, como se muestra en la Ec. 3, se ignora en las prácticas clínicas de rutina donde existe equilibrio de partículas cargadas, pero generalmente no se pueden ignorar para campos pequeños, ya que en la literatura puede encontrarse, por ejemplo, que para minicámaras de ionización (Exradin A14P) el factor de perturbación es más grande que la unidad en un 36%, 30%, y 18% para campos circulares de diámetros de 1.5, 3 y 5 mm, respectivamente; estas grandes diferencias se deben principalmente a condiciones de no equilibrio que dependen del tipo y diseño del detector (Das et al., 2008).

Considerando la expresión de la Ec. 2, para realizar una dosimetría de referencia en campos compuestos es necesario analizar tanto el cociente de poderes de frenado de Spencer-Attix como los factores de perturbación para evaluar el cambio que pueden tener en su valor por la naturaleza de este tipo de campos que difieren de los campos convencionales.

Con respecto a la investigación sobre los cocientes de poderes de frenado de Spencer-Attix en campos diferentes a los convencionales, Sánchez-Doblado y colaboradores (Sánchez-Doblado et al., 2003) abordaron la dosimetría absoluta con cámaras de ionización para campos pequeños utilizados en técnicas estereotácticas y los utilizados en subcampos de IMRT, a través del cálculo de estos cocientes mediante métodos de simulación Monte Carlo.

En su trabajo, los autores se cuestionaron si el cociente de poderes de frenado en los protocolos de dosimetría, obtenida para haces de fotones anchos y condiciones de equilibrio de cuasielectrones, puede usarse en la dosimetría de campos estrechos mientras se mantiene la incertidumbre al mismo nivel que para los haces anchos usados en las calibraciones del acelerador.

A través de cálculos de Monte Carlo de los cocientes de poderes de frenado de Spencer-Attix $s_{agua,aire}$, simulando haces de 6 MV en el campo de referencia convencional de 10 x 10 cm² y de diversos campos utilizados en radiocirugía

estereotáctica (campos de 1.0 y 0.3 cm de diámetro) y en IMRT (campos de 2 x 2 cm² irregulares tanto en el eje central como fuera de éste). Con esta información, calculo el cociente:

$$\frac{s_{agua,aire}(f_{pequeño})}{s_{agua,aire}(f_{ref})} \quad (4)$$

donde $s_{agua,aire}(f_{pequeño})$ es el cociente de poderes de frenado de Spencer-Attix para los campos simulados de radiocirugía e IMRT y $s_{agua,aire}(f_{ref})$ es el mismo cociente pero para el campo de referencia convencional de 10 x 10 cm² calculado por Andreo y colaboradores (International Atomic Energy Agency., 1994).

A partir de los cocientes obtenidos de la Ec. 4, encontraron que los valores calculados concuerdan con los valores para el campo de referencia de 10 x 10 cm² (proporcionados en el TRS 398) dentro de $\pm 0.3\%$, para el cociente agua/aire. Estas diferencias están dentro de la incertidumbre estándar estimada de los cocientes de poder de frenado de referencia en el TRS 398, que es de 0.5 %.

Por ello, llegaron a la conclusión de que los cocientes de poder de frenado de Spencer-Attix de haces de 6 MV fuertemente colimados, tanto para aplicadores de radiocirugía como para haces de IMRT, coinciden muy bien con los utilizados para la dosimetría de referencia de haces de radioterapia externa convencionales recomendados en los protocolos de dosimetría, es decir, este cociente no varía con el tamaño del campo. De esta forma, la dosimetría con cámara de ionización de haces estrechos puede basarse en el mismo conjunto de datos de dosimetría para las calidades de haz analizadas.

Regresando a la expresión de la Ec. 1, con respecto a la investigación sobre los factores de perturbación en campos no convencionales, Scott y colaboradores (Scott et al., 2012) estudiaron el cambio de la respuesta del detector debido a la densidad de su volumen activo, realizando el cálculo con simulación Monte Carlo de un factor de “corrección por densidad”, $F_{detector}$, definido como:

$$F_{detector} = \frac{D_{agua}}{D_{detector}} \quad (5)$$

donde $D_{detector}$ es la dosis calculada por la simulación en un voxel cuya composición representa el volumen sensible del detector, ubicado dentro de un maniquí de agua en el eje central del campo de radiación; y D_{agua} es la dosis (calculada) administrada a un voxel de agua cuyo tamaño es aproximadamente el del volumen sensible del detector, ubicado en las mismas condiciones que el voxel del detector; para realizar los cálculos, utilizaron una geometría SSD=100 cm, campos cuadrados y colocando el voxel a 5 cm de profundidad del maniquí de agua.

Scott mostró que $F_{detector}$ cambia significativamente con el tamaño del campo, encontrando que, para los tamaños de campo más pequeños (por debajo de los 2 cm), los detectores de alta densidad (e.g. silicio, diamante) presentan una sobre-respuesta y los detectores de baja densidad (e.g. aire, iso-octano) tienen una sub-respuesta, comparada con las dosis calculadas en agua. De esta forma, considerando que el cociente de poderes de frenado de Spencer-Attix no cambia con el tamaño del campo, como lo mostró Sánchez-Doblado para las cámaras de ionización, se concluye que el cambio de $F_{detector}$ no se debe a la composición atómica del agua o del detector, sino que este comportamiento se correlaciona principalmente por las diferencias entre las densidades de los materiales del detector y el agua.

Si analizamos el cociente obtenido en el estudio de Sánchez-Doblado (Ec. 4) (cociente de cocientes de poderes de frenado), éste puede estar relacionado con la expresión del factor de corrección k_{Q,Q_0} (Ec. 3) para campos convencionales, pero en este caso se considera el cambio en los poderes de frenado de Spencer-Attix por la diferencia entre el campo de referencia convencional campos pequeños analizados, es decir, la diferencia en el tamaño del campo y proponer un factor de corrección similar pero para este tipo de campos. De esta forma, si este cociente de poderes de frenado no cambia, entonces la diferencia para encontrar un factor de corrección radica en los factores de perturbación, como lo hace Scott et. al.

En este trabajo se continuará la línea de investigación acerca de la dosimetría en campos no convencionales, específicamente en campos modulados generados en planes de tratamiento con la técnica VMAT y se estudiará la respuesta del detector a partir de cómo se define en la investigación de Scott (Ec. 5):

$$F_{detector} = \frac{D_{agua}}{D_{detector}}$$

Esto con la finalidad de brindar más información acerca de la dosimetría en campos compuestos, en este caso, campos modulados que conlleve a una estandarización como se logró para campos pequeños estáticos.

3 Fundamentos físicos de la radioterapia

3.1 Radiación ionizante

La radiación ionizante puede clasificarse en dos categorías: *directamente ionizante* e *indirectamente ionizante*, de acuerdo con el modo de ionización.

La radiación directamente ionizante comprende partículas cargadas (electrones, protones, partículas α , iones pesados) que depositan energía en el absorbedor a través de un proceso directo de un solo paso que involucra interacciones de Coulomb entre la partícula cargada directamente ionizante y los electrones orbitales de los átomos en el absorbedor.

Por su parte, la radiación indirectamente ionizante comprende partículas neutras (fotones y neutrones) que depositan energía en el absorbedor a través de un proceso de dos pasos: (1) liberación de una partícula cargada en el absorbedor; (2) las partículas cargadas liberadas depositan energía en el absorbedor a través de interacciones directas de Coulomb con los electrones orbitales de los átomos en el absorbedor.

3.2 Interacción de fotones con la materia

Cuando un haz de fotones pasa a través de un medio, puede resultar en una transferencia de energía de manera indirecta. Dependiendo de su energía y del número atómico del medio absorbente, los fotones pueden experimentar diversas interacciones con los núcleos o los electrones orbitales del medio absorbente:

1. Las interacciones con los núcleos pueden ser interacciones directas entre fotón y núcleo (fotodesintegración) o interacciones entre el fotón y el campo electrostático del núcleo (producción de pares).
2. Las interacciones fotón-electrón orbital se caracterizan como interacciones entre el fotón y un electrón débilmente ligado (efecto Compton, producción de tripletes) o un electrón fuertemente ligado (efecto fotoeléctrico, dispersión de Rayleigh).

La atenuación de un haz de fotones por un material absorbente es causada por cinco tipos principales de interacciones:

1. Efecto Compton
2. Efecto fotoeléctrico
3. Producción de pares
4. Dispersión de Rayleigh (coherente)
5. Interacciones fotonucleares

Las tres primeras son las más importantes ya que resultan en la transferencia de energía a los electrones, los cuales imparten dicha energía a la materia a lo largo de sus trayectorias. La importancia relativa del efecto Compton, el efecto fotoeléctrico y la producción de pares depende tanto de la energía cuántica del fotón ($E = h\nu$) como del número atómico Z del medio absorbente. En la Figura 4, se muestra una gráfica donde es posible identificar las regiones de Z y E , en las cuales predomina cada interacción. Para los objetivos de este estudio, será de principal interés los efectos Compton y fotoeléctrico.

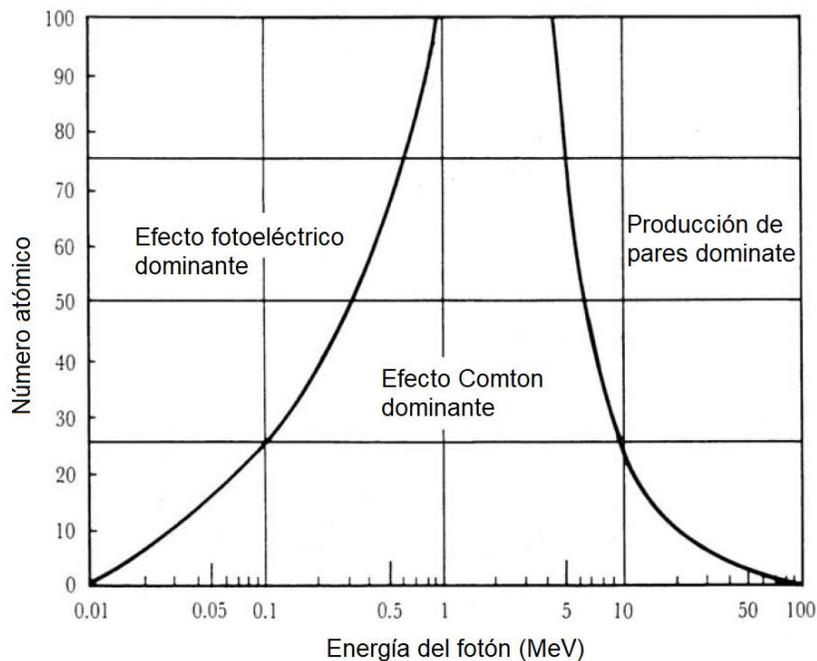


Figura 4. Importancia relativa de los tres principales tipos de interacciones de los fotones con la materia: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares. Modificado de (Attix, 2004).

3.2.1 Efecto Compton

Una interacción de un fotón de energía $h\nu$ con un electrón orbital débilmente ligado de un material absorbente ($h\nu$ mucho más grande que la energía de ligadura del electrón orbital) se llama efecto Compton (dispersión Compton). En esta interacción el electrón (de retroceso) recibe parte de la energía del fotón incidente y es expulsado del átomo a un ángulo θ , con una energía cinética E_K ; por su parte el fotón es dispersado con energía $h\nu'$ que es más pequeña que la energía del fotón incidente $h\nu$ y a un ángulo ϕ (Figura 5). Los ángulos θ y ϕ son medidos con respecto a la dirección de movimiento del fotón incidente.

El proceso de esta interacción puede ser analizado en términos de una colisión entre dos partículas, un fotón y un electrón. Así, aplicando las leyes de conservación de energía y momento, se tiene que la energía cinética del fotón disperso está dada por:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\phi)} \quad (6)$$

donde $\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}$, m_e es la masa del electrón en reposo y c es la velocidad de la luz en el vacío, de tal forma que $m_e c^2$ es la energía del electrón en reposo que es igual a 0.511 MeV.

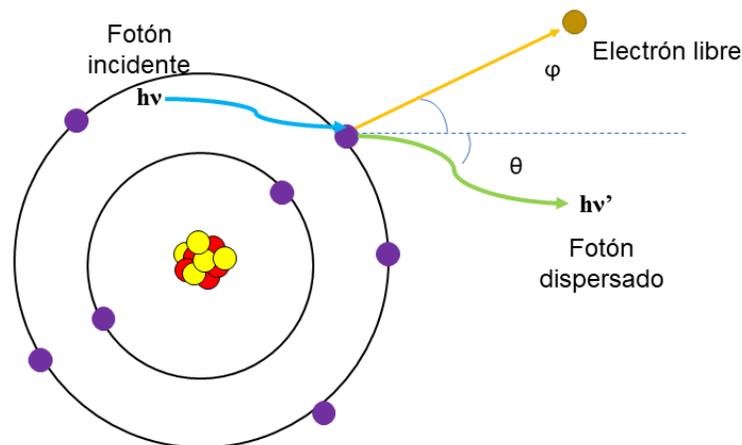


Figura 5. Diagrama que ilustra esquemáticamente el efecto Compton. Modificado de (Khan & Gibbons, 2014).

La energía cinética con la que el electrón Compton es expulsado del átomo es:

$$E_K = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\alpha(1 - \cos\phi)}{1 + \alpha(1 - \cos\phi)} \quad (7)$$

Y la relación entre el ángulo de eyección del electrón y de dispersión del fotón es:

$$\cos\theta = (1 + \alpha)\tan\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (8)$$

Debido a que la interacción Compton envuelve esencialmente electrones libres en el material absorbente, ésta es independiente del número atómico Z .

3.2.2 Efecto fotoeléctrico

Esta interacción ocurre entre un fotón y un electrón orbital fuertemente ligado de un átomo del material absorbente. Como resultado, toda la energía $h\nu$ del fotón es completamente absorbida y el electrón orbital es expulsado del átomo. A este electrón liberado se le llama fotoelectrón y es eyectado con una energía cinética E_K igual a:

$$E_K = h\nu - E_B \quad (9)$$

donde E_B es la energía de ligadura del electrón. Cuanto más pequeño es $h\nu$, más probable es que se produzca el efecto fotoeléctrico, siempre que $h\nu > E_B$. En la Figura 6 se muestra esquemáticamente la interacción por efecto fotoeléctrico entre un fotón de energía $h\nu$ y un electrón atómico de la capa K.

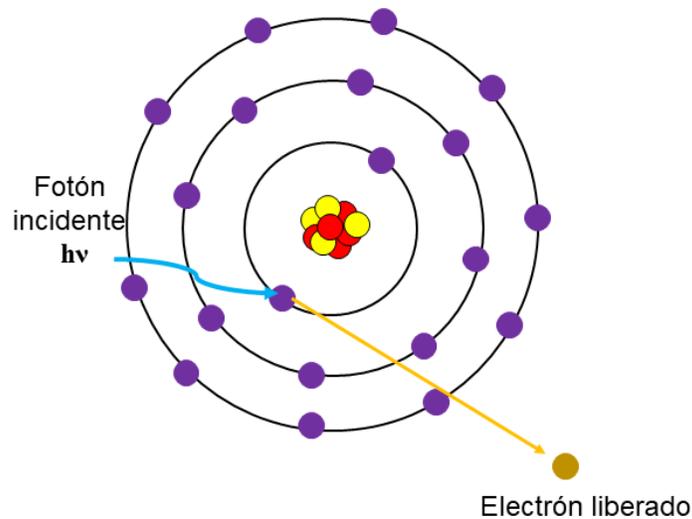


Figura 6. Diagrama esquemático del efecto fotoeléctrico. Un fotón con energía $h\nu$ interactúa con un electrón de la capa K. El fotón es absorbido completamente y el electrón es expulsado del átomo como un fotoelectrón con energía cinética $E_K = h\nu - E_B(K)$ donde $E_B(K)$ es la energía de ligadura del electrón de la capa atómica K.

Después de que el electrón ha sido expulsado del átomo, se crea una vacancia en la capa en la que se encontraba el electrón antes de la interacción, dejando así al átomo en un estado excitado. La vacante puede llenarse con un electrón orbital de una capa más externa, resultando en la emisión de un rayo X característico, o también existe la posibilidad de emisión de electrones Auger.

3.3 Interacción de las partículas cargadas con la materia

Las partículas cargadas comprenden la radiación directamente ionizante (electrones, protones, partículas α y núcleos) e interactúan con la materia principalmente por procesos de ionización y excitación.

Este tipo de interacciones se pueden dividir en tres categorías en términos del tamaño del parámetro de impacto clásico b de la trayectoria de la partícula cargada, en comparación con el radio atómico clásico a del átomo absorbente con el que interactúa la partícula cargada (Figura 7):

1. Interacción de la fuerza de Coulomb de la partícula cargada con el electrón orbital del átomo absorbente para $b \gg a$ (colisión suave).
2. Interacción de la fuerza de Coulomb de la partícula cargada con el electrón orbital del átomo absorbente para $b \approx a$ (colisión dura).
3. Interacción de la fuerza de Coulomb de la partícula cargada con el campo nuclear externo del átomo absorbente para $b \ll a$ (colisión de radiación).

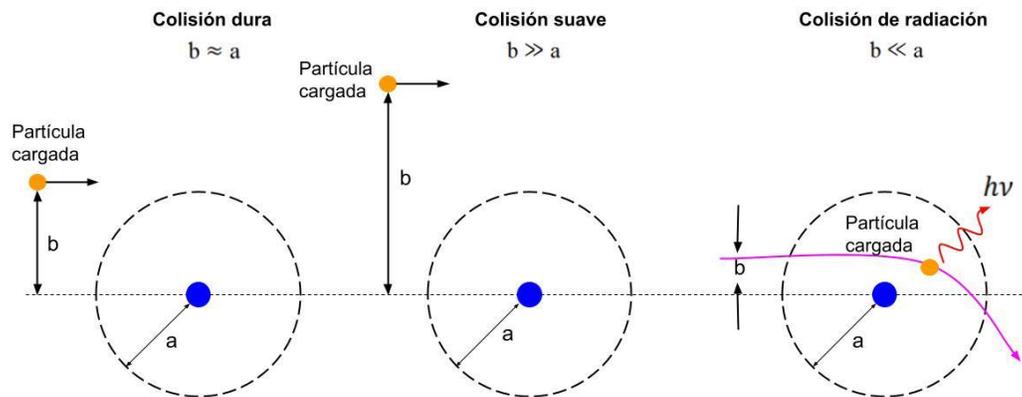


Figura 7. Tres tipos de colisión de partículas cargadas con un átomo, dependiendo del parámetro de impacto b y del radio atómico a : colisión dura $b \approx a$; colisión suave $b \gg a$; y colisión de radiación $b \ll a$.

3.3.1 Colisiones suaves

Cuando el parámetro de impacto b de la trayectoria de la partícula cargada es mucho mayor que el radio a del átomo absorbente, ésta interactúa con el átomo completo. La influencia del campo de fuerza de Coulomb de la partícula afecta al átomo en su conjunto, distorsionándolo, excitándolo a un nivel de energía más alto y, a veces, ionizándolo al expulsar un electrón de capa de valencias.

El efecto neto es la transferencia de una cantidad muy pequeña de energía (unos pocos eV) a un átomo del medio absorbente. Sin embargo, el número de estas interacciones es grande, de modo que aproximadamente el 50% de la pérdida de energía por una partícula cargada ocurre a través de estas interacciones de transferencia de energía pequeñas que pueden causar polarización atómica, excitación o ionización a través de la eliminación de un electrón de valencia.

3.3.2 Colisiones duras

Cuando el parámetro de impacto b de la trayectoria de una partícula cargada es del orden del radio a del átomo absorbente ($b \approx a$), es más probable que la partícula incidente interactúe principalmente con un solo electrón atómico al cual le transfiere una cantidad significativa de energía.

El electrón orbital sale del átomo como un rayo δ , el cual disipa su energía cinética a lo largo de una trayectoria separada de la de la partícula cargada primaria. El número de colisiones duras que experimenta una partícula cargada que se mueve en un absorbedor es generalmente pequeño; sin embargo, las transferencias de energía asociadas con las colisiones duras son relativamente grandes, por lo que la partícula pierde aproximadamente el 50% de su energía cinética a través de colisiones duras.

Es importante señalar que siempre que un electrón de capa interna es expulsado de un átomo por una colisión fuerte, se emitirán rayos X característicos y/o electrones Auger. Por lo tanto, parte de la energía transferida al medio puede ser transportada a cierta distancia de la trayectoria de partículas primarias por estos portadores, así como por los rayos δ .

3.3.3 Colisiones de radiación

Cuando el parámetro de impacto b de una partícula cargada es mucho más pequeño que el radio a del átomo absorbente ($b \ll a$), la partícula cargada interactúa principalmente con el núcleo y sufre una dispersión elástica o inelástica posiblemente acompañada de un cambio de dirección de movimiento. Este tipo de interacción es más importante para los electrones y positrones que para las partículas cargadas pesadas.

La gran mayoría de estas interacciones, excepto en el 2-3 % de éstas, son elásticas, de modo que la partícula es dispersada por el núcleo sin emitir un fotón de rayos X ni excitar al núcleo. Este no es un mecanismo para la transferencia de energía al

medio absorbente, pero es un medio importante para desviar electrones, razón por la cual éstos siguen trayectorias muy tortuosas.

En el otro 2-3% de los casos ocurren interacciones inelásticas y pueden resultar en una pérdida de energía significativa para la partícula cargada acompañada de la emisión de fotones de rayos X. En este caso, el electrón le da una fracción significativa (hasta el 100%) de su energía cinética al fotón, ralentizándose en el proceso (rayos X de *bremsstrahlung*).

3.3.4 Poder de frenado

El valor esperado de la tasa de pérdida de energía por unidad de longitud del camino por una partícula cargada de tipo Y y energía cinética E_K , en un medio absorbente de número atómico Z , es llamado *poder de frenado* $\left(\frac{dE_K}{dx}\right)_{Y,E_K,Z}$. Dividiendo el poder de frenado por la densidad ρ del medio absorbente resulta una cantidad denominada el *poder másico de frenado*:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{tot} = \left(\frac{dE_K}{\rho dx}\right) \quad (10)$$

cuyas unidades son comúnmente $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$ o $\text{J}\cdot\text{m}^2\cdot\text{kg}^{-1}$.

El poder másico de frenado consiste en dos componentes:

1. El poder másico de frenado de colisión $\left(\frac{S}{\rho}\right)_{col}$, resultante de las interacciones electrón-electrón orbital (excitaciones atómicas y ionizaciones). Solo las partículas cargadas ligeras (electrones y positrones) experimentan una pérdida de energía apreciable a través de estas interacciones que dan como resultado la transferencia de energía de la partícula cargada a los electrones orbitales a través de la excitación y ionización de los átomos absorbentes.

2. El poder másico de frenado radiativo $\left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad}$, resultante de las interacciones electrón-núcleo (producción de bremsstrahlung).

A su vez, el poder de frenado de colisión está subdividido en dos componentes: el poder másico de frenado de colisiones suaves y el poder másico de frenado de colisiones duras.

En dosimetría de la radiación se introduce el concepto de poder de frenado restringido $\left(\frac{S_{\Delta}}{\rho}\right)$, que representa esa fracción del poder de frenado por colisión $\left(\frac{S}{\rho}\right)_{col}$ que incluye todas las colisiones suaves más aquellas colisiones duras que dan como resultado rayos delta con energías menores que un valor de corte Δ .

3.3.5 Alcance

El concepto de alcance de una partícula carga se define de la siguiente manera:

El alcance \mathcal{R} de una partícula cargada de un tipo y energía dados, en un medio absorbente en particular dado, es el valor esperado de la longitud de trayectoria p que sigue hasta que se detiene (descontando el movimiento térmico).

Este es un concepto experimental que proporciona el espesor de un material absorbente en el que la partícula puede penetrar. Depende de la energía cinética, la masa y la carga de la partícula, y de la composición del medio absorbente.

Por otra parte, el *alcance proyectado* $\langle t \rangle$ de una partícula cargada de un tipo y energía inicial T_0 dada, en un medio en particular, es el valor esperado de la mayor profundidad de penetración t_f de la partícula en su dirección inicial. Los conceptos de alcance y alcance proyectado están representados en la Figura 8.

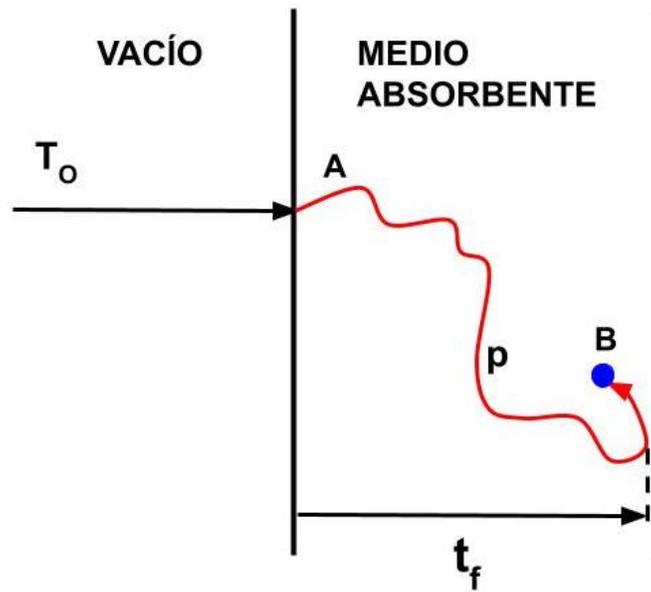


Figura 8. Diagrama esquemático de la penetración de una partícula cargada en un medio absorbente. Se puede apreciar los conceptos longitud de trayectoria p y de mayor profundidad de penetración t_f .

3.4 Principios dosimétricos, cantidades y unidades

3.4.1 Kerma

Kerma es un acrónimo en inglés para “kinetic energy released per unit mass” (energía cinética liberada por unidad de masa). Es una cantidad no estocástica aplicable a radiaciones indirectamente ionizantes, como fotones y neutrones. Cuantifica la cantidad promedio de energía transferida de la radiación indirectamente ionizante a la radiación directamente ionizante sin preocuparse por lo que sucede después de esta transferencia.

Para poder definir esta cantidad es necesario considerar los conceptos de *energía transferida* ϵ_{tr} (Attix, 1979, 1983) y de *energía radiante* R . La energía radiante, está definida en (ICRU, 2011) como “la energía (excluida la energía en reposo) de las partículas que se emiten, transfieren o reciben”. La energía transferida en un volumen V es:

$$\epsilon_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} + \sum Q \quad (11)$$

donde:

$(R_{in})_u$: energía radiante de partículas no cargadas que entran a V .

$(R_{out})_u^{nonr}$: energía radiante de partículas no cargadas saliendo de V , excepto la que se originó a partir de pérdidas radiativas de energía cinética por partículas cargadas mientras estaba en V .

$\sum Q$: energía neta derivada de la masa en reposo en V ($m \rightarrow E$ positivo, $E \rightarrow m$ negativo).

Así, el kerma K en un punto de interés P en el volumen V , se define como *el cociente de $d\epsilon_{tr}$ por dm , donde $d\epsilon_{tr}$ es la suma promedio de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas liberadas en una masa dm de un material por las partículas no cargadas que inciden sobre dm* (ICRU, 2011), por lo tanto:

$$K = \frac{d\epsilon_{tr}}{dm} \quad (12)$$

De esta forma, el kerma es *el valor esperado de la energía transferida a partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés, incluyendo energía por pérdidas radiativas, pero excluyendo la energía que pasa de una partícula cargada a otra.* (Attix, 2004)

La unidad del kerma de acuerdo con (ICRU, 2011) es $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$, el cual recibe un nombre especial: gray (Gy).

Para fotones monoenergéticos, el kerma en un punto P está relacionada con la fluencia de energía por el *coeficiente másico de transferencia de energía* $(\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$, el cual es característico de la energía E y el número atómico Z del material en el punto de interés P :

$$K = \Psi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \quad (13)$$

donde μ_{tr} es llamado *coeficiente lineal de transferencia de energía* con unidades de m^{-1} o cm^{-1} , y ρ es la densidad en $kg \cdot m^{-3}$ o $g \cdot cm^{-3}$. Ψ es la fluencia de energía en P en $J \cdot m^{-2}$.

Por otra parte, si un espectro de fluencia de energía $\Psi'(E)$ se presenta en el punto de interés P , el kerma en este punto podrá obtenerse mediante la integración:

$$K = \int_{E=0}^{E_{max}} \Psi'(E) \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} dE \quad (14)$$

donde $\Psi'(E)$ es la es la distribución diferencial de la fluencia de la energía de los fotones en unidades de $J \cdot m^{-2} \cdot keV^{-1}$ (a veces se usa MeV en lugar de keV).

3.4.1.1 Componentes del kerma

El kerma para rayos X o rayos gamma consiste en la energía transferida a electrones y positrones por unidad de masa de medio. Como se explicó anteriormente, gran parte de la energía cinética inicial de estas partículas, en materiales de bajo número atómico (por ejemplo, aire, agua, tejidos blandos), se gasta mediante colisiones inelásticas (ionización y excitación) con electrones atómicos, y una pequeña parte se gasta en las colisiones radiativas con núcleos atómicos (bremsstrahlung). Por tanto, kerma K puede subdividirse en dos partes de acuerdo si la energía se gasta para crear ionización y excitación de los átomos del medio (kerma de colisiones, K_{col}) o si es llevada por fotones (kerma de radiación, K_{rad}):

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (15)$$

El kerma de colisiones K_{col} puede definirse en un punto de interés P como:

$$K_{col} = \frac{d\epsilon_{tr}^n}{dm} \quad (16)$$

donde ϵ_{tr}^n es el valor esperado de la energía neta transferida en el volumen finito V , durante algún intervalo de tiempo. Esta energía neta transferida está dada por:

$$\epsilon_{tr}^n = \epsilon_{tr} - R_u^r = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} - R_u^r + \sum Q \quad (17)$$

donde R_u^r es la energía radiante emitida como pérdidas radiativas por las partículas cargadas que se originaron en V , independientemente de dónde ocurran los eventos de pérdida radiativa.

Entonces, *el kerma de colisión es el valor esperado de la energía neta transferida a partículas cargadas por unidad de masa en el punto de interés, excluyendo tanto la energía por pérdidas radiativas como la energía que pasa de una partícula cargada a otra*. (Attix, 2004).

3.4.2 Dosis absorbida

La dosis absorbida es la cantidad más importante en dosimetría de la radiación. Es una cantidad no estocástica aplicable a las radiaciones directa e indirectamente ionizantes. En (ICRU, 2011), la dosis absorbida D se define como *el cociente de $d\epsilon$ por dm , donde $d\epsilon$ es la energía promedio impartida por la radiación ionizante a la materia de masa dm , por lo tanto:*

$$K = \frac{d\epsilon}{dm} \quad (18)$$

La energía impartida, ϵ , a la materia en un volumen dado es la suma de todos los depósitos de energía en el volumen (ICRU, 2011). De tal forma que la energía impartida por la radiación ionizante a la materia de masa m en un volumen finito V se define como:

$$\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \sum Q \quad (19)$$

Por lo tanto, la dosis absorbida D es el valor esperado de la energía impartida a la materia por unidad de masa en un punto (Attix, 2004). Las dimensiones y unidades para la dosis absorbida son las mismas que para el kerma.

Debe reconocerse que D representa la energía por unidad de masa que permanece en la materia en P para producir cualquier efecto atribuible a la radiación. Como se

mencionó anteriormente, para el caso de la radiación indirectamente ionizante, la energía se imparte a la materia en un proceso de dos pasos. En el primer paso (que resulta en kerma K), la radiación indirectamente ionizante transfiere energía como energía cinética a partículas cargadas secundarias. En el segundo paso, estas partículas cargadas liberadas a medida que viajan a través del atenuador imparten gradualmente una parte de su energía cinética al medio absorbente (lo que da como resultado la dosis absorbida D) y otra parte la pierden en forma de pérdidas radiativas (bremsstrahlung, aniquilación en vuelo).

3.4.3 Equilibrio de partículas cargadas (EPC)

Generalmente, la transferencia de energía (kerma) del haz de fotones a las partículas cargadas en una ubicación particular no conduce a la absorción de energía por el medio (dosis absorbida) en la misma ubicación. Esto se debe al rango distinto de cero (finito) de los electrones secundarios liberados a través de interacciones de fotones.

El concepto de equilibrio de partículas cargadas (EPC) es de gran importancia en la física de radiaciones y dosimetría. Establece que existe EPC si cada partícula cargada secundaria de un tipo dado que sale del volumen de interés V con energía cinética E_K es reemplazada por otra partícula cargada secundaria idéntica del mismo tipo que ingresa a V con la misma energía cinética E_K y la gasta dentro de V . Esto significa que bajo EPC se mantiene un equilibrio energético perfecto en el volumen V y la energía cinética que llevan las partículas cargadas del volumen V se repone con la misma cantidad de energía cinética transportada por otras partículas cargadas en el volumen V .

De esta forma, si existe EPC se satisface que:

$$(\bar{R}_{in})_c = (\bar{R}_{out})_c \quad (20)$$

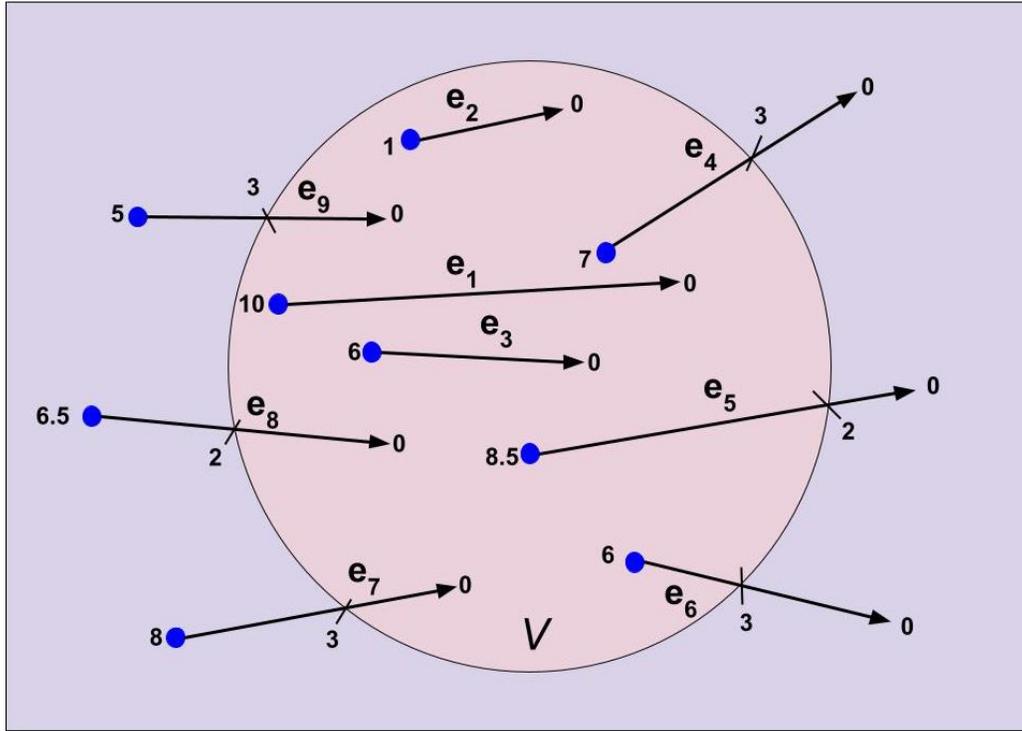


Figura 9. Diagrama esquemático que representa la condición de equilibrio de partículas cargadas (EPC). El material irradiado con fotones (no mostrados) es representado con color lila y el volumen de interés V se muestra en rosa. En consecuencia, se liberan partículas cargadas secundarias (sólo se muestran electrones) cuyas trayectorias se representan con flechas. En la figura se muestran 9 trayectorias en donde se indica la energía cinética inicial (en MeV) en el origen de la trayectoria. La energía cinética del electrón en MeV que entra o sale de V se indica en el límite de V . Se observa que en el caso de los electrones que llevan su energía fuera de V son compensados por otros electrones que traen la misma energía cinética dentro de V . Modificado de (Podgoršak, 2016).

El concepto de EPC es ilustrado en la Figura 9 en donde un material es irradiado con fotones (que no se muestran) y se observan partículas cargadas secundarias (únicamente se muestran electrones) liberadas en interacciones de fotones con átomos absorbentes presentadas con flechas rectas que representan sus trayectorias. El volumen de interés V se muestra en color amarillo, el bloque de material absorbente en color gris. Los números en los orígenes de la trayectoria (es decir, en los puntos de interacción de fotones) indican la energía cinética inicial $(E_K)_0$ de los electrones secundarios en MeV. Los números en la trayectoria que cruzan el límite de V indican energía cinética de electrones en MeV en cruces de

trayectorias específicos. La energía cinética de los electrones en los extremos de las trayectorias es cero.

3.4.4 Dosis absorbida para fotones

Para los fotones, kerma K es una suma de dos componentes: el componente del kerma de radiación K_{rad} que es el más pequeño y comúnmente insignificante que escapa al volumen de interés V y el componente más grande, que es el kerma de colisión K_{col} que, bajo la condición de equilibrio de partículas cargadas (CPE), es igual a la dosis absorbida D en el volumen de interés V :

$$D \stackrel{EPC}{=} K_{col} \quad (21)$$

donde el EPC por encima del signo de igualdad enfatiza su dependencia de esa condición.

Las Ec. 13 para el kerma K y la Ec. 21 para la dosis absorbida D sugieren que la medición de la dosis absorbida de las radiaciones ionizantes indirectas debería ser sencilla. Sin embargo, tanto K como D dependen de la fluencia de partículas (fotones o neutrones) que es difícil de medir con gran exactitud y precisión, lo que dificulta en la práctica la dosimetría de la radiación basada en la fluencia de partículas; especialmente en un entorno clínico. Por tanto, se han desarrollado otras técnicas más adecuadas y prácticas basadas en las teorías de la cavidad que serán explicadas más adelante.

3.4.5 Dosis absorbida para electrones

En las condiciones en las que (a) los fotones radiativos escapan del volumen de interés y (b) los electrones secundarios se absorben en el lugar (o hay un equilibrio de partículas cargadas (CPE) de electrones secundarios), la dosis absorbida en el medio D está relacionada con la fluencia electrónica Φ en el medio como sigue:

$$D = \Phi \left(\frac{S}{\rho} \right)_{col} \quad (22)$$

donde $\left(\frac{S}{\rho} \right)_{col}$ es el poder másico de frenado de colisión del medio a una energía del electrón dada.

Debido a la desaceleración de los electrones en un medio, incluso para una energía cinética de electrones de partida monoenergética E_K , siempre está presente un espectro de fluencia primaria que varía en energía desde E_K hasta cero, denotada por Φ_E . En este caso, la dosis absorbida en el medio se puede obtener como:

$$D = \int_0^{E_{max}} \Phi_E(E) \left(\frac{S}{\rho} \right)_{col} (E) dE = \Phi \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{col} \quad (23)$$

3.5 Teorías de la cavidad

Para medir la dosis absorbida en un medio, es necesario introducir un dispositivo sensible a la radiación (dosímetro) en él. Generalmente, el medio sensible del dosímetro no será del mismo material que el medio en el que está introducido. La teoría de la cavidad relaciona la dosis absorbida en el medio sensible del dosímetro (cavidad) con la dosis absorbida en el medio circundante que contiene la cavidad. Los tamaños d de las cavidades se denominan pequeños, intermedios o grandes en comparación con los rangos \mathcal{R} de partículas cargadas secundarias producidas por fotones en el medio de la cavidad. Si, por ejemplo, el rango de partículas cargadas (electrones) es mucho mayor que las dimensiones de la cavidad, la cavidad se considera pequeña. Se han desarrollado varias teorías de cavidades para haces de fotones, que dependen del tamaño de la cavidad; por ejemplo, las teorías de Bragg-Gray y Spencer-Attix para cavidades pequeñas y la teoría de Burlin para cavidades de tamaños intermedios.

3.5.1 Teoría de Bragg-Gray

Esta teoría fue desarrollada para cavidades que se clasifican como pequeñas, es decir, $d \ll \mathcal{R}$. Las condiciones para aplicar la teoría de Bragg-Gray son:

- a) La cavidad debe ser pequeña en comparación con el rango de partículas cargadas que inciden sobre ella, de modo que su presencia no perturbe la fluencia de partículas cargadas en el medio.
- b) La dosis absorbida en la cavidad se deposita únicamente por partículas cargadas que la cruzan (es decir, las interacciones de fotones en la cavidad se suponen insignificantes y, por lo tanto, se ignoran).

El resultado de la condición (a) es que la fluencia de electrones de la Ec. 23 es la misma e igual a la fluencia de equilibrio establecida en el medio circundante. Esta condición solo puede ser válida en regiones de CPE o TCPE (equilibrio transiente de partículas cargadas). Además, la presencia de una cavidad siempre provoca algún grado de perturbación de la fluencia que requiere la introducción de un factor de corrección de la perturbación de la fluencia.

La condición (b) implica que todos los electrones que depositan la dosis dentro de la cavidad se producen fuera de la cavidad y atraviesan completamente la cavidad. Por lo tanto, no se producen electrones secundarios dentro de la cavidad y ningún electrón se detiene dentro de la cavidad.

Bajo estas dos condiciones, la teoría de Bragg-Gray establece que la dosis en el medio D_{med} está relacionada con la dosis en la cavidad D_{cav} de la siguiente manera:

$$D_{med} = D_{cav} \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{med,cav} \quad (24)$$

donde $\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{med,cav}$ es el cociente del promedio de los poderes máxicos de frenado (no restringidos) de colisión del medio y la cavidad. El uso de poderes de frenado

no restringidos descarta la producción de partículas cargadas secundarias (o electrones delta) en la cavidad y el medio.

Aunque el tamaño de la cavidad no se tiene en cuenta explícitamente en la teoría de la cavidad de Bragg-Gray, el cumplimiento de las dos condiciones (a) y (b) dependerá del tamaño de la cavidad, que se basa en el rango de los electrones en el medio de la cavidad, la cavidad medio y la energía de los electrones.

3.5.2 Teoría de Spencer-Attix

La teoría de la cavidad de Spencer-Attix es una formulación más general que explica la creación de electrones delta que tienen suficiente energía para producir una mayor ionización por su propia cuenta. Algunos de estos electrones liberados en la cavidad tendrían suficiente energía para escapar de la cavidad, llevando parte de su energía con ellos. Esto reduce la energía absorbida en la cavidad y requiere la modificación del poder de frenado de la cavidad. La teoría de Spencer-Attix es válida bajo las dos condiciones de Bragg-Gray; sin embargo, estas condiciones ahora se aplican incluso a la fluencia de partículas secundarias además de la fluencia de partículas primarias.

La fluencia de electrones secundarios en la teoría de Spencer-Attix se divide en dos componentes basados en un umbral de energía Δ definido por el usuario. Los electrones secundarios con energías cinéticas E_K menores que Δ se consideran electrones lentos que depositan su energía localmente; por su parte, los electrones secundarios con energías mayores o iguales a Δ se consideran electrones rápidos (ralentizados) y forman parte del espectro de electrones. En consecuencia, este espectro tiene un umbral de baja energía de Δ y un umbral de alta energía de $(E_K)_0$, donde $(E_K)_0$ representa la energía cinética inicial del electrón. Dado que la energía más baja en el espectro es Δ , la pérdida máxima de energía de un electrón rápido con energía cinética E_K mayor o igual que 2Δ no puede ser mayor que Δ , y la pérdida

máxima de energía de un electrón rápido con energía cinética menor que 2Δ no puede ser mayor que $E_K/2$ (donde $\Delta < E_K < 2\Delta$).

De esta forma, la deposición de energía debe calcularse a partir del producto del poder másico de frenado de colisión restringido $L_\Delta(E_K)/\rho$, con la energía umbral Δ , y la fluencia de electrones rápidos $\Phi_{E_K}^{e^-}$ que varía entre las energías Δ y E_K (e-e representa la contribución de electrones deltas en la ralentización del espectro).

Debido a la condición de Bragg-Gray, que establece que no debe haber producción de electrones en la cavidad, los electrones con energía Δ deben ser capaces de atravesar la cavidad. Por tanto, el valor umbral Δ está relacionado con el tamaño de la cavidad y se define como la energía del electrón con un rango igual a la longitud media de la trayectoria a través de la cavidad.

La relación de Spencer-Attix entre la dosis al medio D_{med} y la dosis en la cavidad D_{cav} , se escribe como:

$$\frac{D_{med}}{D_{cav}} = S_{med,cav} \quad (25)$$

donde $S_{med,cav}$ es el cociente del promedio de los poderes másicos de frenado restringido de colisión restringidos del medio y de la cavidad.

Es a través de las teorías de cavidades que la dosimetría basada en dosis absorbida en agua por medio de mediciones con cámara de ionización para campos convencionales de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ en radioterapia, los cuales cumplen con las condiciones apropiadas para la aplicación de estas teorías, se ha podido llevar a cabo de manera precisa y sistemática, sobre todo con la guía de diversos códigos de práctica ampliamente adoptados, como lo es el TRS 398 (International Atomic Energy Agency, 2005).

3.6 Dosimetría de campos pequeños: TRS 483

De acuerdo con el (Organismo Internacional de Energía Atómica, 2017), para que un campo de radiación pueda considerarse pequeño debe de cumplir al menos una de las siguientes condiciones físicas:

- (i) Hay una pérdida lateral de equilibrio de partículas cargadas (LCPE, por sus siglas en inglés) en el eje del haz.
- (ii) Existe una oclusión parcial de la fuente primaria de fotones por los dispositivos de colimación en el eje del haz.
- (iii) El tamaño del detector es similar o grande en comparación con las dimensiones del haz.

Las dos primeras características están relacionadas con el haz, mientras que la tercera está relacionada con el detector para un tamaño de campo determinado. Las tres condiciones dan como resultado una superposición entre las penumbras de campo y el volumen del detector.

Como se observó en la sección 3.7, la condición de equilibrio de partícula cargada es fundamental para llevar a cabo el cálculo de dosis absorbida en agua, a partir de medidas con dosímetros, utilizando la teoría de cavidades. De esta forma, la dosimetría de campos pequeños representó un reto por la propia naturaleza de los campos y los dosímetros disponibles hasta hace algunos años.

A partir del formalismo propuesto por Alfonso y colaboradores (Alfonso et al., 2008) para la dosimetría de campos pequeños estáticos y otras consideraciones prácticas, fue posible el desarrollo y publicación del primer código de práctica dedicado a la dosimetría de campos pequeños estáticos utilizados en radioterapia: Serie de Informe Técnico No. 483 (TRS 483) en el 2017, el cual proporciona los conceptos, la física y el formalismo de la dosimetría de campos pequeños, da recomendaciones sobre los detectores y el equipo dosimétrico necesario, así como el proceso que hay que seguir para obtener las mediciones necesarias para la dosimetría de referencia y relativa en este tipo de campos.

Este código de práctica se basa en la dosimetría de referencia establecida para campos convencionales de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y la extiende para campos pequeños estáticos mediante la introducción del concepto del *campo de referencia específico de la máquina* f_{msr} , que se define para aquellos generadores de haces de fotones de alta energía donde no se puede establecer el campo de referencia convencional de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

El campo f_{msr} tiene dimensiones lo más cercanas posible a las del campo de referencia convencional y se extiende al menos una distancia r_{LCPE} (rango de equilibrio lateral de partícula cargada, por sus siglas en inglés, que se define como el radio mínimo de un campo de fotones circular para el cual el kerma de colisión en agua y la dosis absorbida en agua son iguales en el centro del campo) más allá de los límites exteriores de la cámara de ionización de referencia; en el caso de que solo se puedan realizar campos más pequeños que el campo de referencia convencional de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, el campo msr generalmente será el campo más grande alcanzable (Organismo Internacional de Energía Atómica, 2017). Ejemplos de campos de referencia específicos de la máquina son el campo del colimador de 6 cm de diámetro en un CyberKnife, el campo del colimador de 1.6/1.8 cm de diámetro en el GammaKnife o el campo estático de $5 \times 20 \text{ cm}^2$ en el equipo TomoTherapy (Alfonso et al., 2008).

Con respecto a la dosimetría de referencia, el TRS 483 establece tres aproximaciones para el cálculo de la dosis absorbida en agua, dependiendo del tipo de calibración de la cámara de ionización:

1. Cámara de ionización calibrada específicamente para el campo msr .
2. Cámara de ionización calibrada para un campo de referencia convencional con calidad Q_0 , con factores de corrección por calidad de haz genéricos disponibles, es decir, factores que corrigen directamente por la diferencia en la respuesta de la cámara de una calidad de haz Q_0 (generalmente Co-60) a una calidad de haz Q_{msr} .
3. Cámara de ionización calibrada para el campo de referencia convencional, sin factores de corrección de calidad de haz genéricos disponibles. Esto es,

contar con un factor de calibración para un campo de referencia convencional con calidad Q_0 y factores que corrijan la dosis por la diferencia en la respuesta de la cámara de calidad Q_0 a una calidad Q , así como factores que corrigen por la diferencia en la respuesta de la calidad Q a la calidad Q_{msr} . Como se observa, en este caso es necesario realizar “un paso intermedio” para corregir de la calidad Q_0 de referencia a la calidad Q_{msr} .

En la realidad, no existe ningún laboratorio primario o secundario que realice la calibración de las cámaras de ionización de forma específica para el caso msr . Asimismo, casi siempre se presentará el caso de la tercera aproximación, es decir, habitualmente se cuenta con una cámara de ionización calibrada para un campo de referencia convencional de calidad Q_0 contando con factores de corrección que convierta la dosis absorbida de la calidad Q_0 a la calidad Q y factores que conviertan de la calidad Q a la calidad Q_{msr} .

Considerando la tercera aproximación, la dosis absorbida en agua $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ a la profundidad de referencia en agua, en un haz de calidad Q_{msr} y campo de referencia f_{msr} y en ausencia de la cámara está dada por

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} N_{D,w,Q_0}^{f_{ref}} k_{Q,Q_0} k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} \quad (26)$$

Donde:

Q es la calidad del haz del campo de referencia convencional f_{ref} de acuerdo con un código de práctica de dosimetría establecida.

Q_{msr} es la calidad del haz del campo de referencia específico de la máquina f_{msr} . Si el campo msr está en la misma máquina que el campo f_{ref} , como será el caso en su mayoría, la diferencia en la calidad del haz se debe únicamente a la diferencia en el tamaño del campo entre f_{ref} y f_{msr} (y posiblemente otras condiciones de geometría y material del maniquí). Si, además, el campo msr es lo suficientemente grande como para preservar el equilibrio de partículas cargadas, la calidad del haz será igual a Q y, estrictamente, no se requiere una notación diferente.

$M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ es la lectura del dosímetro en el campo msr f_{msr} corregida por cantidades de influencia, como presión, temperatura, colección de carga incompleta, efectos de polaridad, etc.

$N_{D,w,Q_0}^{f_{ref}}$ es el factor de calibración de la cámara en términos de dosis absorbida en agua, medida en el laboratorio de patrones para una frecuencia de campo de calibración de referencia convencional de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ con calidad de haz Q_0 .

k_{Q,Q_0} es el factor para corregir la diferencia entre la respuesta de la cámara de ionización en un campo de calibración convencional f_{ref} con calidad de haz Q_0 en el laboratorio de patrones y la respuesta de la cámara de ionización en un campo de referencia convencional de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ f_{ref} con un haz calidad Q .

$k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ es un factor que corrige la diferencia entre la respuesta de la cámara de ionización en un campo de referencia convencional de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ f_{ref} con calidad de haz Q usando la misma máquina que el campo de referencia específico de la máquina y la respuesta de la cámara de ionización en el campo f_{msr} con calidad de haz Q_{msr} . Esta es una versión generalizada del factor de corrección de calidad de haz clásico. Con una simulación de Monte Carlo, es posible establecer virtualmente un campo de referencia de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ y calcular el factor de corrección de la calidad del haz como:

$$k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} = \frac{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / \bar{D}_{aire,Q_{msr}}^{f_{msr}}}{D_{w,Q}^{f_{ref}} / \bar{D}_{aire,Q}^{f_{ref}}} \quad (27)$$

Por otra parte, para la dosimetría de campos clínicos, relativa a la dosimetría de referencia de un campo msr , la dosis absorbida en agua $D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}$ en un punto de referencia en un maniquí para un campo clínico f_{clin} de calidad Q_{clin} y en ausencia de la cámara está dado por:

$$D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} \Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (28)$$

donde Q_{clin} es la calidad del haz clínico del campo clínico f_{clin} y $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ es el factor de salida de campo, que se define como el cociente entre la dosis absorbida y el agua en el campo clínico f_{clin} con calidad de haz Q_{clin} y la dosis absorbida y el agua en el campo de referencia específico de la máquina f_{msr} con calidad de haz Q_{msr} :

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (29)$$

Los factores de salida de campo se derivan de una relación de lecturas del detector según:

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (30)$$

El factor de corrección de salida $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ se puede determinar como un valor medido directamente, un valor genérico experimental o un valor genérico calculado de Monte Carlo:

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} / \bar{D}_{det,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / \bar{D}_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (31)$$

3.7 Campos compuestos

Los campos compuestos están conformados por subcampos de diferentes niveles de intensidad de fluencia cada uno, dando como resultado un campo resultante con una distribución de fluencia que puede ser discretizada en pequeños elementos de haz conocidos como *beamlets*, cuyo tamaño depende del ancho de las hojas del colimador multihojas. A esta discretización de la fluencia se le conoce como *mapa de fluencia*, en donde cada beamlet puede tener una intensidad de fluencia diferente

dependiendo de la forma e intensidad de cada uno de los subcampos que componen al campo resultante. En la Figura 10 se muestra gráficamente un mapa de intensidad de fluencia generado por 12 subcampos.

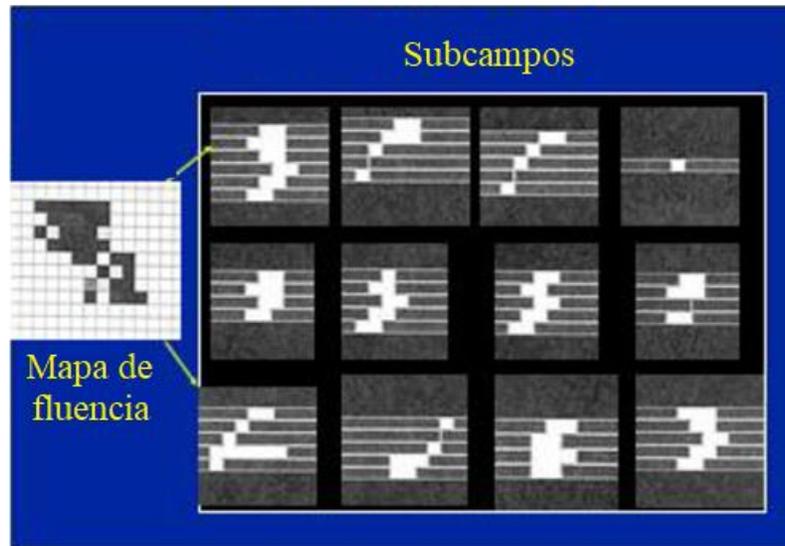


Figura 10. Diagrama de un mapa de fluencia en donde la “suma” de todos los subcampos mostrados (derecha) generan un campo resultante con una distribución de intensidad de fluencia (izquierda) que varía para cada beamlet (cada cuadro del mapa en el que se subdivide). Modificado de (Das et al., 2020).

Este tipo de campos es utilizado en las técnicas de radioterapia de intensidad modulada, como IMRT (estático y dinámico) y VMAT con los que se consigue una prescripción de dosis mejor conformada al volumen blanco de planificación (PTV, por sus siglas en inglés), mientras se tiene un mejor control de la dosis que reciben los tejidos normales vecinos, principalmente los órganos en riesgo (OAR, por sus siglas en inglés), en gran medida por el alto gradiente de dosis que se alcanza (Das et al., 2020).

En particular, la terapia de arco volumétrico modulado (VMAT) es considerada una técnica modulada de tipo dinámica debido a que se caracteriza por el movimiento simultáneo y continuo a través de uno o más arcos (de rotación completa o parcial) de las hojas del MLC y del brazo del colimador, mientras la tasa de dosis varía a lo largo del arco (Khan & Gibbons, 2014). De esta forma, los campos utilizados en esta técnica son denominados campos compuestos y dinámicos.

La dosimetría para campos compuestos fue abordada por Alfonso y colaboradores en la segunda parte del formalismo propuesto. Para ello, se introduce el concepto de campo de referencia específico del plan-clase f_{pcsr} que representa una clase de campos de entrega dinámicos o de paso y disparo, o una combinación de campos, de modo que el equilibrio de partículas cargadas se logra en un sentido de tiempo promedio en la posición del detector en oposición al equilibrio de partículas cargadas transitorias en la dosimetría convencional de haz ancho.

El campo de referencia específico del plan-clase es un campo de referencia para una clase de campos de administración dinámicos o de paso y disparo, o una clase de combinaciones de campos en una configuración que es lo más cercana posible al esquema de administración clínica final, pero entrega una dosis absorbida homogénea a un volumen blanco geoméricamente simple y extendido. Se pueden definir diferentes campos de referencia específicos de clase de plan para diferentes sitios de tratamiento, de modo que éstos son cercanos al campo clínico específico del paciente y, por lo tanto, facilita la estandarización de la dosimetría de campo compuesto.

Alfonso et. al. proponen para el cálculo de la dosis absorbida en agua en un campo compuesto, para una máquina de tratamiento en el que se puede establecer el campo de referencia convencional de 10 x 10 cm², una expresión análoga a la utilizada para campos pequeños estáticos (Ec. 26), pero sustituyendo el campo msr por el campo $pcsr$:

$$D_{w,Q_{pcsr}}^{f_{pcsr}} = M_{Q_{pcsr}}^{f_{pcsr}} N_{D,w,Q_0}^{f_{ref}} k_{Q,Q_0} k_{Q_{pcsr},Q}^{f_{pcsr},f_{ref}} \quad (32)$$

De esta forma, la Ec. 28 para la dosimetría relativa se convierte en:

$$D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{w,Q_{pcsr}}^{f_{pcsr}} \Omega_{Q_{clin},Q_{pcsr}}^{f_{clin},f_{pcsr}} \quad (33)$$

Asimismo, para aquellos aceleradores en los que no es posible establecer el campo de referencia convencional, la dosimetría del campo de referencia específico del

plan-clase va a referirse a un campo de referencia específico de máquina. Por tanto, se requiere un factor adicional para corregir la respuesta de la cámara entre los campos *msr* y *pcsr*, es decir:

$$D_{w,Q_{pcsr}}^{f_{pcsr}} = M_{Q_{pcsr}}^{f_{pcsr}} N_{D,w,Q_0}^{f_{ref}} k_{Q,Q_0} k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} k_{Q_{pcsr},Q_{msr}}^{f_{pcsr},f_{msr}} \quad (34)$$

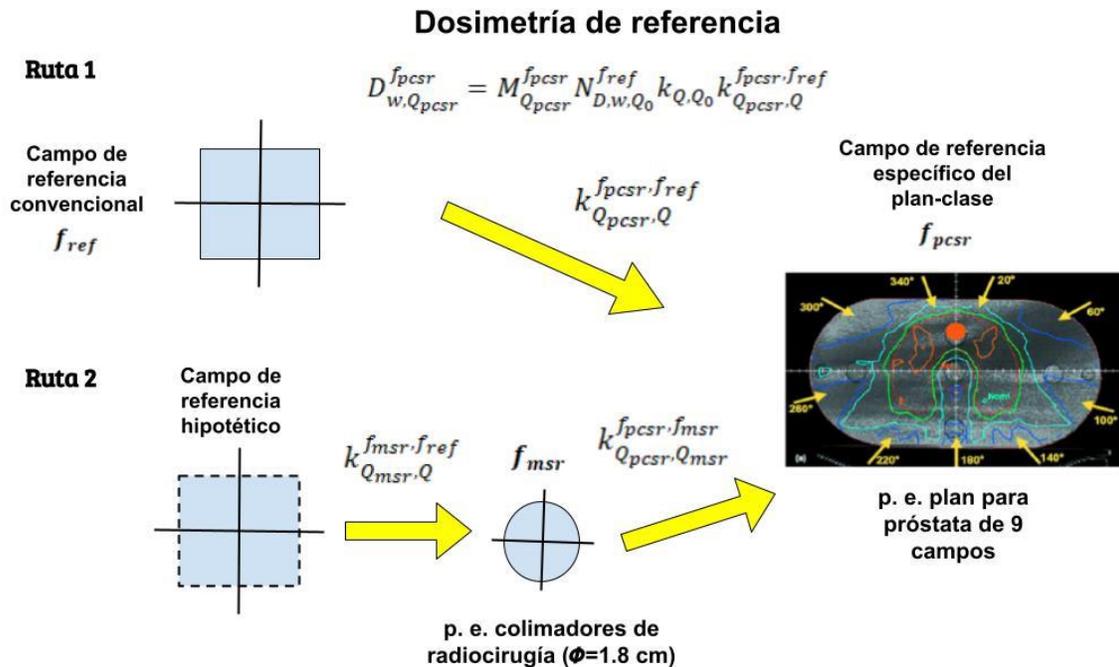


Figura 11. Diagrama esquemático de los procedimientos que se pueden seguir para realizar la dosimetría de referencia de campos compuestos propuesta por Alfonso et. al., la ruta 1 se refiere al procedimiento cuando el acelerador clínico puede establecer un campo de referencia convencional y la ruta 2 corresponde al caso contrario, por lo que es necesario utilizar adicionalmente el campo de referencia intermedio *msr*. Modificado de (Alfonso et al., 2008).

En la Figura 11 se muestra un diagrama en donde se representan las dos rutas, según sea el caso, para realizar la dosimetría de referencia con el formalismo propuesto por Alfonso y colaboradores. Asimismo, en la Figura 12 se muestra el procedimiento para llevar a cabo la dosimetría relativa propuesta en este formalismo.

Dosimetría relativa

$$D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{w,Q_{pcsr}}^{f_{pcsr}} \Omega_{Q_{clin},Q_{pcsr}}^{f_{clin},f_{pcsr}}$$

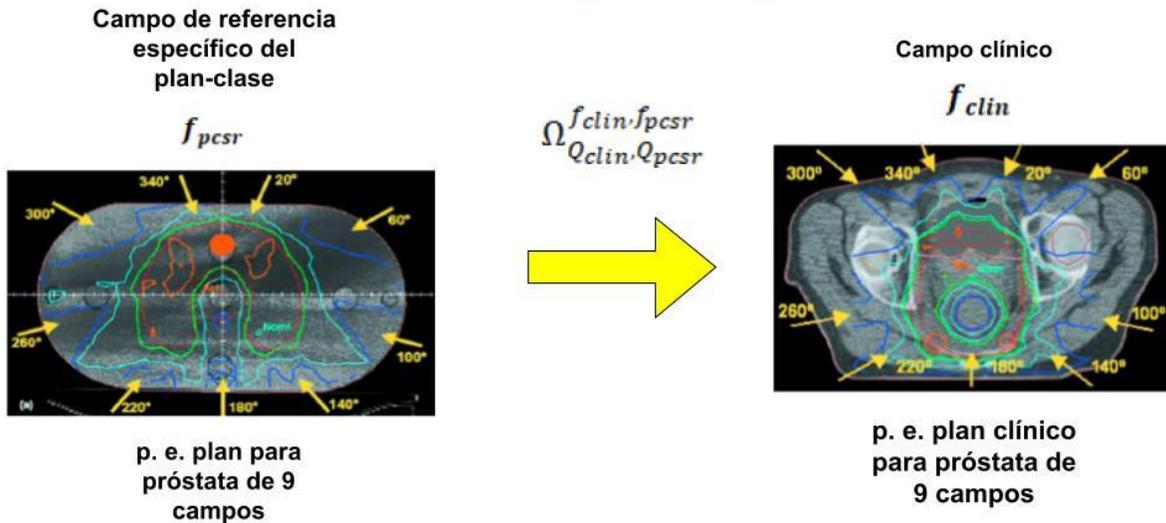


Figura 12. Diagrama esquemático en donde se presenta el método para realizar la dosimetría relativa para campos compuestos propuesto en el formalismo de Alfonso et. al. Modificado de (Alfonso et al., 2008)

En este formalismo se realiza una suposición muy importante: el factor $k_{Q_{pcsr},Q}^{f_{pcsr},f_{ref}}$ generalmente estará cerca de la unidad bajo la condición de que la adición y la coincidencia geométrica de campos en el maniquí homogéneo compense la pérdida de equilibrio de partículas cargadas en las penumbras de los campos individuales.

Debido a la falta de datos disponibles para los campos de referencia específicos del plan-clase, el TRS 483 se escribió exclusivamente para campos pequeños estáticos, con la intención de agregar la parte de campos compuestos cuando haya mayor disponibilidad de información. De aquí la importancia de realizar investigación que aporte datos que puedan complementar las aportaciones hasta ahora realizadas sobre la dosimetría de campos compuestos.

Además, es importante mencionar que, a pesar de que las ecuaciones propuestas por Alfonso y colaboradores para la dosimetría de campos compuestos es muy similar a la presentada para campos pequeños estáticos, la dosimetría de campos modulados es más compleja debido a las diferencias en la modulación que se

pueden presentar entre dos planes de tratamiento con tamaños y condiciones ligeramente diferentes, a pesar de tener formas del PTV y OARs similares; incluso el significado de $\Omega_{Q_{clin}, Q_{pcsr}}^{f_{clin}, f_{pcsr}}$ es diferente debido a que se tienen considerar qué elementos influyen que los campos *pcsr* y *clin* presenten dosis absorbidas en agua diferentes, no como en el caso de campos pequeños que sólo toma en cuenta la diferencia en el tamaño de campo, sino que aquí pueden presentarse otros factores que lo hacen más complejo. Estos aspectos son discutidos posteriormente en la Sección 5.

Asimismo, debido a que el formalismo para campos compuestos está limitado para aquellos cuyo tamaño de campo resultante no caiga dentro de la definición de campos pequeños, considerando que se realiza la suposición de que la adición de los subcampos compensa la pérdida de equilibrio lateral de partículas cargadas de los campos individuales, surge la necesidad de estudiar el comportamiento dosimétrico de estos campos cuya superposición de penumbras no compensa equilibrio de partícula cargada debido a que el tamaño del campo resultante entra dentro de la definición de campo pequeño.

Por ello, en este trabajo se estudiará la respuesta del detector (dos cámaras de ionización) definido como en la Ec. 5 (Scott et al., 2012):

$$F_{detector} = \frac{D_{agua}}{D_{detector}}$$

Ya que esto, a su vez, puede proporcionar información sobre los factores de corrección $k_{Q_{pcsr}, Q}^{f_{pcsr}, f_{ref}}$ o $k_{Q_{pcsr}, Q_{msr}}^{f_{pcsr}, f_{msr}}$, según sea el caso, como se evidenció en la sección anterior por medio de la Ec. 3.

3.8 Métodos de simulación Monte Carlo para transporte de partículas

El método de Monte Carlo es una técnica matemática, computacional y de simulación cuyo principio es el siguiente: dar una solución a un sistema macroscópico a través de la simulación de sus interacciones microscópicas. Para

ello, proporciona una solución numérica a un problema que puede describirse como una evolución temporal de objetos (“partículas cuánticas” [fotones, electrones, neutrones, protones, núcleos cargados, átomos y moléculas], en el caso de la física médica) que interactúan con otros objetos en función de las relaciones de interacción entre éstos.

De manera formal y para los propósitos de este trabajo, se puede definir el método MC de la siguiente manera:

“Monte Carlo es un método numérico para resolver ecuaciones o calcular integrales basado en un muestreo de números aleatorios.” (Seco & Verhaegen, 2016).

Desde su implementación y hasta la actualidad se han desarrollado una variedad de sistemas de códigos computacionales para desarrollar el uso de este método en varias disciplinas (matemáticas, física nuclear, mecánica cuántica y análisis estadístico y, en general, en las ciencias naturales y sociales), incluyendo la física médica para el estudio del transporte de radiación. Algunos ejemplos son: SHOWER1, desarrollado por H. H. Nagel a principio de 1963 (Nagel & Schlier, 1963); ETRAN, creado por M. J. Berger y S. M. Seltzer en 1968 (Seco & Verhaegen, 2016); EGS implementado por R. Ford y W. Nelson en 1978; MCNP (Monte Carlo N-particle) lanzado en 1983 por el Laboratorio Nacional de los Álamos (J. F. Briesmeister, 1983); GEANT (1982) desarrollado por Burn (Seco & Verhaegen, 2016); y PENELOPE (Agencia de Energía Nuclear y la Organización para la Cooperación y el Desarrollo Económicos, 2001) entre otros, cada uno con sus diferentes versiones que se han adaptado a los avances del método.

El auge del uso de aceleradores lineales de electrones (LINAC) para la radioterapia marcó el comienzo de la necesidad de desarrollar métodos de Monte Carlo con el fin de predecir la dosis y la dosimetría. Por esta razón, EGS es uno de los sistemas de códigos que se ha centrado específicamente en el área médica desde 1985, con el lanzamiento de la versión EGSx (siendo su versión más reciente EGSnrc) implementada y difundida por Rogers, aunque también ha sido de gran utilidad en otras áreas de la física.

Llevando este método a la práctica, se debe considerar que cada simulación de Monte Carlo de un problema de transporte de partículas requiere los siguientes elementos:

1. Una fuente de partículas
2. Una geometría en la que se transportan las partículas.
3. Secciones transversales, interacción y métodos de transporte de las partículas que se simulan.
4. Medios de *scoring* (conteo) de los resultados para las cantidades de interés

3.9 Técnicas de reducción de varianza

Los cálculos de Monte Carlo (MC) pueden consumir mucho tiempo, especialmente para aplicaciones en radioterapia (RT). Por lo tanto, las técnicas algorítmicas para acelerar las simulaciones son esenciales. Estas técnicas se denominan técnicas de reducción de la varianza (TRV).

Dependiendo del número de historias N , la precisión de cualquier valor promedio calculado por MC $\langle f(N) \rangle$ de la cantidad f está limitada por su incertidumbre estadística. Esta incertidumbre viene dada por la varianza $\sigma(N)$ y proporciona una medida de las fluctuaciones estadísticas del valor medio calculado $\langle f(N) \rangle$ alrededor del valor real f de esa cantidad. Es evidente que $\sigma(N)$ disminuye al aumentar el número de historias N y se vuelve cero si N tiende a infinito. En general, $\sigma(N)$ no se puede calcular porque se desconoce el verdadero valor de f . Por otro lado, se puede calcular una varianza estimada $s(N)$ durante una simulación de MC mediante

$$s(N) = \sqrt{\frac{\langle f^2(N) \rangle - \langle f(N) \rangle^2}{N - 1}} \quad (35)$$

siendo $\langle f^2(N) \rangle$ la media calculada de MC de f^2 . La mejor estimación de la varianza se obtiene si $\langle f(N) \rangle$ y $\langle f^2(N) \rangle$ se calculan usando el método de historia por historia, es decir, se calculan promediando sobre todas las historias. $\langle f(N) \rangle$ y $\langle f^2(N) \rangle$

tienden a volverse constantes para grandes números de N . Por lo tanto, esta ecuación proporciona un método simple para reducir la varianza simplemente aumentando el número de historias N , es decir, aumentando el tiempo de cálculo $T(N)$. Sin embargo, esto no se considera un TRV. Aquí es donde intervienen las técnicas de reducción de varianza, pues su propósito es disminuir el tiempo de las simulaciones de MC modificando el algoritmo mientras se mantiene una estimación imparcial de la varianza $s(N)$. Imparcial significa que para cualquier número realista de historias N , el resultado de MC, incluido TRV, no debe desviarse sistemáticamente del resultado correspondiente sin TRV.

3.9.1 Ruleta rusa

La ruleta rusa se puede considerar como lo opuesto a la división de partículas. Muy a menudo, ambas técnicas se utilizan en combinación. En una técnica de ruleta rusa, para un tipo de partícula definido (fotón o partícula cargada), se define una probabilidad de supervivencia $p_{survive}$ con $p_{survive} \ll 1$. Si se crea una partícula de este tipo en una simulación de MC, se muestrea un número aleatorio ξ de una distribución uniforme en el intervalo $[0, 1]$. La partícula sobrevive si $\xi < p_{survive}$, de lo contrario muere, es decir, la simulación de esta partícula se detiene. Para mantenerse en correspondencia con la realidad, el peso estadístico de las partículas sobrevivientes debe incrementarse por el factor $w = 1/p_{survive}$.

4 Planteamiento del problema y objetivos

4.1 Planteamiento del problema

La investigación sobre la dosimetría para campos compuestos y dinámicos surge de la necesidad de poder establecer recomendaciones estandarizadas para lograr una dosimetría precisa en aquellas técnicas de radioterapia que involucren campos no convencionales, como radiocirugía estereotáctica, radioterapia de intensidad modulada (IMRT) y radioterapia de arco volumétrico (VMAT), considerando el aumento en el uso de estas modalidades en los últimos años. Además, los códigos de práctica que utilizan el campo de referencia convencional de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, no siempre son aplicables para los haces generados en estas modalidades de radioterapia.

El formalismo propuesto por Alfonso et. al [1] aborda el problema de la dosimetría para estos campos mediante dos rutas: una para campos pequeños estáticos y otra para campos compuestos.

La primera ruta ya fue presentada en el código de práctica TRS 483, pero aún falta complementar este código en lo que respecta a la dosimetría de campos modulados, como los utilizados en la radioterapia de arco volumétrico.

4.2 Objetivo general

Determinar la respuesta de las cámaras de ionización de referencia tipo semiflexible y minicámara en campos compuestos y dinámicos para la dosimetría de haces de fotones en radioterapia de arco volumétrico.

4.3 Objetivos específicos

- Selección y simulación de los detectores y maniqués con la geometría correspondiente.

- Generación de archivos de espacio fase de campos de radiación cuadrados de diferentes tamaños, así como su validación (comparación con campos clínicos reales).
- Simulación del colimador multihojas de alta definición HD120 MLC de Varian.
- Creación de un plan de referencia (plan de tratamiento con técnica VMAT) para que simule tumores del sistema nervioso central, y planes similares, pero con campos más pequeños.
- Cálculo de la dosis en los detectores y en agua con los planes dinámicos de arco volumétrico.
- Analizar los resultados para determinar la respuesta de los detectores simulados

4.4 Hipótesis

La respuesta de las cámaras de ionización utilizadas en campos modulados es comparable con la respuesta para campos estáticos convencionales y pequeños.

5 Materiales y métodos

La metodología de este trabajo consistió en la realización simulaciones Monte Carlo con el software *EGSnrc* (Kawrakow et al., 2000) para simular el transporte de partículas de campos compuestos y dinámicos en aguas y en las cámaras de ionización tipo flexible (Semiflex PTW 31010) y minicámara (PinPoint PTW31016), para analizar la respuesta de estos dosímetros.

El proceso de simulación computacional que se siguió para la realización de esta investigación fue el siguiente:

1. La simulación de las geometrías a utilizar: cámaras de ionización Semiflex PTW 31010 y PinPoint PTW 31016; y maniqués.
2. En este caso la fuente de partículas primarias consistió en un espacio fase provisto por Varian (modelando una fuente clínica real del LINAC Varian TrueBeam STx), para usuarios que realizan simulaciones Monte Carlo, con la información del transporte de estas partículas en un plano antes de las quijadas (como se señala en la Figura 11). Considerando esto, lo que restaba para simular las partículas atravesando las componentes del acelerador lineal era la parte del colimador primario y el colimador secundario (específicamente el colimador multihojas HD120 MLC). Por esta razón, la simulación de la fuente de partículas se subdividió en dos partes generales:
 - a. Generación de espacios fase después en un plano posterior a las quijadas (dos pares de quijadas de tungsteno en direcciones X e Y)
 - b. Simulación del colimador multihojas HD120 MLC de Varian para generar campos en modo dinámico sincronizados con los puntos de control respectivos.
3. El medio de conteo consistió en la obtención de distribuciones de dosis en un maniquí de agua y cálculo de la dosis absorbida (puntual) en agua y en los detectores.

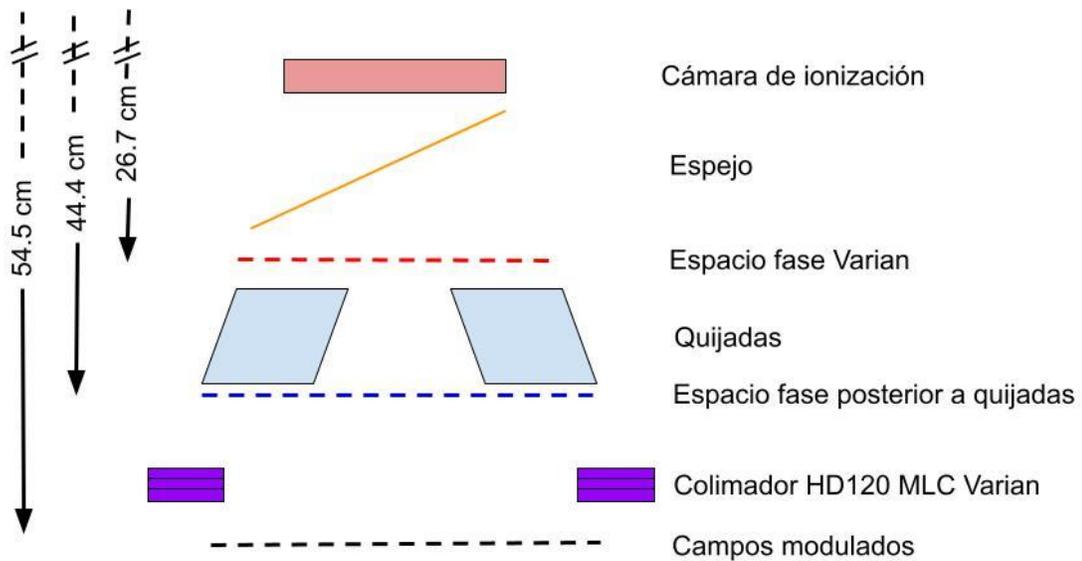


Figura 13. Diagrama en donde se representan los elementos del cabezal del LINAC y los planos donde se ubican los espacios fase utilizados en este trabajo: espacio fase de Varian, espacios fase posterior a las quijadas de diferentes tamaños y espacios fase de los campos modulados.

En la Figura 13 se presenta un diagrama mostrando algunos elementos del cabezal del acelerador lineal y se muestran los planos en donde se encuentran ubicados los espacio fase que se utilizaron en este trabajo como fuentes de radiación durante el proceso de simulación de los campos modulados (compuestos y dinámicos).

A continuación, se realiza una explicación detallada de los materiales utilizados y la realización de cada proceso.

5.1 Materiales

5.1.1 Software EGSnrc

El sistema EGS (Electron-Gamma-Shower, por sus siglas en inglés) de códigos de computadora es un conjunto de herramientas de software que se utiliza para realizar la simulación Monte Carlo del transporte de radiación ionizante a través de la materia. Modela la propagación de fotones, electrones y positrones con energías cinéticas entre 1 keV y 10 GeV, en materiales homogéneos (Townson et al., 2020).

Este software se distribuye con una amplia gama de aplicaciones (anteriormente denominadas "códigos de usuario ") que utilizan la física del transporte de radiación para calcular cantidades específicas. Consiste en una colección de rutinas genéricas que simulan el transporte y las interacciones de fotones, electrones y positrones en la materia.

EGSnrc permite la simulación de manera realista de lo siguiente (Kawrakow & Rogers, 2003):

- El transporte de radiación de electrones (+ o -) o fotones se puede simular en cualquier elemento, compuesto o mezcla. Para ello, utiliza un paquete de preparación de datos, usando tablas de sección transversal para los elementos 1 a 100.
- El rango dinámico de las energías cinéticas de las partículas cargadas va desde unas pocas decenas de keV hasta unos pocos cientos de GeV.
- El rango dinámico de las energías de los fotones se encuentra entre 1 keV y varios cientos de GeV.
- El sistema de código EGSnrc tiene en cuenta los siguientes procesos físicos:
 - Producción de Bremsstrahlung utilizando secciones transversales de Bethe-Heitler o las secciones transversales de NIST.
 - Aniquilación de positrones en vuelo y en reposo (los cuantos de aniquilación se siguen hasta su finalización).
 - La dispersión múltiple de partículas cargadas mediante la dispersión de Coulomb desde los núcleos se maneja utilizando una nueva teoría de la dispersión múltiple que supera las deficiencias de la teoría de la dispersión múltiple de Molière. Permite pasos de cualquier tamaño y se mueve sin problemas desde un modelo de dispersión único para pasos cortos a un modelo de dispersión múltiple preciso en pasos grandes. El usuario tiene la opción de dispersión basada en la dispersión de Rutherford o la dispersión contando los efectos relativistas y de espín.
 - Pérdida continua de energía aplicada a trayectorias de partículas cargadas entre interacciones discretas. El poder de frenado restringido total de

partículas cargadas consta de bremsstrahlung suave y términos de pérdida por colisión.

- Pérdida por colisión determinada por el poder de frenado restringido de Bethe-Bloch con tratamiento Sternheimer del efecto de densidad en el caso general, pero con la provisión de usar una corrección arbitraria del efecto de densidad y los datos suministrados para usar el efecto de densidad recomendado por la ICRU en el Informe 37.
- Producción de pares.
- Dispersión de Compton, ya sea Klein-Nishina o Compton ligado.
- La dispersión coherente (Rayleigh) se puede incluir mediante una opción.
- Efecto fotoeléctrico.
- Relajación de átomos excitados después de que se crean vacantes (por ejemplo, después de eventos fotoeléctricos o de dispersión de Compton) para crear fotones fluorescentes (capas K, L, M) y se pueden producir y rastrear electrones Auger y Coster-Kronig si se solicita.
- La ionización por impacto de electrones se puede modelar utilizando teorías arbitrarias para generar secciones transversales. En la distribución EGSnrc se proporcionan cinco de estas compilaciones de secciones transversales (Kawrakow, Casnati, Kolbenstvedt, Gryzinski y Bote y Salvat).

En este trabajo se utilizó la versión llamada *EGSnrc* que presenta mejoras con respecto a su versión anterior (EGS4).

5.1.2 Biblioteca de clases EGSnrc C++ (egs++)

La biblioteca de clases EGSnrc C++ (egs++) proporciona:

- Un paquete de geometría de uso general que se puede utilizar para modelar una amplia gama de estructuras geométricas.
- Un conjunto de fuentes de partículas que se pueden utilizar para simular todas las fuentes disponibles en DOSXYZnrc.
- Un conjunto de clases de conteo básicas.

- Otras clases de utilidad diversas, como un generador de números aleatorios, una tabla de alias, una clase para analizar un archivo de entrada, una clase de interpolador, etc.

EGSnrc C ++ permite ejecutar el archivo de entrada (código de simulación) para realizar la simulación del transporte de radiación. En el archivo de entrada (escrito en lenguaje de programación) se escriben las líneas de comando en donde se especifica el diseño de las geometrías junto con los materiales de los que está hecho cada una, los archivos de corrección por densidad (que determinan la manera en que las partículas interactúen en los materiales especificados), la fuente de partículas y el cálculo que se desea realizar (dosis puntual, espectro, fluencia, etc.)

5.1.3 *BEAMnrc*

BEAMnrc es un sistema de simulación Monte Carlo (Kawrakow & Rogers, 2003) para modelar fuentes de radioterapia que se desarrolló como parte del proyecto OMEGA para realizar la planificación del tratamiento en 3-D para la radioterapia (con la Universidad de Wisconsin). BEAMnrc utiliza el sistema EGSnrc Monte Carlo de transporte de radiación.

Una característica importante de este código es la capacidad de producir una salida (archivo) de espacio fase del haz (es decir, las posiciones, energías, direcciones, etc., para cada partícula) en cualquier plano específico del modelo. Este archivo de espacio fase puede ser reutilizado por el propio código BEAMnrc o como fuente de partículas para otros códigos de usuario de EGSnrc, siendo esta última opción la utilizada para este trabajo.

El modelo de la fuente de radiación se construye a partir de la serie de módulos componentes individuales (CM, por sus siglas en inglés), que son las “partes” que componen el modelo de la fuente, como quijadas, colimadores, conos, bloques de aire (o cualquier material), etc; estos CM son completamente independientes y se pueden utilizar en una amplia variedad de aplicaciones. Cada CM se ocupa de una clase específica de formas geométricas dentro de la banda horizontal del acelerador. Por lo tanto, el modelo de fuente de terapia consta de una serie de

módulos componentes, cada uno contenido entre dos planos que son perpendiculares al eje Z (tomado como el eje central) y no pueden superponerse. Los CM han recibido el nombre de los componentes para los que se escribieron originalmente para modelar, pero se pueden aplicar a muchas más estructuras. Los módulos de componentes utilizados para construir el colimador multihojas HD120MLC son *SLAB* y *SYNCHDMLC*:

- *SLAB*: Se utiliza para múltiples planos de espesor y material arbitrario (como aire) que son perpendiculares al eje Z. Los planos tienen simetría cuadrada con respecto al eje del haz y el ancho del cuadrado es dado por el usuario.
- *SYNCHDMLC*: Es un módulo componente para modelar el micro colimador multihojas (mlc) de alta definición (HD120) disponible en aceleradores TrueBeam y Novalis. El usuario puede especificar el tipo de hojas que se encuentran en el mlc y las secciones transversales perpendiculares a la dirección de apertura de cada tipo; también se tiene la opción de modelar hojas redondeadas o rectas. *SYNCHDMLC* permite simular los espacios de aire entre las hojas, el mecanismo de lengüeta en la ranura mediante la cual las hojas adyacentes se deslizan una contra la otra y los tornillos de arrastre en la parte superior e inferior de cada hoja que se usan para abrir y cerrar las hojas. Además, cuenta con tres modos de irradiación: 1) campo estático, (2) dinámico y (3) de paso y disparo, en estas dos últimas opciones se permite ingresar un archivo que contiene la secuencia de las hojas del plan de irradiación y el peso de cada una de las configuraciones de las mismas.

5.1.4 *DOSXYZnrc*

DOSXYZnrc (Walters et al., 2005) es un código de usuario Monte Carlo EGSnrc de uso general para cálculos tridimensionales de dosis absorbida. EGSnrc/*DOSXYZnrc* simula el transporte de fotones y electrones en un volumen cartesiano y puntúa la deposición de energía en los voxels designados. También

hay una interfaz gráfica de usuario (GUI) que permite crear y ejecutar archivos de entrada gráficamente.

La geometría es un volumen rectilíneo con el plano X-Y en la página, X a la derecha, Y hacia abajo en la página y el eje Z hacia dentro de la página. Las dimensiones de los voxels son completamente variables en las tres direcciones.

Uno de los parámetros de entrada para una simulación que se ejecuta con DOSXYZnrc es el tipo de fuente de radiación que se utilizará para calcular la distribución y dosis. Específicamente, se tiene la opción de utilizar una fuente tipo espacio fase de partículas incidentes desde cualquier dirección. Esta fuente utiliza un archivo de espacio de fase generado durante una simulación BEAMnrc (con extensión .esgphsp1) en cualquier plano de conteo de una geometría de acelerador lineal. Un usuario puede elegir cualquier tipo específico de partículas del archivo de espacio de fase (electrón, fotón, positrón, todas), especificar las coordenadas del isocentro, la distancia del isocentro a la fuente (distancia del isocentro al plano del espacio fase) y los ángulos de rotación de la fuente.

5.1.5 Archivo de espacio fase Varian TrueBeam

Las especificaciones detalladas de los componentes del cabezal del acelerador TrueBeam (Varian Medical Systems) son propiedad del fabricante y no están disponibles al público para simulaciones directas. Para poder realizar simulaciones Monte Carlo, Varian (Varian Medical Systems, Palo Alto, California) proporciona archivos de espacio fase compatibles con el OIEA² ubicados por encima de las quijadas; estos archivos fueron generados modelando el transporte de partículas a través del cabezal de tratamiento del acelerador lineal (Constantin et al., 2011) con el software para simulación Monte Carlo GEANT4 (Agostinelli et al., 2003). Este espacio fase simula un campo clínico de fotones de 6 MV con filtro de aplanado, de un tamaño de 40 x 40 cm² proyectado al isocentro, a 73.3 cm de éste, con energía

² Organización Internacional de Energía Atómica

promedio de 1.232 MeV. El archivo contiene 52477334 partículas: 51865724 fotones, 591763 electrones y 19847 positrones.

5.1.6 Simulación de las geometrías (maniqués y cámaras de ionización)

5.1.6.1 Maniqués

Para este trabajo se simularon dos maniqués de agua: uno con una geometría cúbica de 30 cm por lado; y el otro con una geometría cilíndrica con un diámetro de 20 cm y una longitud de 25 cm. Estos maniqués se utilizaron para colocar las cámaras de ionización para realizar las simulaciones correspondientes. En la Figura 14 se muestra el diagrama de estas geometrías.

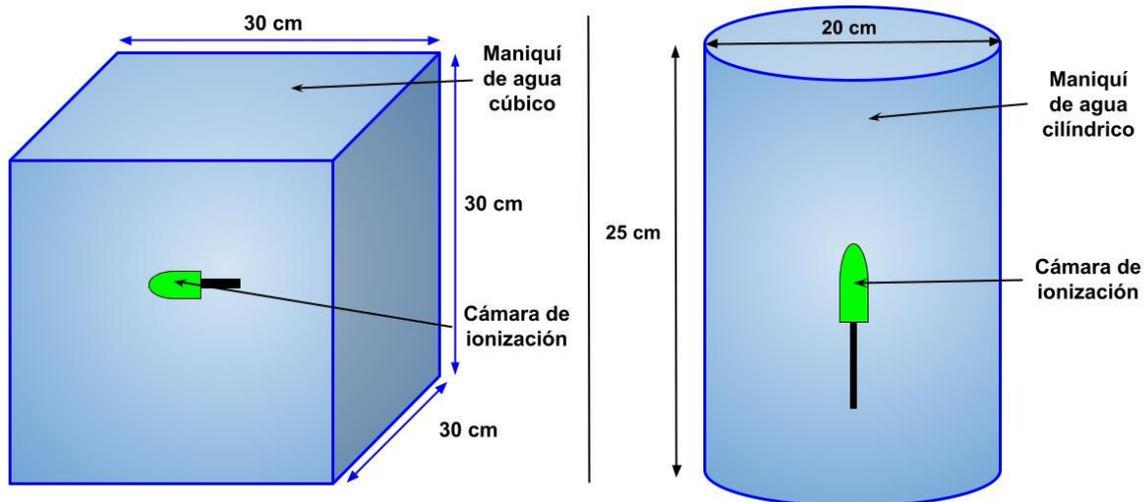


Figura 14. Diagrama de la geometría del maniqué cúbico (izquierda) y el maniqué cilíndrico (derecha) utilizados en este trabajo, cada uno conteniendo una cámara de ionización en su interior en la posición necesaria para realizar los cálculos de dosis.

5.1.6.2 Cámaras de ionización

Se simularon las cámaras de ionización para dosimetría de referencia en radioterapia: PTW Semiflex 31010 y PTW PinPont 3D 31016.

La cámara de ionización PTW Semiflex 31010 es una cámara tipo semiflexible con un volumen sensible nominal de 0.125 cm^3 que es aproximadamente esférico, lo que da como resultado una respuesta angular plana y una resolución espacial uniforme a lo largo de los tres ejes de un maniqué de agua (PTW Freiburg, 2011).

Por su parte, la cámara de ionización PTW PinPoint 3D 31016 tiene un volumen sensible nominal de 0.016 cm³ lo que la hace pertinente para mediciones de dosis en campos pequeños debido a su volumen reducido.

Para realizar la simulación de estas cámaras se utilizó la información sobre las características geométricas (Tabla 1) que brinda el fabricante de cada una de ellas (PTW Freiburg, 2011, 2013). En las Figuras 15 y 16 se muestran los esquemas de estas cámaras en donde se especifican las dimensiones de cada uno de sus componentes.

Tabla 1. Características geométricas de las cámaras de ionización PTW Semiflex 31010 y PTW PinPoint 3D 31016 (PTW Freiburg, 2011).

Componente	PTW Semiflex 31010	PTW PinPoint 3D 31016
Pared del volumen sensible	0.55 mm PMMA 1.19 g/cm ³ 0.15 mm grafito 1.82 g/cm ³	0.57 mm PMMA 1.19 g/cm ³ 0.09 mm grafito 1.85 g/cm ³
Dimensión del volumen sensible	Radio 2.75 mm Longitud 6.5 mm	Radio 1.45 mm Longitud 2.9 mm
Electrodo central	Aluminio 99.98 % 1.1 mm de diámetro	Aluminio 99.98 % 0.3 mm de diámetro
Punto de referencia	A 4.5 mm de la punta de la cámara	A 4.5 mm de la punta de la cámara
Volumen sensible nominal	0.125 cm ³	0.016 cm ³
Volumen sensible calculado	0.126 cm ³	0.016 cm ³

Las simulaciones de las cámaras de ionización se realizaron a través un código de simulación (archivo de entrada) para ejecutarlo en egs++, tomando como base los ejemplos que se muestran en el manual de introducción a EGSnrc (Townson et al.,

2020). Los archivos de entrada que se generaron para simular las geometrías de estas cámaras se encuentran en el Anexo 1.

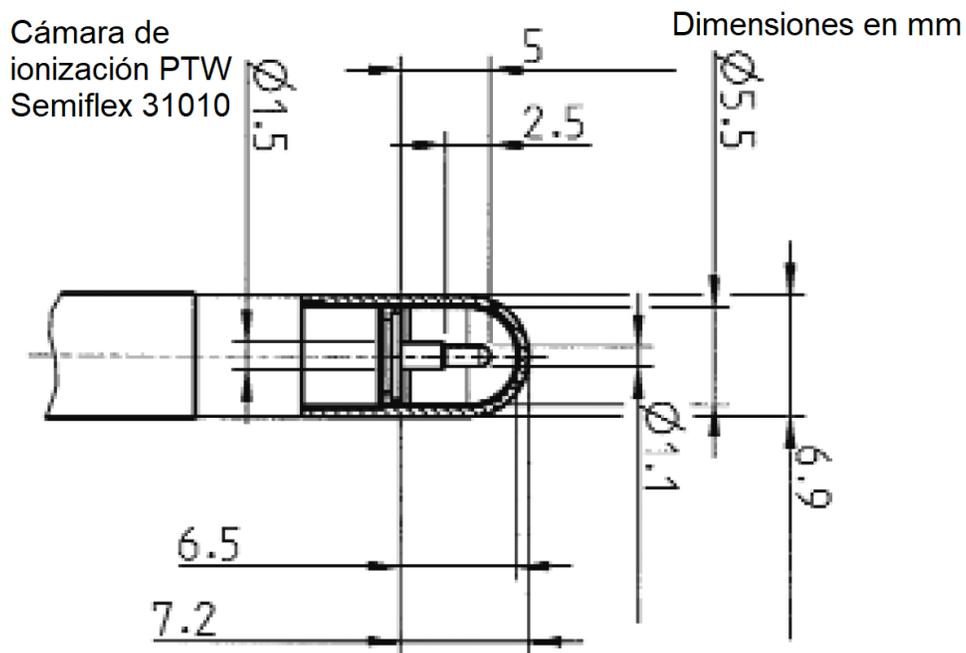


Figura 15. Especificación de las dimensiones de la cámara de ionización PTW Semiflex 31010. Las unidades están en milímetros. Diagrama tomado de (PTW Freiburg, 2013).

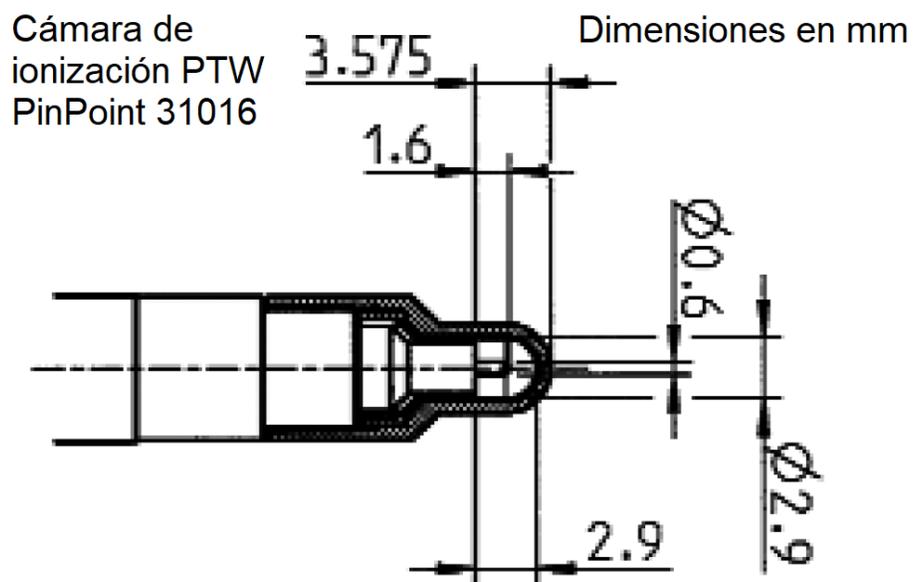


Figura 16. Especificación de las dimensiones de la cámara de ionización PTW Semiflex 31010. Las unidades están en milímetros. Diagrama tomado de (PTW Freiburg, 2013)

5.1.7 Simulación del colimador multihojas de alta definición HD120MLC

El colimador multihojas de alta definición HD120 MLC de Varian cuenta con dos bancos de 120 hojas de tungsteno distribuidas en dos bancos de 60 hojas cada una. Los 32 pares de hojas interiores (centrales) tienen un ancho de 0.25 centímetros (medida de proyección al isocentro) cada una, por lo que juntas tienen un tamaño de 8 cm proyectadas al isocentro. Las 28 hojas exteriores tienen un ancho de 0.5 cm proyectadas al isocentro y juntas componen un tamaño de 14 cm (7 cm por arriba y 7 cm por debajo de las hojas interiores). De tal forma que la longitud máxima de campo definida por este colimador perpendicular al movimiento de las hojas es de 22 cm a 100 cm de la fuente de rayos X. En la Figura 17 se presenta un esquema de la estructura del colimador Varian HD120 MLC. Asimismo, el externo de las hojas es redondeado con un radio de curvatura de 16 cm (Bergman et al., 2014), como se muestra en la Figura 18.

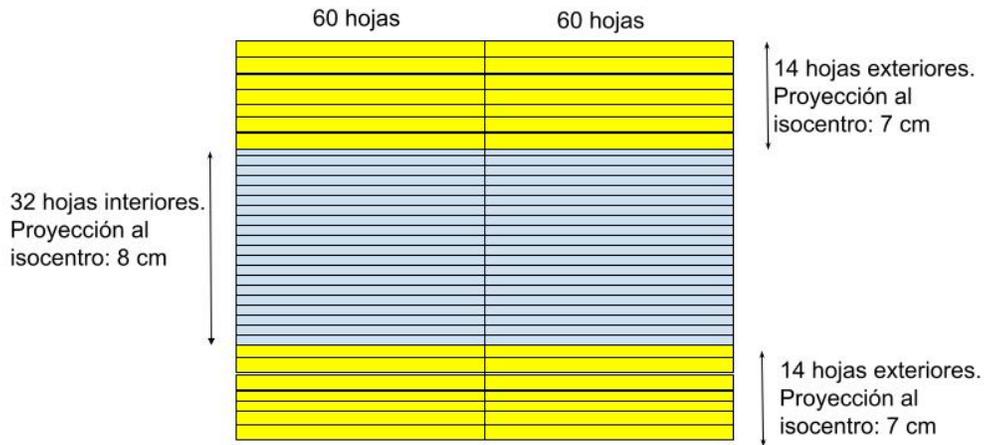


Figura 17. Diagrama esquemático de la estructura del colimador multihojas de alta definición Varian HD120 MLC.

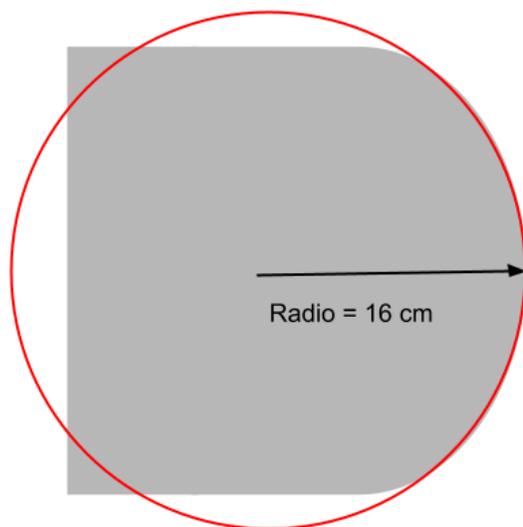


Figura 18. Diagrama esquemático de la estructura del colimador multihojas de alta definición Varian HD120 MLC.

Para simular este colimador multihojas se utilizó BEAMnrc (en su versión GUI) con el módulo de componente SYNCHDMLC. En este módulo de componente es necesario especificar el tipo de hojas que componen al colimador, habiendo tres tipos dependiendo del ancho de las hojas (proyectadas al isocentro): *FULL*, *HALF*, *QUARTER*. En este caso, las hojas tipo *QUARTER* corresponden a los 32 pares de hojas centrales y las hojas tipo *HALF* corresponden a las 28 hojas exteriores (el colimador a simular no cuenta con hojas tipo *FULL*).

A su vez, tanto las hojas tipo *QUARTER* como las de tipo *HALF* se subdividen en dos tipos: *ISOCENTER* y *TARGET*, dependiendo si el riel de soporte de la hoja se encuentra más cerca del blanco (tipo *TARGET*) o más cerca del isocentro (tipo *ISOCENTER*), de acuerdo con su configuración en el colimador para acoplar hojas contiguas. En la Figura 19 se muestra el esquema de cada uno de los tipos y subtipo de hojas del colimador que pueden ser definidos con el módulo de componente SYNCHDMLC.

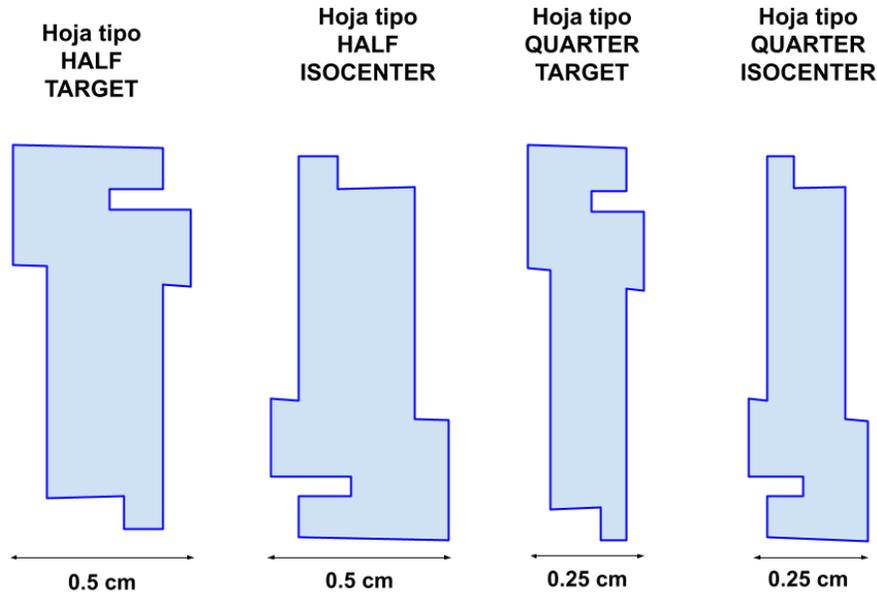


Figura 19. Representación esquemática de la clasificación de los tipos de hojas del colimador multihojas para el módulo de componente SYNCHDMLC de BEAMnrc para realizar la simulación de este colimador. En la figura se muestra un corte transversal en el plano Y-Z de las hojas. La medida que se muestra es la proyección al isocentro. (Las figuras no están a escala).

Las medidas de cada uno de los lados que se observa en el corte transversal de las hojas en la Figura 19 son propiedad del fabricante y se ha hecho uso de esta información estrictamente para fines de investigación en este trabajo mediante un acuerdo de confidencialidad.

Además del aspecto geométrico de las hojas que debe ser especificado para la simulación, también se proporciona el material del que están hechas las hojas, en este caso tungsteno, el tamaño del espacio que existe entre las hojas del colimador y el material que constituye este espacio, en este caso, aire.

Finalmente, para completar la información que se solicita en el módulo de componente SYNCHDMLC se ha escogido el modo de irradiación del tipo *dinámico* que es el que simula el movimiento de las hojas del colimador en función del de las unidades monitor y de la posición angular del brazo del acelerador, como sucede en un tratamiento de radioterapia con la técnica de arco volumétrico modulado (VMAT). Para este modo de irradiación es necesario introducir un archivo de entrada

con la información de las secuencias de las hojas, el cual especifica la posición de las hojas en cada movimiento del colimador, así como un índice de peso asignado a cada una de estas posiciones durante el plan de tratamiento. La forma en la que se han obtenido los archivos de secuencia para los planes de tratamiento simulados se detalla en la Sección 5.2.5.

Para validar la simulación del colimador multihojas HD120 MLC de Varian se realizaron simulaciones en modo *paso y disparo* con archivos de secuencia de las hojas diseñadas para dar como resultado los campos modulados que se muestran en las Figura 20 y 21.

En la Figura 20, se muestra el diseño de un campo modulado rectangular con bandas con una mayor concentración de fluencia de partículas (bandas negras del 100% de fluencia) y una menor concentración de fluencia de partículas (bandas grises con el 50% de fluencia). El campo rectangular resultante, el cual está centrado en el plano X-Y perpendicular al eje central de radiación, mide 10 cm x 8 cm proyectado al isocentro y las bandas tienen un grosor de 2 cm cada una (proyectadas al isocentro). Para las tres bandas interiores se utilizaron 24 pares de hojas interiores (que tienen un ancho de 0.25 cm proyectadas al isocentro). En el caso de las dos bandas de los extremos, la mitad interior requirió 4 pares de hojas interiores (en total las 8 pares de hojas interiores restantes) y 2 pares de hojas exteriores cada una.

Por su parte, se diseñó un campo modulado irregular con la forma que se muestra en la Figura 21 en donde la región azul es una zona de menor concentración de dosis y la región negra es la zona con mayor concentración de fluencia de partículas. Para este campo se utilizaron 30 pares de hojas. Las dimensiones que se especifican en la imagen son de la proyección al isocentro.

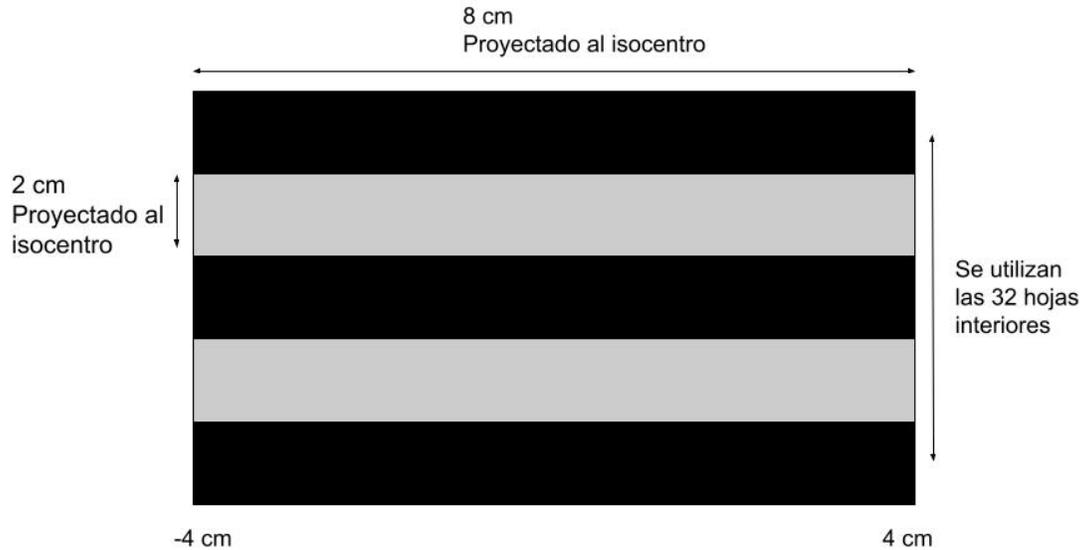


Figura 20. Esquema del diseño de un campo modulado para la validación de la simulación del colimador multihojas HD120 MLC de Varian. Este campo consiste en un campo rectangular con bandas de 2 cm (proyectadas al isocentro) en donde hay una mayor (bandas negras, 100%) y menor (bandas grises, 40%) concentración de fluencia de manera alternada. (Las dimensiones no están a escala).

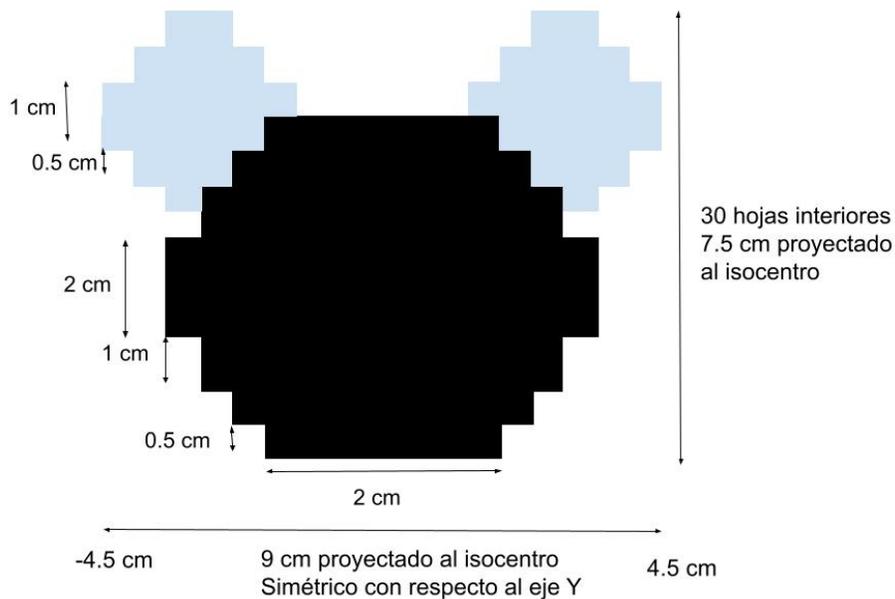


Figura 21. Esquema de un campo modulado como parte del proceso de validación del colimador multihojas Varian HD120 MLC. Este es un campo, en donde la región de color azul es una zona con una menor concentración de fluencia y la región de color negro es una zona con mayor concentración de fluencia. (Las dimensiones no están a escala).

5.1.8 Generación de espacios fase de diferentes tamaños

La fuente principal de partículas de este trabajo fue el espacio fase provisto por Varian para usuarios que realizan simulaciones Monte Carlo que requieren que su fuente de partículas simule al acelerador lineal TrueBeam STx. La descripción de este archivo se mencionó en la Sección 4.1.5.

Con la finalidad de optimizar el tiempo de cómputo de las simulaciones de campos modulados con la técnica VMAT, considerando que el tamaño del espacio fase de Varian ($40 \times 40 \text{ cm}^2$) excede el tamaño del campo modulado más grande simulado (alrededor de 9 cm en una de las direcciones) y no se requiere de toda su información, se generaron 6 espacios fase de campos cuadrados tamaños (proyectados al isocentro): $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $3 \times 3 \text{ cm}^2$, $2 \times 2 \text{ cm}^2$ y $1 \times 1 \text{ cm}^2$, a partir del espacio fase original más grande colimado con el HD120 MLC.

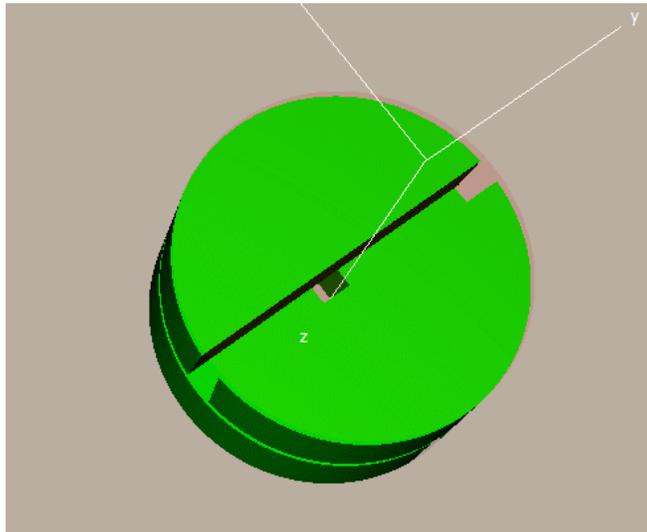


Figura 22. Visualización de la simulación de las quijadas que conforman al colimador secundario utilizado para generar los archivos de espacio fase después de este componente.

Estos espacios fase fueron producidos simulando el colimador secundario del acelerador (Figura 22), a través de un código de simulación escrito en `egs++` (Kawrakow et al., 2019) en donde es posible especificar una posición de las quijadas

para cada campo, de tal forma que el tamaño de éstos proyectados al isocentro fuera el deseado. Así, el plano de conteo de los espacios fase se ubicó justo después de estos colimadores, a 55.6 cm del isocentro.

El archivo de salida que resulta de la ejecución del código de simulación proporciona un archivo de espacio fase con extensión .egsphsp1, el cual puede ser utilizado como parámetro de entrada en la simulación en BEAMnrc del colimador multihojas Varian HD120 MLC (explicado en la sección anterior).

Los espacios fase fueron generados de tal forma que tuvieran como mínimo 5 millones de fotones por centímetro cuadrado, lo que permite tener un buen muestreo de la fluencia de partículas cuando sean utilizados para la simulación de los campos de la técnica VMAT.

5.1.8.1 Validación dosimétrica de los campos estáticos

Para la validación de los campos que producen los archivos de espacio fase generados, se calculó de dosis absorbida en agua para graficar los porcentajes de dosis en profundidad (PDD) y perfiles fuera del eje central (OAR) para los campos de $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $3 \times 3 \text{ cm}^2$ y $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Estas gráficas fueron comparadas con gráficas de distribuciones de dosis de PDDs y OARs de medidas experimentales del acelerador Varian TrueBeam STx en las mismas condiciones de cálculo.

Para el cálculo de dosis, se utilizó el código de simulación DOSXYZnrc (Walters et al., 2005) en la versión de interfaz de usuario, utilizando como fuente de partículas los espacios fase producidos, los cuales se encuentran a 55.6 cm del isocentro. En el caso de las PDDs se usó la geometría SSD, en donde fue segmentado un maniquí en voxeles (diseñado dentro de la misma interfaz) de forma inhomogénea, utilizando voxeles de menor tamaño en la zona de alto gradiente de dosis (en la región de build-up y poco después de alcanzar el máximo). La profundidad máxima calculada fue 29.5 cm para cada campo. De esta forma, al ejecutar la simulación se obtiene una distribución de dosis en todo el maniquí, pero en especial puede generarse y

extraer los datos de la PDD en el eje central al graficar con STATDOSE (Mcgowan et al., 2016).

Para la generación de los perfiles se utilizó la geometría SAD fija igual a 100 cm. El maniquí producido también fue discretizado en voxeles de forma inhomogénea, pero esta vez la región de alto gradiente corresponde a ambos extremos del perfil desde que comienza a caer la dosis y después de las penumbras.

Las geometrías de cálculo para la generación de las PDD y los perfiles fuera del eje central se muestran en la Figura 23.

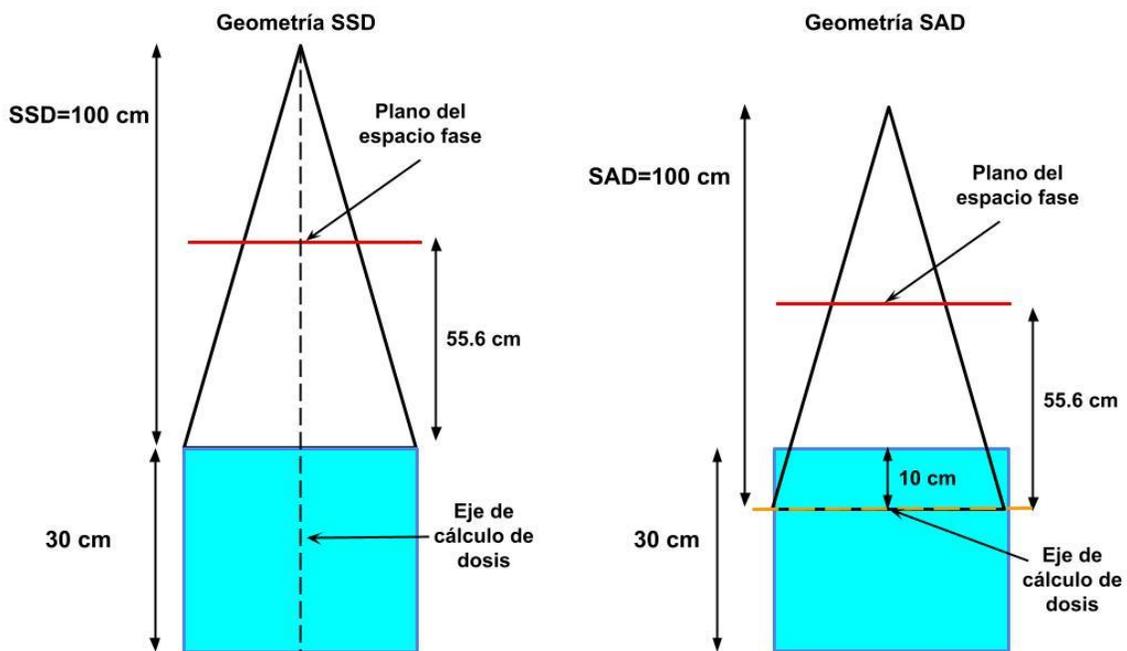


Figura 23. Geometrías de cálculo de dosis para generar las curvas de PDD (geometría SSD) y los perfiles fuera del eje central (geometría SAD) con los espacios fase generados en un plano después de las quijadas.

Para realizar la comparación cuantitativa de las PDD y OAR calculados con los experimentales para validar los archivos de espacios fase generados, se siguieron las recomendaciones presentadas en el TRS 430 (Organismo Internacional de Energía Atómica, 2004) en donde se menciona que una forma útil de comparar cálculos y medidas es analizar estadísticamente las desviaciones (la diferencia entre un resultado medido o calculado y el valor esperado obtenido por algún otro método que se considera como referencia) tomando en este caso como valor de

referencia los datos experimentales. Las desviaciones entre los resultados de los cálculos y las mediciones (es decir, los datos de referencia del haz) se pueden expresar como un porcentaje de la dosis medida localmente:

$$\delta = 100 \times \frac{(D_{calc} - D_{med})}{D_{med}} \quad (36)$$

donde δ está en porcentaje, D_{calc} es la dosis calculada en un punto particular del maniquí y D_{med} es la dosis medida en el mismo punto del maniquí. De esta manera, δ es un parámetro calculado punto a punto y el criterio de aceptación se basa en diferentes tolerancias para δ considerando el hecho de que los algoritmos de cálculo de dosis proporcionan una mayor precisión en algunas regiones del haz que en otras (ver Figura 24).

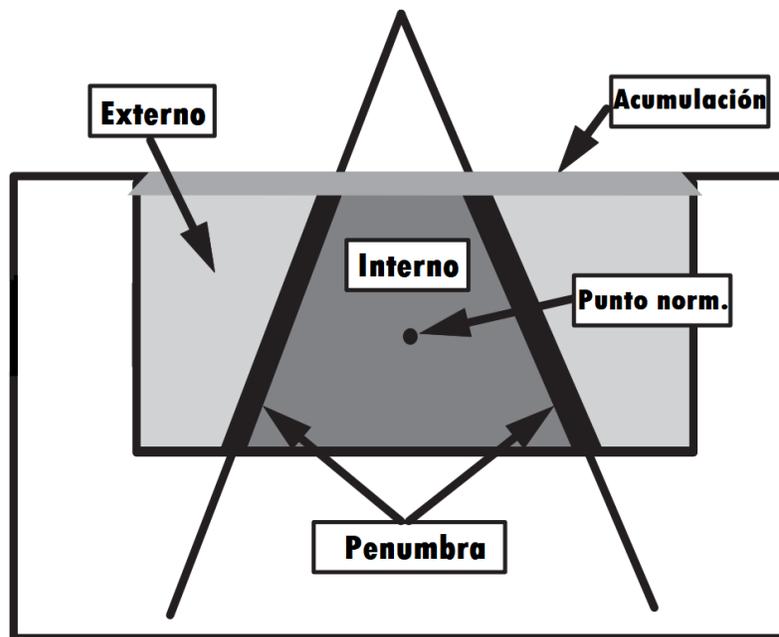


Figura 24. Regiones de diferentes capacidades de precisión para cálculos de dosis de haz de fotones: haz interno, haz externo, región de acumulación, penumbra y punto de normalización. Modificado de (Fraass et al., 1998).

En este caso, los criterios de tolerancias utilizadas para determinar la concordancia de las distribuciones de dosis calculadas y medidas son las presentadas en el TRS 430, considerando las definidas por Venselaar y colaboradores (Venselaar et al.,

2001) y por AAPM TG 53 (Fraass et al., 1998), mismos que se muestran en las Tablas 2 y 3.

Tabla 2. Criterios de aceptación con base en el valor de δ para cálculos de dosis en diferentes regiones del haz, propuestos por (Fraass et al., 1998).

Región	Campo cuadrado (%)	Campo rectangular (%)	Campo asimétrico (%)	Campo bloqueado (%)
Eje central	1	1.5	2	2
Haz interno	1.5	2	3	3
Penumbra	2	2	2	2
Haz externo	2	2	3	5
Región de acumulación	20	20	20	50

Tabla 3. Tolerancias propuestas para δ en diferentes regiones regiones del haz, propuestas por (Venselaar et al., 2001).

Localización	Tipo de región	Geometría simple (homogénea) (%)	Geometría compleja (cuña, inhomogeneidad, asimetría). (%)
Eje central del haz	Dosis alta, gradiente de dosis pequeño	2	3
Región de acumulación del eje central y región de penumbra de perfiles	Dosis alta, alto gradiente de dosis	10	15
Haz interno, fuera de la región central del eje del haz	Dosis alta, gradiente de dosis pequeño	3	3

Borde exterior del haz	Dosis baja, gradiente de dosis pequeño	30	40
------------------------	--	----	----

La validación de los espacios fase generados también incluyó la obtención del factor de campo, $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$, para los tamaños de campo de 2 x 2 cm² y 3 x 3 cm², definidos por el TRS 483 (Organismo Internacional de Energía Atómica, 2017) como se mostró en la Ec. 29:

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (37)$$

donde $D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}$ es la dosis absorbida en agua en el tamaño de campo clínico f_{clin} con calidad de haz Q_{clin} , y $D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}$ es la dosis absorbida en agua en el campo de referencia específico de la máquina f_{msr} con calidad de haz Q_{msr} . En este caso, f_{msr} corresponde a un campo cuadrado de 10 cm por lado y f_{clin} a los campos cuadrados de 2 cm y 3 cm por lado.

Para el cálculo de los factores de campo se escribió un código de simulación para ejecutarse en egs++ en donde la geometría utilizada consistió en el maniquí cúbico de agua que contenía un voxel de agua, de tamaño de 0.1 cm por lado, a 10 cm de profundidad (con respecto a la dirección de la fuente de partículas) ubicado en el origen de coordenadas, utilizando la configuración SAD.

En el código es necesario proporcionar la distancia fuente-isocentro, pero en este caso es necesario tener cuidado porque no se está refiriendo a la fuente “real”, sino al tipo de fuente que se utiliza. En este caso, las fuentes consistían en los archivos de espacio fase generados (10 cm, 3 cm y 2 cm), por lo que la distancia que hay que brindar es la del isocentro al plano del espacio fase (44.1 cm).

Los factores de campo calculados fueron comparados con los que promedia Dufreneix y colaboradores (Dufreneix et al., 2021) recopilando más de 400

mediciones realizadas en 19 aceleradores lineales diferentes con más de 50 detectores, para varios tamaños de campos y colimadores.

5.1.9 Validación de la simulación de las cámaras de ionización

La validación de la simulación de las cámaras de ionización utilizadas (PTW Semiflex 31010 y PTW PinPont 3D 31016) consistió en el cálculo de los factores de corrección de salida estáticos, definidos en el TRS 483 como (Ec. 31):

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}} / D_{det, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}} / D_{det, Q_{msr}}^{f_{msr}}}$$

donde $D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}$ y $D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}$ representan la misma cantidad que en la Ec. 37, $D_{det, Q_{clin}}^{f_{clin}}$ es la dosis absorbida en el volumen sensible del detector en el tamaño de campo clínico f_{clin} con calidad de haz Q_{clin} y $D_{det, Q_{msr}}^{f_{msr}}$ es la dosis absorbida en el volumen sensible del detector en el tamaño de campo clínico f_{msr} con calidad de haz Q_{msr} . En este caso, f_{msr} también corresponde al campo cuadrado de 10 cm por lado y los tamaños de campo f_{clin} corresponden a los campos cuadrados de 2 cm y 3 cm.

De esta forma, con los espacios fase generados de 10 cm, 2 cm y 3 cm por lado, se calculó la dosis en el volumen sensible de las cámaras de ionización simuladas, considerando una configuración SAD en donde fue utilizado el maniquí cúbico de agua y la cámara de ionización colocada a 10 cm de profundidad de la superficie del maniquí en orientación radial (con respecto a la dirección de la fuente de partículas), ubicándose en el origen de coordenadas.

5.1.10 Creación de los planes de tratamiento con la técnica VMAT

Se crearon 5 planes de tratamiento con la técnica VMAT por medio del sistema de planificación de tratamiento Eclipse 15.6 del Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía (INNN) con la finalidad de obtener la información que caracteriza dichos planes en lo que respecta a la secuencia (apertura) de las hojas del colimador multihojas durante todo el plan y el peso de cada campo (cada

configuración del colimador MLC), así como los puntos de control del plan de tratamiento (rotación del brazo del acelerador, colimador y el índice de unidades monitor).

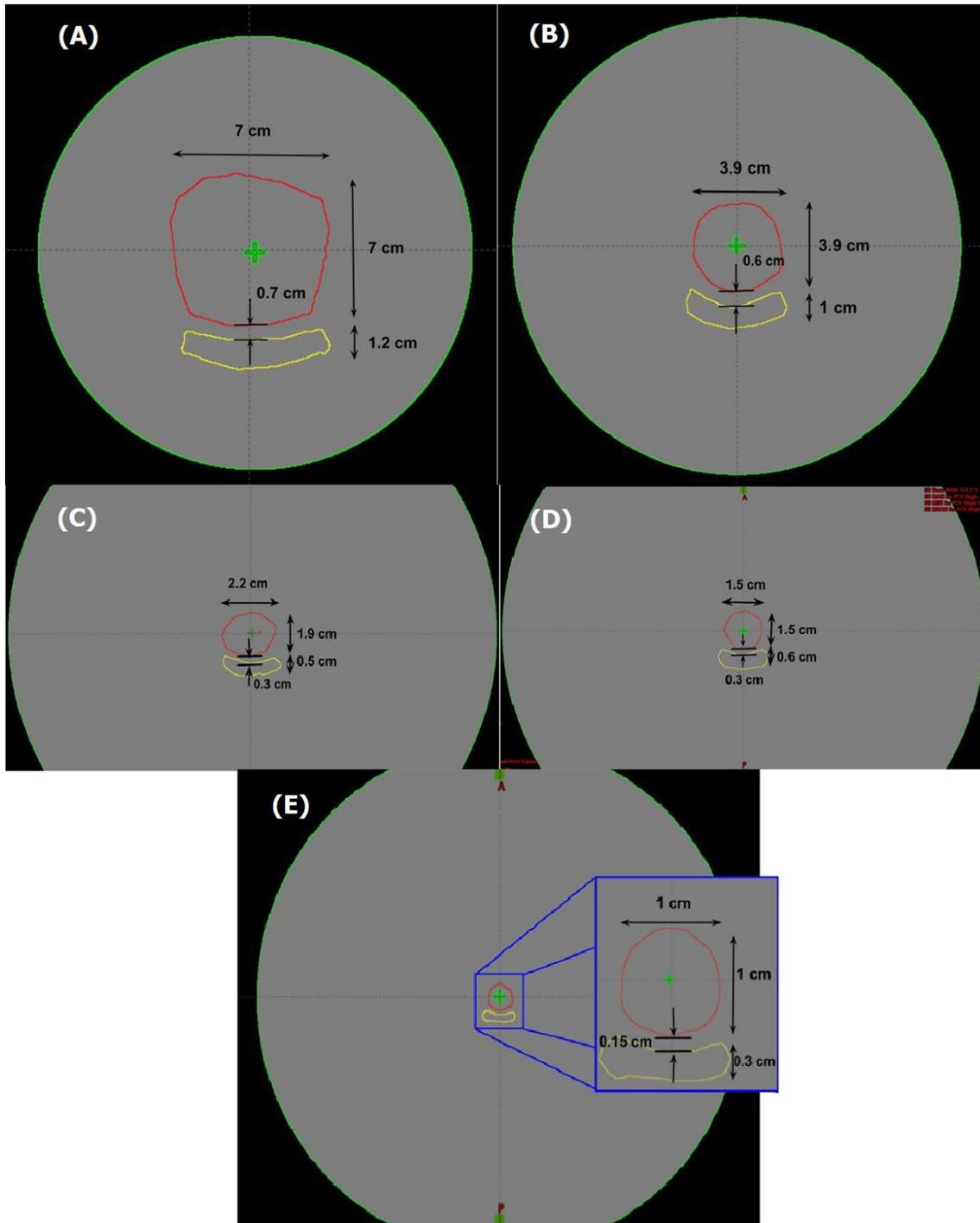


Figura 25. Vista axial de los maniqués contorneados para el cálculo de los planes de tratamiento con la técnica VMAT.

La geometría que se utilizó como base para crear estos planes consistió en un maniquí de agua cilíndrico de 20 cm de diámetro y 25 cm de longitud, colocando en su interior dos volúmenes de interés: uno que simula una lesión a tratar (PTV) en el centro del cilindro; y uno que simula un órgano de riesgo (OAR) cercano a la lesión. Se delinearon un total de cinco geometrías, cada una con un tamaño de lesión diferente que corresponde a cada plan creado. Los tamaños aproximados de las lesiones contorneadas son: 7 cm, 4 cm, 2 cm, 1.5 cm y 1 cm por lado. La geometría y dimensiones aproximadas de cada plan creado se muestran en la Figura 25.

Los planes de tratamiento fueron generados considerando un campo de radiación con la técnica de arco volumétrico (VMAT) de un arco completo, energía de 6 MV de fotones, configuración isocéntrica y geometría SAD=100 cm. El cálculo fue realizado con el algoritmo Acuros® XB (Lárraga-Gutiérrez et al., 2021).

La propuesta aquí presentada para realizar el cálculo del tamaño del campo cuadrado equivalente es utilizar los perfiles de distribución de dosis fuera del eje central en el plano del isocentro, para cada dirección (X e Y), del campo resultante para ajustar una función pico en la región del perfil donde es posible realizar dicho ajuste, de tal forma que $FWHM_X$ y $FWHM_Y$ corresponden a las semi-anchuras de las gaussianas ajustadas en la dirección X e Y, respectivamente.

Adicionalmente, se calculó el lado (tamaño) del campo cuadrado equivalente de los campos resultantes. En el caso de los dos campos más grandes, el lado del tamaño del campo cuadrado equivalente se obtiene mediante:

$$S = \frac{4 \times \text{Área del campo}}{\text{Perímetro del campo}} \quad (38)$$

Para los tres campos más pequeños se utilizó el tamaño de campo definido en el TRS-483, que consiste en la media geométrica de las semi-anchuras de los perfiles de haz laterales, de esta forma, el lado del campo cuadrado equivalente está dado por:

$$S_{clin} = \sqrt{A \times B} \quad (39)$$

donde A y B son las semi-anchuras en la dirección X o Y ($FWHM_X$ y $FWHM_Y$), indistintamente. Esta ecuación es válida para $0.7 \leq A/B \leq 1.4$.

Para realizar el ajuste de los perfiles, se utilizó el software Origin 2019b. En el caso de los perfiles en la dirección X de los tres campos más pequeños (planes 1 al 3), se utilizó un ajuste gaussiano ya que estos perfiles tienen un pico pronunciado. Esta función que está dada por:

$$y = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} e^{-2\frac{(x-x_c)^2}{w^2}} \quad (40)$$

donde y_0 es el *offset* de la función, A es el área, x_c es el centro y w es el ancho de la función gaussiana. El valor del parámetro w es el correspondiente a las semi-anchuras $FWHM_X$ o $FWHM_Y$, según sea el caso.

En el caso de los perfiles de los campos que presentaron un comportamiento en forma de meseta (perfiles de los dos campos más grandes y perfiles en la dirección Y de los tres campos más pequeños), la función gaussiana no se asemeja a dicha forma y es por eso que se utilizó la función sigmoideal doble asimétrica, la cual está dada por:

$$y = y_0 + A \frac{1}{1 + e^{-\frac{x+x_c+w_1/2}{w_2}}} \left(1 - \frac{1}{1 + e^{-\frac{x+x_c+w_1/2}{w_3}}} \right) \quad (41)$$

donde y_0 es el *offset* de la función, A es la amplitud, x_c es el centro, w_1 es el ancho a la mitad del máximo (la semianchura), w_2 es la varianza del lado de baja energía y w_3 es la varianza del lado de alta energía.

5.1.11 Simulación de campos compuestos y dinámicos

Adicionalmente, con la creación de los planes de tratamiento previamente presentados y con la ayuda del software `PyCOM` se obtuvieron los dos archivos necesarios para implementar la simulación de los planes de tratamiento: (a) el

archivo de secuencia de las hojas del colimador multihojas con el peso de cada campo (cada configuración del colimador MLC), y (b) el archivo de los puntos de control del plan de tratamiento (rotación del brazo del acelerador, colimador y el índice de unidades monitor).

Con esta información, puede realizarse la simulación de los campos modulados en EGSnrc C++ al:

1. Proveer a la simulación de BEAMnrc del colimador multihojas el archivo de secuencia de las hojas del plan (con sus respectivos índices de peso).
2. Utilizar la información de los puntos de control para introducirlos en el código de simulación (para su ejecución en egs++) mediante la *clase EGS_DynamicSource*, con la sincronización de la apertura de las hojas.

Entonces, la fuente de partículas especificada en el código de simulación que se ejecutó en EGSnrc C++ para campos modulados con la técnica VMAT quedó determinada por:

1. La simulación del colimador multihojas (construido en BEAMnrc GUI) habiendo especificado en los parámetros de entrada el archivo de espacio fase a utilizar (de entre los generados entre tamaños de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ y $10 \times 10 \text{ cm}^2$), el modo de irradiación dinámico y proporcionando como otro parámetro de entrada (para este modo de irradiación) el archivo de las secuencias de la apertura de las hojas obtenido con la aplicación `Pycom`. Se tuvo cuidado de especificar la distancia fuente-isocentro como la distancia del isocentro a la ubicación del plano del espacio fase.
2. La parte dinámica es permitida gracias a la clase `EGS_DynamicSource` donde se especifican los puntos del control del plan de tratamiento.

5.1.12 Cálculos de dosis absorbida para analizar la respuesta de las cámaras de ionización

Para realizar las simulaciones del cálculo de dosis absorbida en el volumen sensible de las cámaras de ionización al irradiarlas en campos modulados con la técnica

VMAT y analizar su respuesta en comparación con la dosis en agua para el mismo campo, se utilizó el maniquí cilíndrico centrado al isocentro (origen de coordenadas) con la intención de simular la misma geometría utilizada en la generación de los planes de tratamiento VMAT. En su interior se colocó la cámara de ionización con orientación radial al campo de radiación (para el cálculo de dosis absorbida en el volumen sensible de la cámara) o un voxel de agua de un tamaño similar a la del volumen sensible del detector con respecto del cual se comparó el cálculo de dosis (para el cálculo de dosis absorbida en agua).

La respuesta de las cámaras de ionización fue analizada mediante el uso del factor $F_{detector}$ utilizado por Scott y colaboradores (Scott et al., 2012), que se define como:

$$F_{detector} = \frac{D_{agua}}{D_{detector}} \quad (42)$$

donde D_{agua} es la dosis absorbida en agua calculada en un voxel con geometría SAD fija y $D_{detector}$ es la dosis absorbida en el volumen sensible del detector tomando en cuenta su geometría y composición completa. Los cálculos de dosis se realizan por simulación Monte Carlo, con un mismo tamaño de campo y calidad de haz.

En este caso, las dosis están calculadas para los campos modulados de los 5 planes de tratamiento VMAT de diferentes tamaños de campo resultante. Calcular $F_{detector}$ permite analizar las respuestas de las cámaras de ionización en campos compuestos dinámicos con una geometría SAD=100 cm, en virtud de que las dosis en el detector y en agua son calculadas en las mismas condiciones, de tal forma que los resultados son comparables y su cociente indica diferencias en la respuesta del detector con respecto a la del agua.

5.1.13 Comparación de la respuesta de las cámaras en el caso dinámico y en el caso estático

Adicional al cálculo de $F_{detector}$ para los campos modulados con técnica VMAT, este factor fue calculado para campos estáticos del mismo tamaño que los campos

VMAT resultantes. Con ello, se realizó el cociente $\frac{F_{detector(modulado)}}{F_{detector(estático)}}$ para analizar su cercanía o lejanía con la unidad, para aportar información sobre la diferencia en la respuesta de las cámaras de ionización simuladas en este trabajo al utilizar campos modulados y campos estáticos.

5.2 Resultados

5.2.1 Simulación de las geometrías (maniqués y cámaras de ionización)

La geometría de los maniqués cúbico y cilíndrico simulados se visualiza en las Figuras 26 y 27. Estas imágenes son resultado de la ejecución de los códigos de simulación del Anexo 1 y visualizándolo con el comando `egs_view` en la terminal de comandos de la computadora.

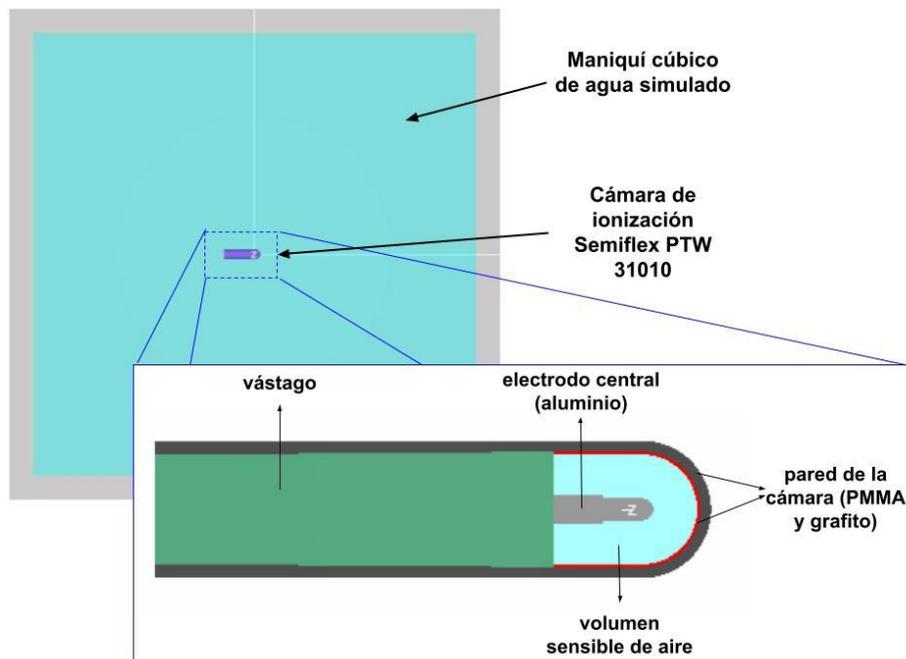


Figura 26. Simulación computarizada del maniqué cúbico de 30 cm y de la cámara de ionización Semiflex PTW 31010 (contenida dentro del maniqué). También se muestra una vista transversa de esta cámara en donde es posible observar su estructura, componentes y materiales.

Las cámaras de ionización PTW Semiflex 31010 y PTW PinPoint 31016 simuladas se muestran contenidas en estos maniqués, en donde se presenta además una vista transversal en donde se puede observar los elementos y composición de cada una.

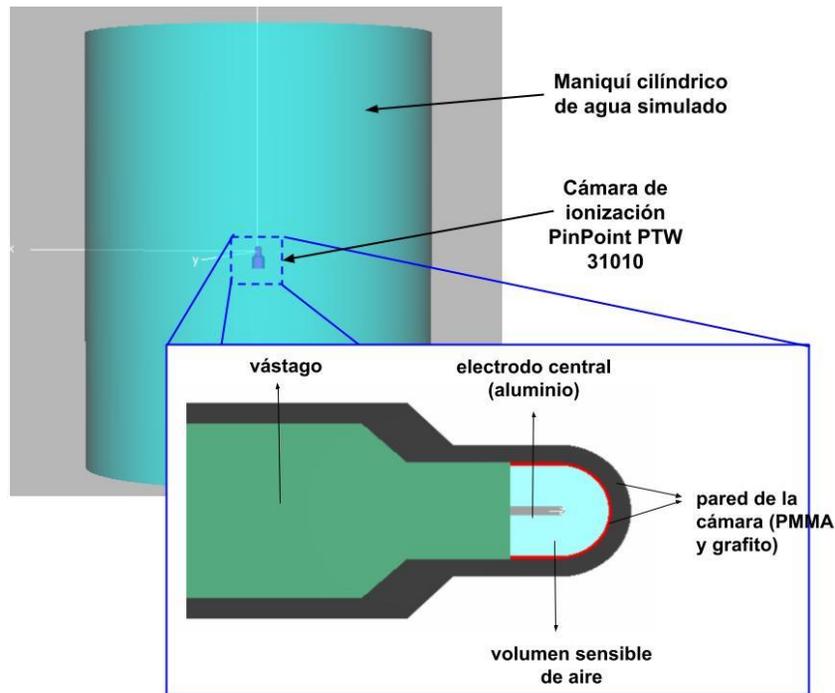


Figura 27. Simulación computarizada del maniqué cilíndrico de 20 cm de diámetro y 25 cm de altura y de la cámara de ionización Semiflex PTW 31016 (contenida dentro del maniqué). También se muestra una vista transversal de esta cámara en donde es posible observar su estructura, componentes y materiales.

5.2.2 Simulación del colimador multihojas de alta definición HD120MLC

En la Figura 28 se muestran los cortes transversales de la simulación del colimador multihojas de alta definición Varian HD120 MLC. En (A) se muestra un corte en el plano X-Y perpendicular al eje central en donde se observa una secuencia de apertura de las hojas que da como resultado uno de los campos utilizados para la validación del colimador que genera el campo modulado que se muestra en la Figura 20. En (B) se presenta un corte en el plano X-Z que muestra los extremos redondeados de las hojas. En (C) se muestra un corte en el plano Y-Z en donde se exhibe el acoplamiento de las hojas, de acuerdo con el diseño del fabricante, que

permiten su movimiento; la forma que se observa es la misma que se muestra en la Figura 19.

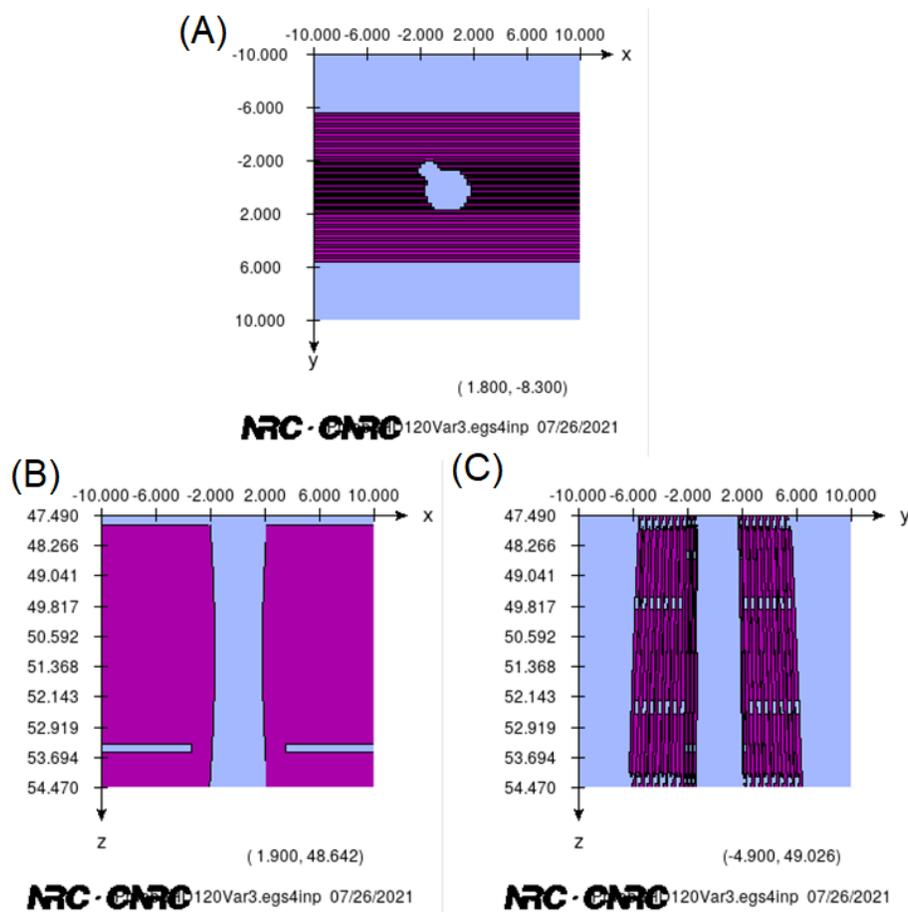


Figura 28. Cortes transversales de la simulación del colimador multihojas de alta definición Varian HD120 MLC. (A) muestra una configuración de apertura de las hojas, (B) muestra un corte en donde se observan los extremos redondeados de las hojas y (C) presenta la visualización del acoplamiento entre las hojas que permite su movimiento.

La validación de la simulación de este colimador dio como resultado los archivos de espacio fase justo después de éste, de los campos modulados representados en las Figuras 18 y 19. La información de estos archivos fueron representados gráficamente en una distribución de partículas (fotones) en el plano X-Y por medio de la aplicación BEAMDP (Ma & Rogers, 2005), dando como resultado lo que se muestra en las Figuras 29 y 30, en donde se muestra una comparación entre el campo diseñado y el campo resultante.

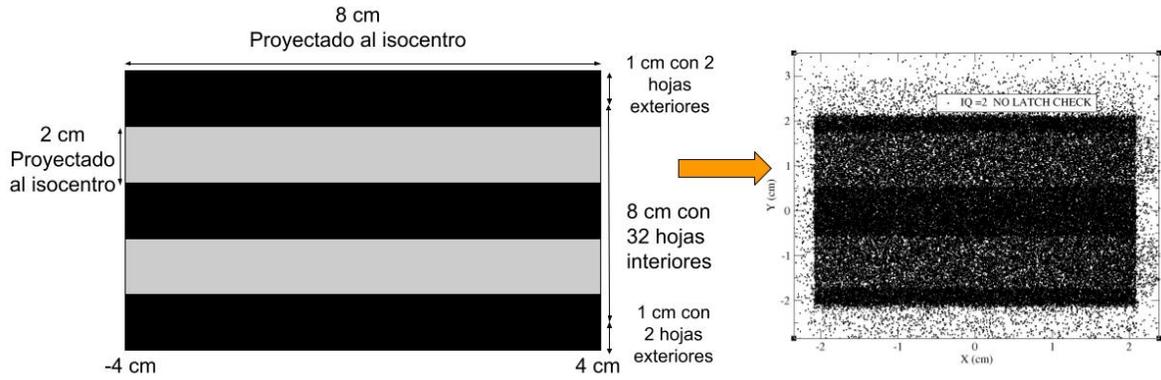


Figura 29. Distribución de fotones en el plano X-Y (derecha) del espacio fase generado al realizar la simulación de un campo modulado con bandas de intensidades alternadas (diagrama de la izquierda).

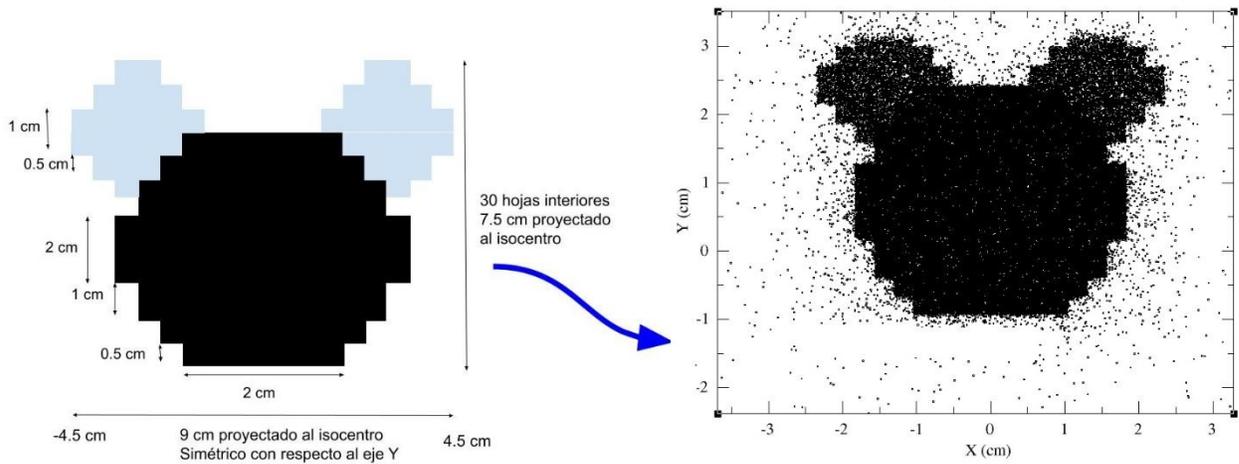


Figura 30. Distribución de fotones en el plano X-Y como resultado del espacio fase generado al realizar la simulación del campo modulado con la forma que se muestra en el diagrama de la derecha.

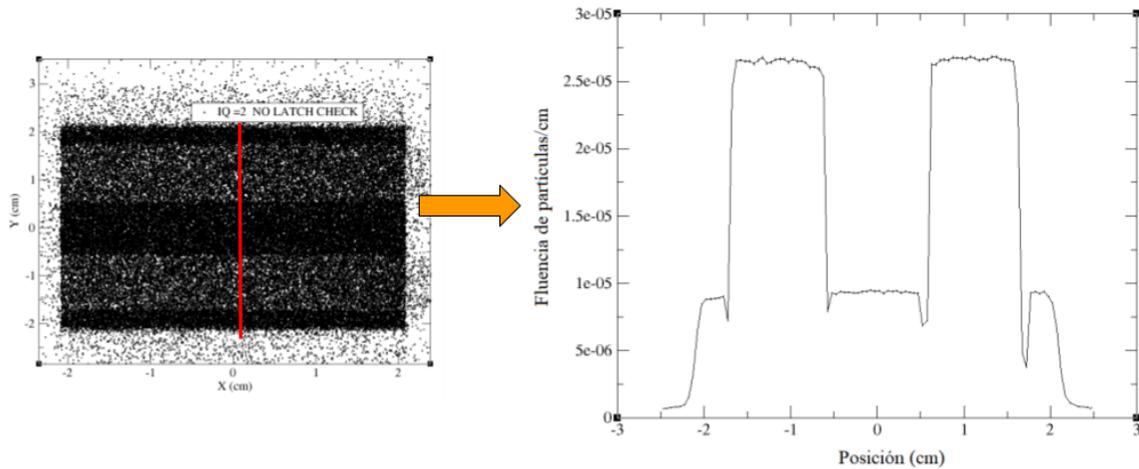


Figura 31. Fluencia de fotones del perfil en la dirección Y (marcado con una línea roja) del espacio fase que consiste en bandas con 100% y 50% de fluencia de manera alternada.

Asimismo, en la Figura 31 se muestra un perfil de fluencia en la dirección Y, correspondiente a la línea roja en la gráfica del espacio fase de la derecha, en donde es posible observar la modulación alternada 100% y 40 %, comprobando que el cálculo computacional logra simular campos modulados.

5.2.3 Generación de espacios fase de diferentes tamaños

Los archivos de espacio fase producidos tienen una extensión .egsphsp1 y, como se mencionó se generaron de tal forma que tuvieran como mínimo 5 millones de fotones por centímetro cuadrado. En la Tabla 4 se presenta el número de historias simuladas para obtener los espacios fase de cada tamaño de campo, el número de fotones contenidos en cada archivo resultante, así como el número de fotones por cm^2 para cada campo. La información sobre el número de fotones en cada archivo fue obtenida con BEAMDP.

Tabla 4. Número de historias simuladas para la generación de los espacios fase de cada tamaño de campo, número de fotones contenidos en cada archivo del espacio fase y número de fotones por cada centímetro cuadrado.

Tamaño de campo (cm²)	Número de fotones en el archivo	Número de fotones por cm²	Historias simuladas	Energía máxima (MeV)
1 x 1	5.86x10 ⁶	5.86x10 ⁶	1.5 x10 ¹⁰	6.185
2 x 2	1.49x10 ⁸	37.40 x10 ⁶	6.0 x10 ¹⁰	6.249
3 x 3	5.49 x10 ⁸	61.04 x10 ⁶	1.4 x10 ¹¹	6.293
4 x 4	1.43x10 ⁸	8.99x10 ⁶	2.0 x10 ¹¹	6.310
6 x 6	3.36x10 ⁸	9.34x10 ⁶	2.0 x10 ¹¹	6.278
10 x 10	5.72x10 ⁸	5.72x10 ⁶	1.5 x10 ¹²	6.269

5.2.3.1 Validación de los campos

Las gráficas de porcentaje de dosis en profundidad (PDD) y perfiles fuera del eje central (OAR) como resultado del uso de los archivos de espacio fase resultantes como fuentes de radiación simuladas, se muestran en las Figuras de la 32 a la 37. Estos OARs y PDDs fueron comparados con mediciones experimentales realizadas con un acelerador lineal TrueBeam en las mismas condiciones y geometría de cálculo; en cada gráfica se muestra la desviación δ punto a punto.

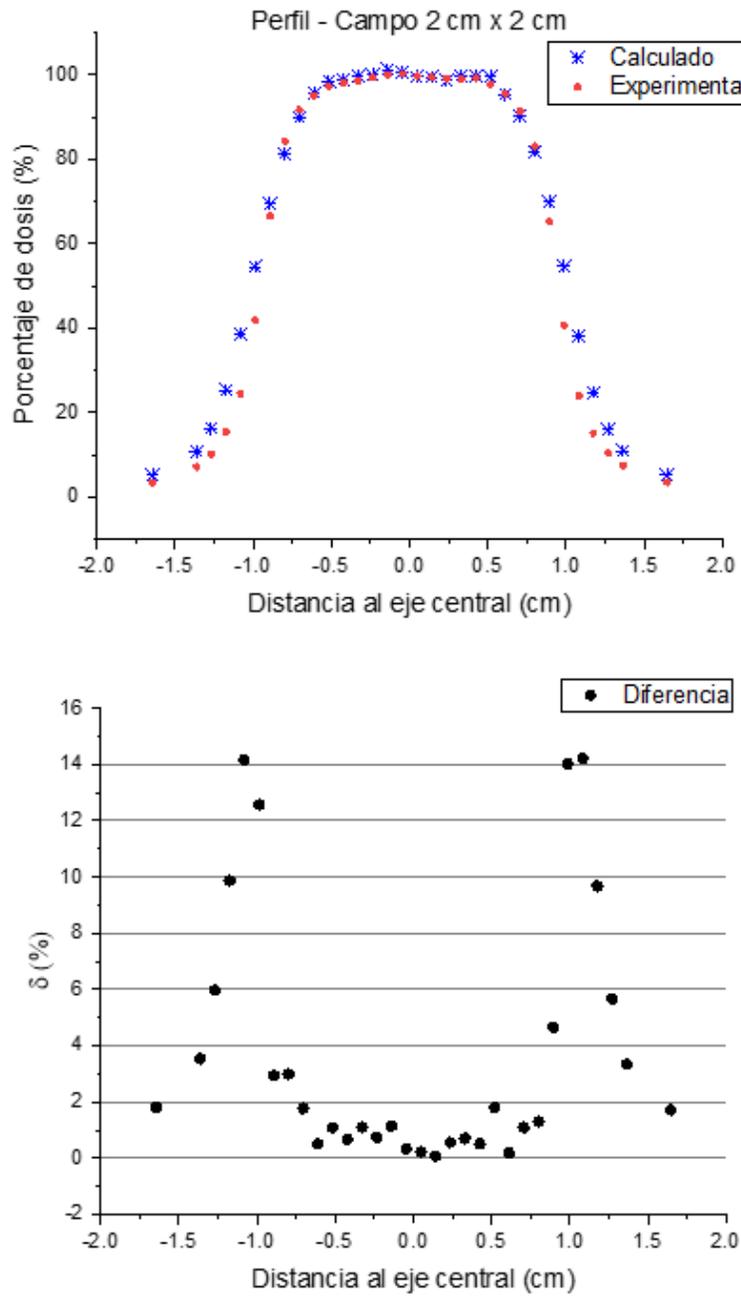


Figura 32. Perfil del campo de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ obtenidos con el campo simulado y con las mediciones experimentales realizadas con el acelerador lineal TrueBeam, así como la desviación punto a punto.

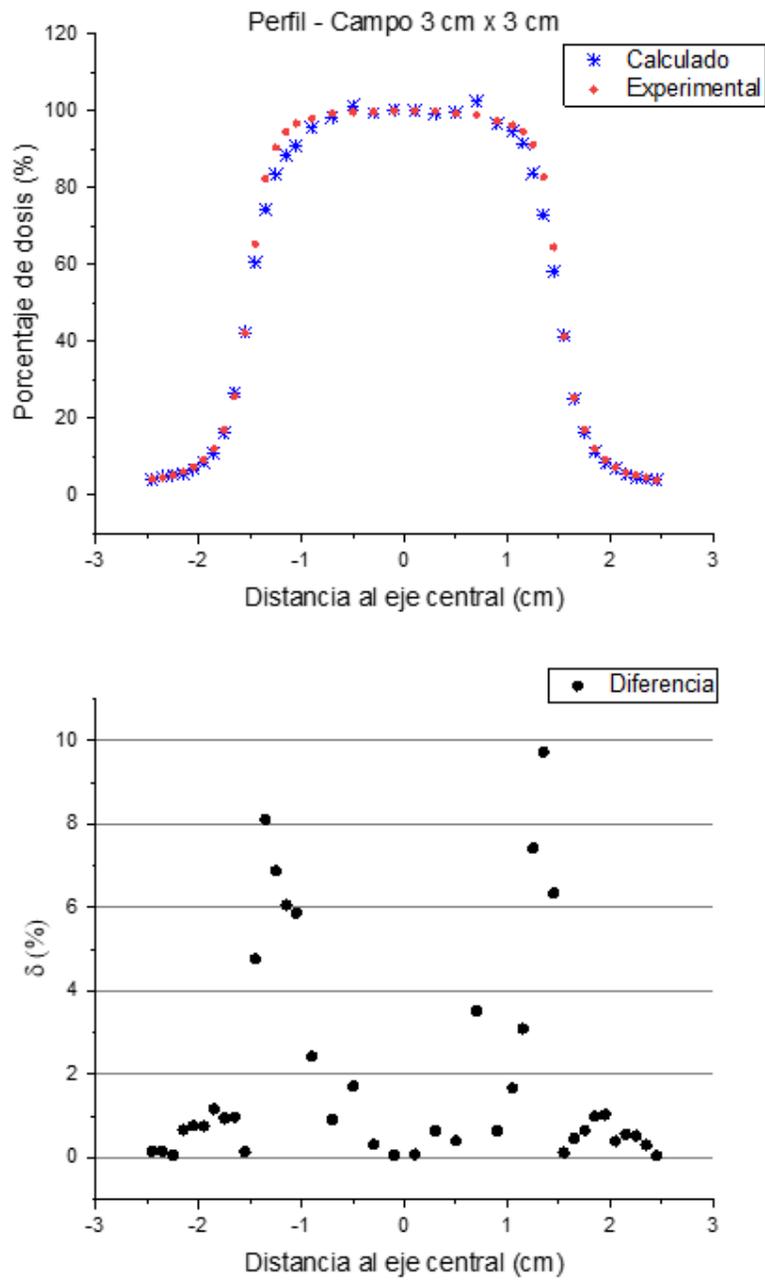


Figura 33. Perfil del campo de 3 x 3 cm² obtenidos con el campo simulado y con las mediciones experimentales realizadas con el acelerador lineal TrueBeam, así como la desviación punto a punto.

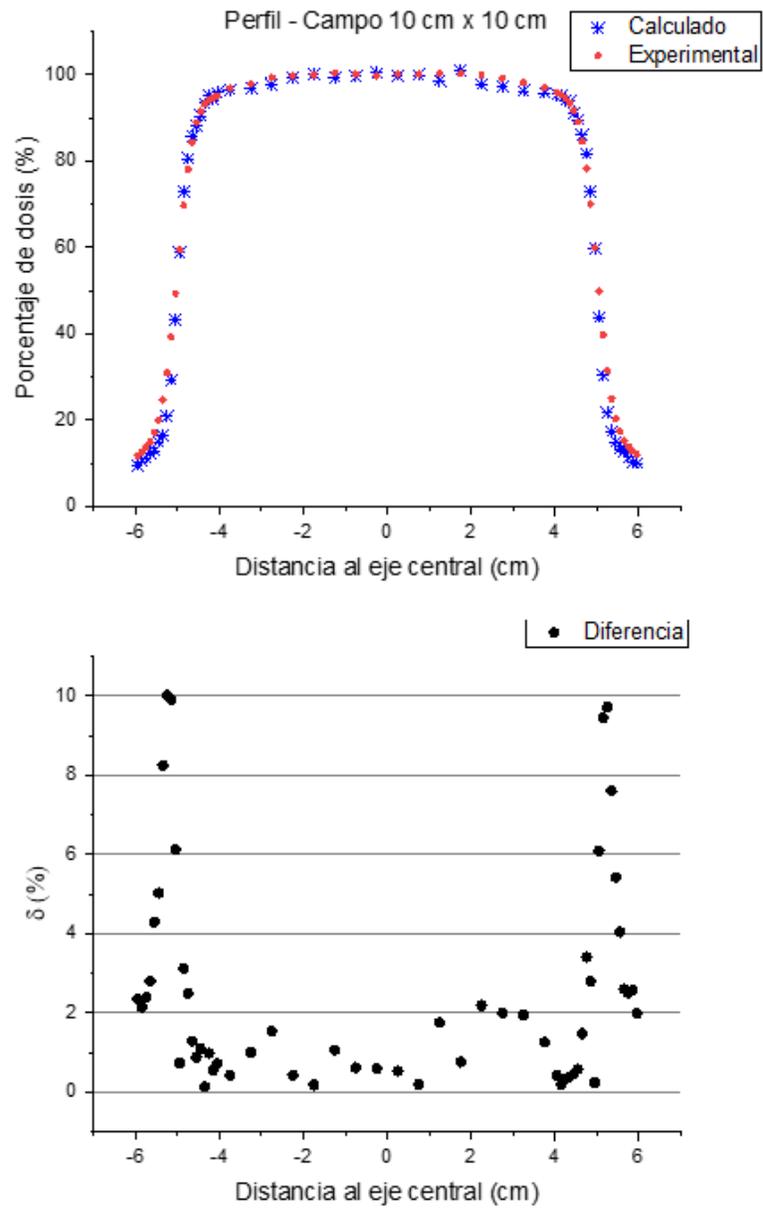


Figura 34. Perfil del campo de 10 x 10 cm² obtenidos con el campo simulado y con las mediciones experimentales realizadas con el acelerador lineal TrueBeam, así como la desviación punto a punto.

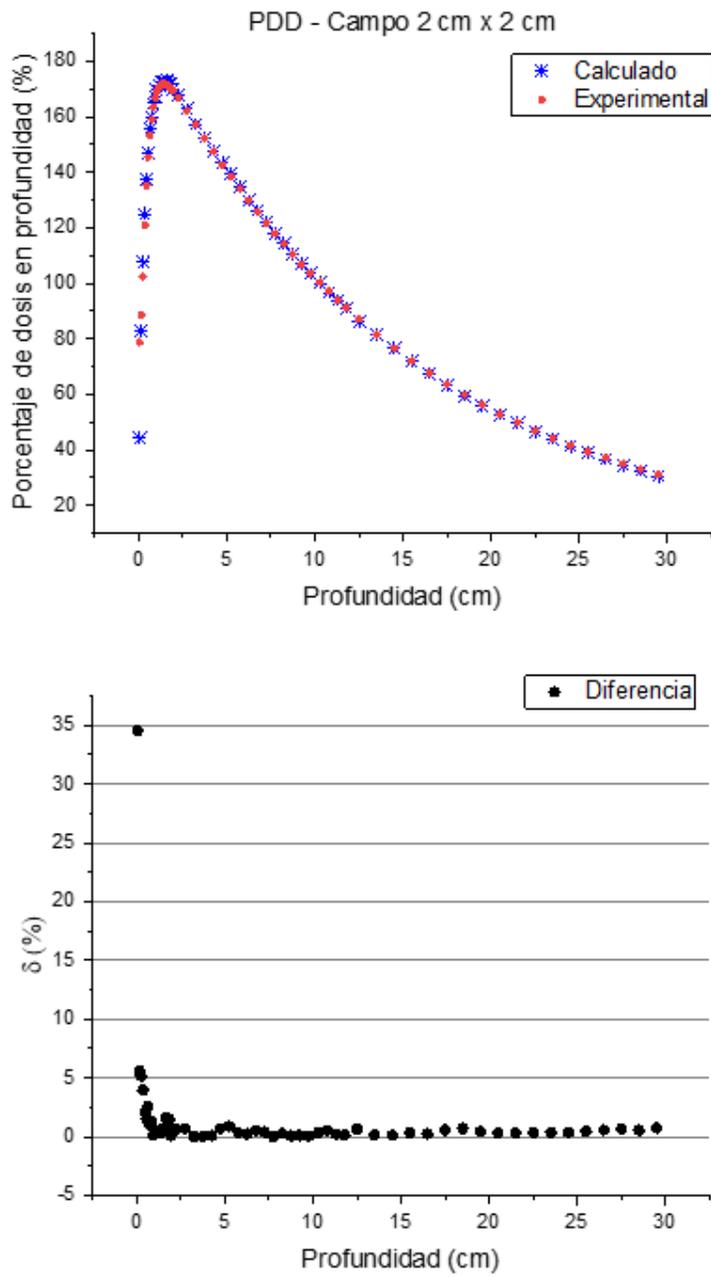


Figura 35. Porcentaje de dosis en profundidad del campo de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ del campo simulado y de mediciones experimentales realizadas con el acelerador lineal TrueBeam. En la parte superior se muestra la desviación punto a punto.

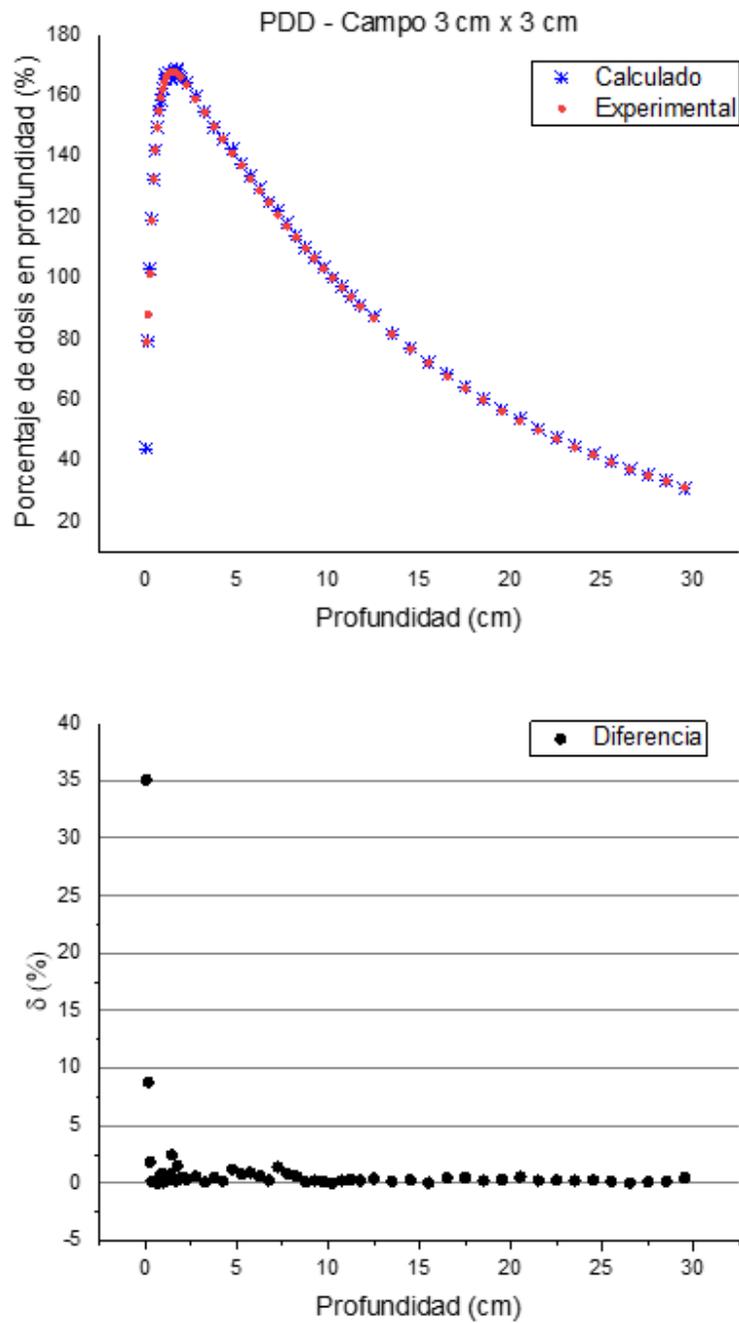


Figura 36. Porcentaje de dosis en profundidad del campo de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ del campo simulado y de mediciones experimentales realizadas con el acelerador lineal TrueBeam. En la parte superior se muestra la desviación punto a punto.

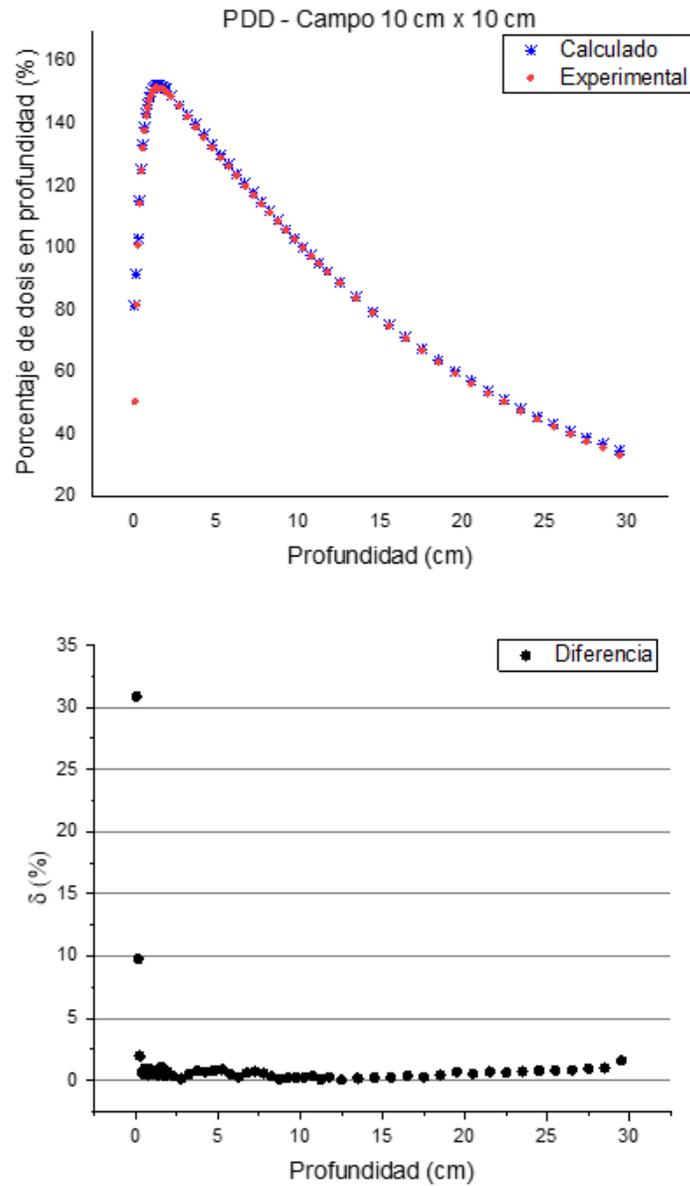


Figura 37. Porcentaje de dosis en profundidad del campo de 10 x 10 cm² del campo simulado y de mediciones experimentales realizadas con el acelerador lineal TrueBeam. En la parte superior se muestra la desviación punto a punto.

De acuerdo con los criterios de aceptación para la comparación de cálculos y medidas de dosis (considerando las medidas como referencia) propuestos por Venselaar y la AAPM TG 53, cuyas tolerancias para δ se muestran en las Tablas 2 y 3, en las zonas de alta dosis y bajo gradiente de los PDD y OAR mostrados en las

gráficas anteriores, que corresponden a la región antes de la caída de dosis en el caso de los OAR y la región después de alcanzar el máximo de dosis en el caso de las PDD, la desviación δ no supera el 2 %, excepto para dos δ del perfil de 3 x 3 cm². En el caso de la región de alto gradiente, es decir, la región de penumbra en el caso de los OAR, sólo hay δ mayor que 10 % en el perfil del campo de 10 x 10 cm² y existen cuatro δ mayores que 10 % para el perfil del campo de 2 x 2 cm²; por su parte, la región de acumulación en el caso de las PDD, en cada caso sólo hay un punto que excede el 20 %.

Si bien hay algunos cálculos de δ punto a punto que superan la tolerancia considerada, dependiendo de la región del haz, el TRS 430 también menciona que, aunque se puede asignar una tolerancia dada a comparaciones de valores de puntos individuales, la decisión de aceptabilidad general no se basa en el cumplimiento estricto de la tolerancia en cada punto; más bien, las decisiones se basan en límites de confianza u otros criterios similares, por ejemplo, algunos puntos pueden no cumplir con una tolerancia del 2 %, pero esto puede ser aceptable si el 95 % de los puntos se encuentran dentro del 2 %.

En las distribuciones PDD en todos los casos se tiene una muestra de 58 puntos, de esta forma, se tienen un cumplimiento de las tolerancias presentadas en las Tablas 2 y 3 en el 98.3 %, 96.5 % y 98.3 % de los puntos para los campos de 2 x 2 cm², 3 x 3 cm² y 10 x 10 cm², respectivamente. En los perfiles fuera del eje central se cumplen las tolerancias en el 87.5 %, 92.5 % y 92.8 % de los puntos de los campos de 2 x 2 cm² (muestra de 32 puntos), 3 x 3 cm² (muestra de 40 puntos) y 10 x 10 cm² (muestra de 56 puntos), respectivamente. Por tanto, considerando la cantidad de puntos analizados y que las δ que superan la tolerancia están en su mayoría en los perfiles de los campos cuadrados de 2 cm y 3 cm, los cuales están cerca del límite de campo pequeño, las gráficas entre los perfiles fuera del eje central y PDD calculados y medidos son consistentes y permiten la validación de los archivos de espacios fase de estos campos.

La siguiente parte de la validación de estos espacios fase consistió en el cálculo de los factores de campo para los tamaños de campo de 2 x 2 cm². Los resultados

obtenidos se muestran en la Tabla 5, en donde también se muestran los factores de campo promediados de diversas mediciones por Dufreneix y colaboradores (Dufreneix et al., 2021) y la diferencia porcentual entre estos valores. De acuerdo con los intervalos de incertidumbre que se obtuvieron y los que se reportan en el artículo, éstas se intersecan.

Este resultado, aunado a los resultados de la validación mediante las distribuciones de dosis OAR y PDD permiten asegurar que estos archivos de espacio fase simulan de una forma realista los campos clínicos que representan.

Tabla 5. Factores de campo obtenidos para los tamaños de campo de 2 x 2 cm² y 3 x 3 cm², y su comparación con valores experimentales provisto por Dufreneix y colaboradores (Dufreneix et al., 2021).

Tamaño de campo	Factor de campo calculado	Factor de campo experimental	Diferencia
2 x 2 cm ²	0.803 ± 0.003	0.794 ± 0.007	1.1 %
3 x 3 cm ²	0.845 ± 0.003	0.836 ± 0.006	1.1 %

5.2.4 Validación de la simulación de las cámaras de ionización

La forma de validar que las simulaciones de las cámaras de ionización utilizadas (PTW Semiflex 31010 y PTW Pinpoint 3D 31016) tienen un comportamiento aproximado con las cámaras de ionización reales fue por medio del factor de corrección estático definido por el TRS 483 como se muestra en la Ec. 31. En la Tabla 6 se presenta el cálculo de estos factores para los campos de 2 x 2 cm² y 3 x 3 cm² para cada cámara; asimismo, se muestran los valores reportados por el TRS 483 para estas cámaras de ionización en los tamaños de campo mencionados y se muestra la diferencia porcentual entre cada uno de los valores.

Tabla 6. Factores de corrección estáticos calculados para los tamaños de campo de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ y $3 \times 3 \text{ cm}^2$ para las cámaras de ionización simuladas (PTW Semiflex 31010 y PTW PinPoint 3D 31016) y su comparación con los valores reportados por el TRS 483 para estos campos y detectores.

Tamaño del campo	Factor calculado PTW 31010	Factor reportado en TRS 483	Diferencia	Factor calculado PTW 31016	Factor reportado en TRS 483	Diferencia
$2 \times 2 \text{ cm}^2$	$1.022 \pm 0.003(0.29\%)$	1.008 ± 0.007	1.3%	$0.999 \pm 0.003(0.30\%)$	1.004 ± 0.004	0.4 %
$3 \times 3 \text{ cm}^2$	$1.006 \pm 0.005(0.50\%)$	1.001 ± 0.004	0.4 %	$0.996 \pm 0.003(0.30\%)$	1.001 ± 0.004	0.5 %

5.2.5 Creación de los planes de tratamiento con la técnica VMAT

Como se mencionó previamente, se crearon cinco planes de tratamiento con la técnica VMAT, con un arco completo, para tratar la lesión y protegiendo al órgano de riesgo simulados. En la Figura 38 se muestra la distribución de dosis (en los tres cortes) calculada por el sistema de planificación de tratamiento Eclipse 16.0, con el algoritmo Acuros® XB, para el plan de tratamiento con el tamaño de campo resultante más grande.

En la Figura 39 se muestran las formas de las curvas de isodosis en el plano del isocentro para cada uno de los campos resultantes de los planes de tratamientos creados. Los planes de tratamiento están numerados del más pequeño al más grande. Las imágenes no están a la misma escala.

Asimismo, para cada uno de estos campos resultantes se obtuvieron las distribuciones de dosis fuera del eje central en las direcciones X e Y para ajustarles la función pico y de esta forma obtener las semi-anchuras ($FWHM_X$ y $FWHM_Y$) correspondientes para estimar el lado del campo cuadrado equivalente.

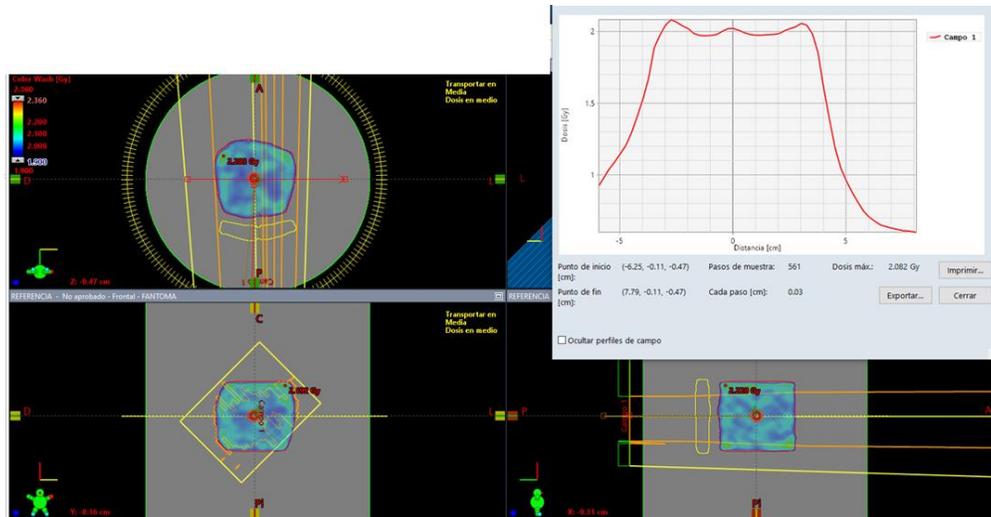


Figura 38. Distribución de dosis calculada por el sistema de planificación de tratamiento Eclipse 16.0, con el algoritmo Acuros, para el campo resultante del plan de tratamiento con el campo resultante de mayor tamaño. La línea roja representa la posición del perfil de dosis que se muestra en la subfigura superior derecha.

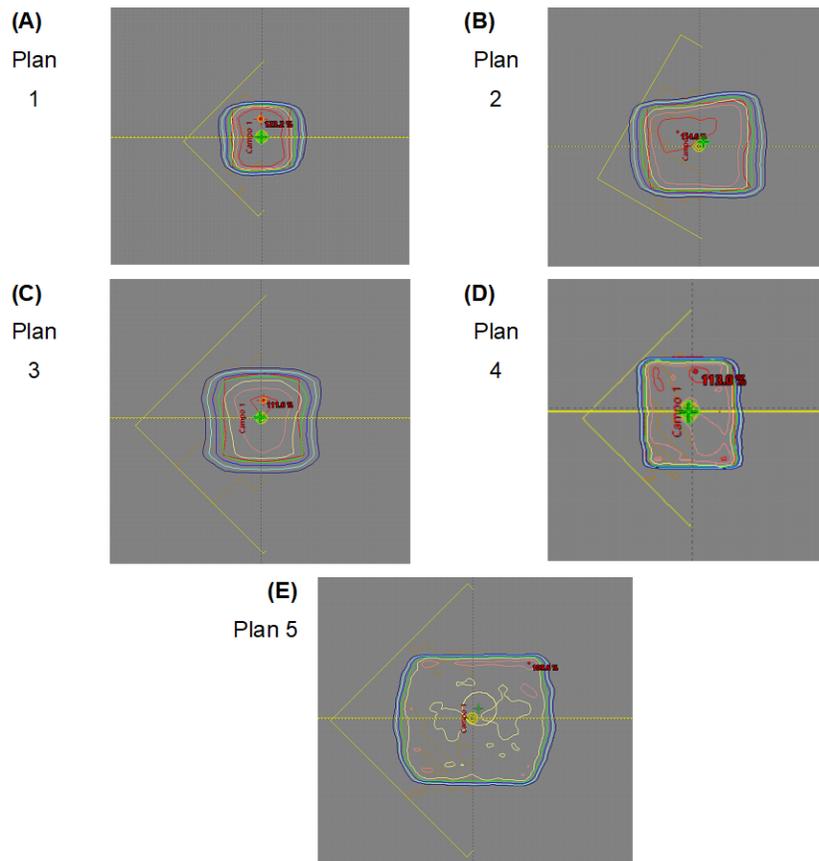


Figura 39. Curvas de isodosis de cada plan de tratamiento realizado.

En las Figuras 40 a la 44 se muestran las gráficas de ambos perfiles (X e Y) de cada campo resultante de los planes de tratamiento, así como las funciones ajustadas (gaussiana y sigmoideal doble asimétrica, según fue el caso). Asimismo, los parámetros de ajuste de la función (Ec. 35 y 36): *offset* (y_0), centro (x_c) semianchura de cada función, se muestran en la Tabla 7 para cada perfil, así como el coeficiente R^2 . Como se observa en la Tabla 7, los coeficientes R^2 son mayores a 0.98, lo que indica una buena concordancia de los perfiles de distribución de dosis con las funciones ajustadas.

Tabla 7. Parámetros offset (y_0), centro (x_c) y semianchura de la funciones gaussiana y sigmoideal doble asimétrica, según el caso, ajustadas a cada perfil de los campos resultantes y el coeficiente R^2 del ajuste.

Plan	Eje	Tipo de función	Offset (y_0)	Centro (x_c)	FWHM	R^2
Plan 1	X	Gaussiana	11.774±0.203	-0.022±0.005	1.786±0.011	0.991
	Y	Sigmoideal doble asimétrica	-1.565±0.106	-0.034±0.001	1.689±0.003	0.999
Plan 2	X	Gaussiana	24.844±0.285	0.061±0.007	2.509±0.018	0.989
	Y	Sigmoideal doble asimétrica	2.124±0.173	0.015±0.002	2.128±0.004	0.999
Plan 3	X	Gaussiana	24.904±0.228	-0.099±0.007	3.132±0.018	0.991
	Y	Sigmoideal doble asimétrica	2.085±0.003	-0.038±0.001	2.585±0.003	0.999
Plan 4	X	Sigmoideal doble asimétrica	45.108±0.278	0.047±0.006	4.674±0.005	0.991
	Y	Sigmoideal doble asimétrica	5.824±0.183	0.047±0.002	5.102±0.005	0.998
Plan 5	X	Sigmoideal doble asimétrica	29.311±0.276	9.526±0.011	9.199±0.028	0.998
	Y	Sigmoideal doble asimétrica	7.645±0.157	-0.025±0.002	6.894±0.005	0.996

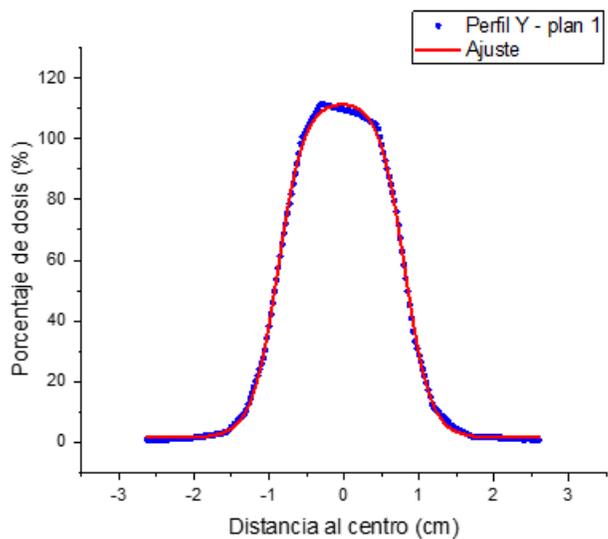
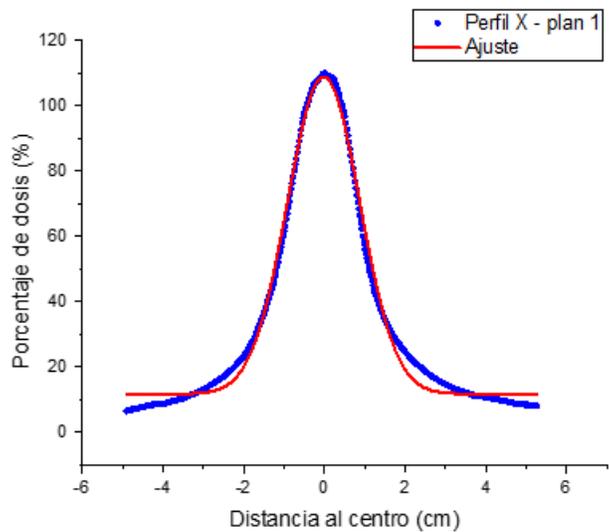


Figura 40. Perfiles de distribución de dosis fuera del eje central, en las direcciones X e Y, del plan 1 (puntos azules) y el ajuste gaussiano correspondiente (línea roja).

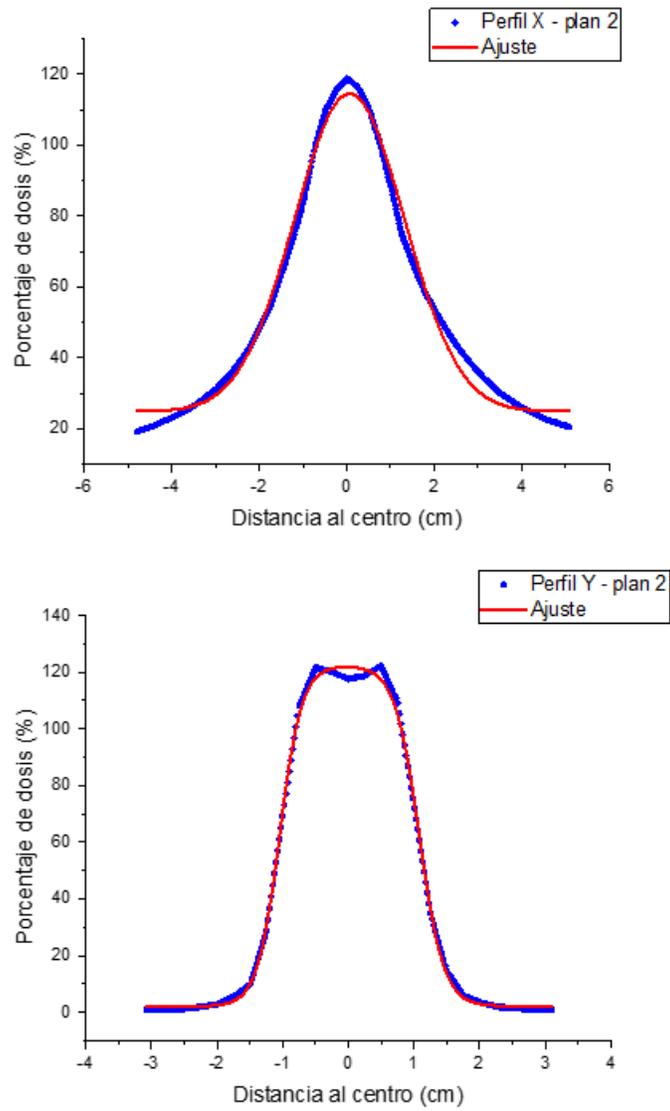


Figura 41. Perfiles de distribución de dosis fuera del eje central, en las direcciones X e Y, del plan 2 (puntos azules) y el ajuste gaussiano correspondiente (línea roja).

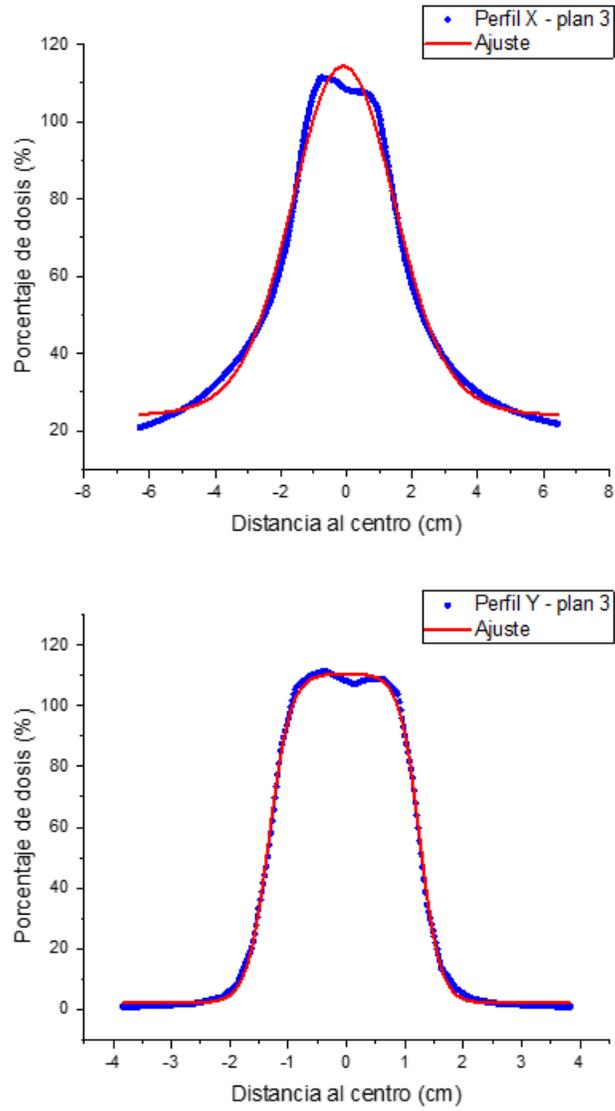


Figura 42. Perfiles de distribución de dosis fuera del eje central, en las direcciones X e Y, del plan 3 (puntos azules) y el ajuste gaussiano correspondiente (línea roja).

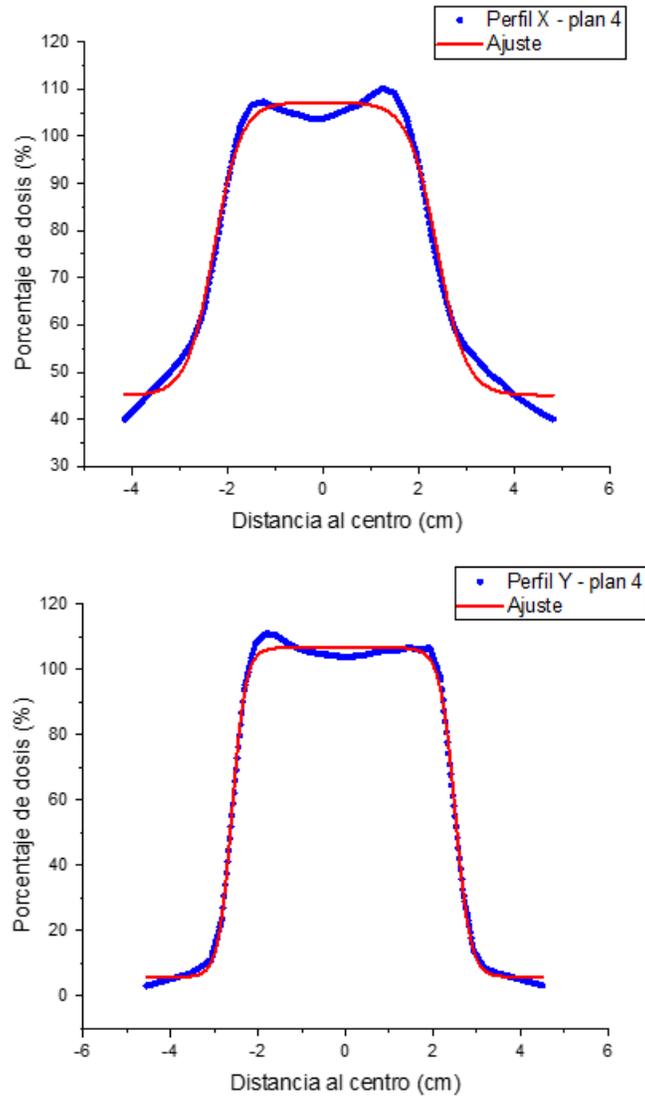


Figura 43. Perfiles de distribución de dosis fuera del eje central, en las direcciones X e Y, del plan 4 (puntos azules) y el ajuste gaussiano correspondiente (línea roja).

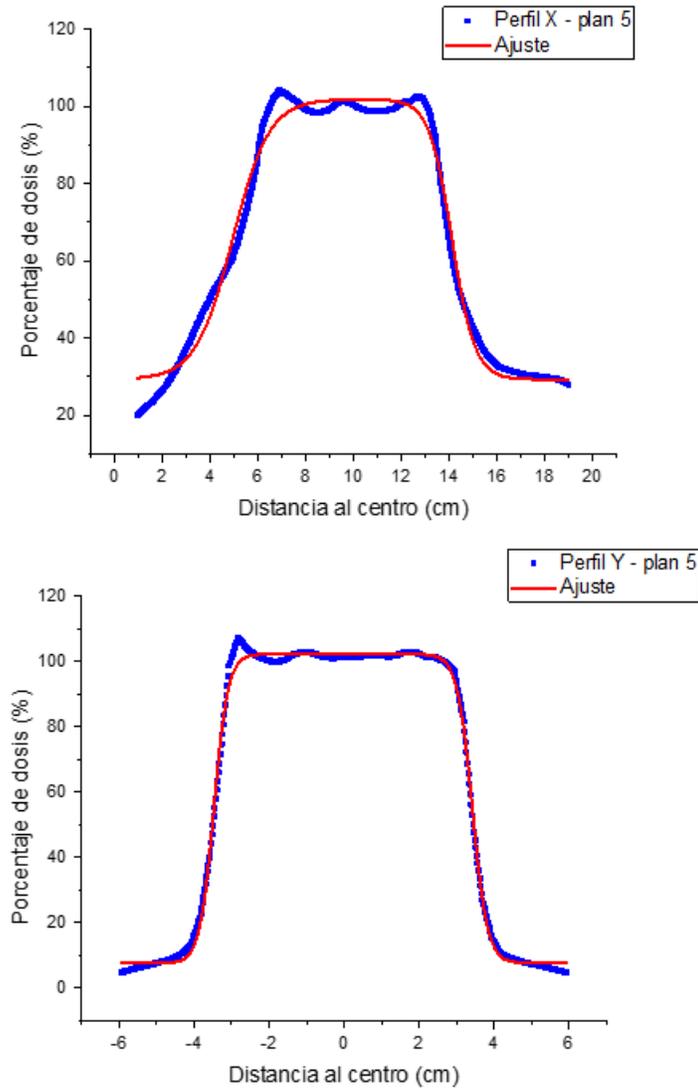


Figura 44. Perfiles de distribución de dosis fuera del eje central, en las direcciones X e Y, del plan 5 (puntos azules) y el ajuste gaussiano correspondiente (línea roja).

Considerando que los ajustes gaussianos presentan una buena aproximación de las distribuciones de dosis de los planes de tratamiento, se tomó el valor del ancho de la función gaussiana para determinar las semi-anchuras $FWHM_X$ y $FWHM_Y$ de cada campo resultante de los planes de tratamiento. En la Tabla 8 se muestran los valores de $FWHM_X$ y $FWHM_Y$ para cada plan y el cálculo del tamaño del campo cuadrado equivalente obtenidos de las Ec. 38 y 39, según corresponde, y en vista

de que el valor A/B queda dentro del intervalo [0.7,1.4] para los tres campos más pequeños.

Tabla 8. Valores de $FWHM_x$ y $FWHM_y$ de los campos resultantes de cada plan de tratamiento, obtenidos con el ancho de la función gaussiana ajustada en cada caso; y el tamaño del lado del campo cuadrado equivalente.

Plan	$FWHM_x$ (cm)	$FWHM_y$ (cm)	A/B	S (cm)
Plan 1	1.786 ± 0.011	1.689 ± 0.003	0.946	1.737±0.006
Plan 2	2.509 ± 0.018	2.128 ± 0.004	0.848	2.311±0.008
Plan 3	3.132 ± 0.018	2.585 ± 0.036	0.825	2.845±0.008
Plan 4	4.674 ± 0.016	5.102 ± 0.005	-	4.877±0.014
Plan 5	9.199 ± 0.028	6.894 ± 0.005	-	7.881±0.063

5.2.6 Simulación de campos compuestos y dinámicos

Los puntos de control determinan el movimiento del brazo del acelerador durante el tratamiento. Debido a que esta información es la que caracteriza al plan, es necesario especificarla en el código fuente del archivo de la simulación. En este caso, cada uno de los cinco planes de tratamiento VMAT con arco completo está conformado por 178 puntos de control.

Para la implementación de la simulación de los planes de tratamiento, los puntos de control deben ser especificados brindando información de 8 parámetros ordenados de forma secuencial:

- Los primeros 3 son las coordenadas del isocentro. En las simulaciones realizadas éste se encuentra en el origen de coordenadas (0,0,0).
- El siguiente valor es la distancia fuente-isocentro. En este caso, la fuente de radiación corresponde al haz que sale inmediatamente después de colimador MLC simulado por medio de BEAMnrc. En todos los casos, esta fuente se encuentra a 45.53 cm del isocentro.

- Las siguientes tres coordenadas corresponden a la rotación del brazo del acelerador y del colimador.
- El último valor es el índice de unidad monitor para ese punto de control en particular, que corresponde al peso correspondiente de dicho punto.

En la Figura 45 se muestra un ejemplo de los primeros 20 puntos de control que se especificaron en una de las simulaciones con campos dinámicos (planes de tratamiento con técnica VMAT), en donde se aprecia la especificación de los parámetros mencionados anteriormente.

```

control point 1 = 0 0 0 45.53 90 91 225 0
control point 2 = 0 0 0 45.53 90 92.02 225 0.0026
control point 3 = 0 0 0 45.53 90 94.05 225 0.0078
control point 4 = 0 0 0 45.53 90 96.09 225 0.013001
control point 5 = 0 0 0 45.53 90 98.12 225 0.018201
control point 6 = 0 0 0 45.53 90 100.15 225 0.023401
control point 7 = 0 0 0 45.53 90 102.19 225 0.028642
control point 8 = 0 0 0 45.53 90 104.22 225 0.033882
control point 9 = 0 0 0 45.53 90 106.26 225 0.039123
control point 10 = 0 0 0 45.53 90 108.29 225 0.044363
control point 11 = 0 0 0 45.53 90 110.32 225 0.049335
control point 12 = 0 0 0 45.53 90 112.36 225 0.054261
control point 13 = 0 0 0 45.53 90 114.39 225 0.059187
control point 14 = 0 0 0 45.53 90 116.43 225 0.064112
control point 15 = 0 0 0 45.53 90 118.46 225 0.069304
control point 16 = 0 0 0 45.53 90 120.49 225 0.074495
control point 17 = 0 0 0 45.53 90 122.53 225 0.079687
control point 18 = 0 0 0 45.53 90 124.56 225 0.084879
control point 19 = 0 0 0 45.53 90 126.6 225 0.090548
control point 20 = 0 0 0 45.53 90 128.63 225 0.096218

```

Figura 45. Primeros 20 puntos de control de una de las simulaciones con campos dinámicos. Los primeros tres corresponden a las coordenadas del isocentro, seguidos por la distancia fuente-isocentro, rotación del brazo del acelerador, rotación del colimador y el índice de unidad monitor.

5.2.7 Cálculos de dosis absorbida para analizar la respuesta de las cámaras de ionización

Debido a que la respuesta de las cámaras de ionización fue analizada de acuerdo con el factor $F_{detector}$ empleado por Scott y colaboradores (Scott et al., 2012), se realizó el cálculo de dosis absorbida en el volumen sensible de las cámaras de ionización simuladas para campos modulados con la técnica VMAT y en un voxel

de agua de un tamaño similar a la del volumen sensible de dichas cámaras, en las mismas condiciones, para obtener la dosis absorbida en agua en las mismas condiciones de cálculo. Los valores obtenidos de estos cálculos para la cámara de ionización PTW Semiflex 31010 y PTW PinPoint 31016 se muestran en las Tablas 9 y 10, respectivamente, junto con el factor $F_{detector}$ determinado a partir de estos cálculos de dosis absorbida.

Tabla 9. Cálculo de dosis absorbida en agua y en el volumen sensible de la cámara de ionización PTW Semiflex 31010 y la obtención del factor $F_{detector}$.

Lado del cuadrado equivalente (cm)	Dosis en el detector por historia primaria (Gy)	Dosis en agua por historia primaria (Gy)	$F_{detector}$
1.54	$2.36 \times 10^{-13} \pm 0.58\%$	$3.50 \times 10^{-13} \pm 0.38\%$	1.110 ± 0.010
2.05	$2.42 \times 10^{-13} \pm 0.52\%$	$3.52 \times 10^{-13} \pm 0.36\%$	1.105 ± 0.015
2.50	$8.05 \times 10^{-14} \pm 0.42\%$	$8.46 \times 10^{-14} \pm 0.49\%$	1.113 ± 0.007
4.98	$6.24 \times 10^{-14} \pm 0.62\%$	$8.29 \times 10^{-14} \pm 0.41\%$	1.096 ± 0.010
8.85	$8.12 \times 10^{-16} \pm 1.02\%$	$1.11 \times 10^{-15} \pm 2.29\%$	1.040 ± 0.034

Tabla 10. Cálculo de dosis absorbida en agua y en el volumen sensible de la cámara de ionización PTW PinPoint 31016 y la obtención del factor $F_{detector}$.

Lado del cuadrado equivalente (cm)	Dosis en el detector por historia primaria (Gy)	Dosis en agua por historia primaria (Gy)	$F_{detector}$
1.54	$2.10 \times 10^{-13} \pm 0.88\%$	$2.31 \times 10^{-13} \pm 0.44\%$	1.098 ± 0.011
2.05	$2.10 \times 10^{-13} \pm 0.52\%$	$2.2 \times 10^{-13} \pm 0.43\%$	1.105 ± 0.007
2.50	$5.45 \times 10^{-14} \pm 0.96\%$	$5.526 \times 10^{-14} \pm 0.48\%$	1.038 ± 0.011
4.98	$4.80 \times 10^{-14} \pm 0.41\%$	$5.49 \times 10^{-14} \pm 0.43\%$	1.144 ± 0.007
8.85	$6.69 \times 10^{-16} \pm 1.16\%$	$7.65 \times 10^{-16} \pm 2.02\%$	1.084 ± 0.027

Adicionalmente, los valores de $F_{detector}$ calculados fueron normalizados al valor de este factor obtenido para el tamaño de campo más grande ($S = 8.85$) con la finalidad

de determinar la diferencia de $F_{detector}$ con el tamaño de campo, tomando como campo de referencia el de mayor tamaño. Esta normalización, dada por el factor $F_{normalizado}$ se muestra en las Tablas 11 y 12 para la cámara de ionización Semiflex y PinPoint, respectivamente. Para el caso de la cámara Semiflex, se observa una disminución en el valor de $F_{normalizado}$ conforme incrementa el tamaño de campo. En el caso de la cámara PinPoint, como era de esperarse dados los resultados de $F_{detector}$, se tiene que, para los dos campos más pequeños, $F_{normalizado}$ es muy cercano a la unidad, mientras que en los tamaños de campo de 2.50 cm y 4.98 cm la diferencia es más grande, el primero teniendo diferencia menor en la respuesta (agua-detector) de la cámara comparado con el campo de referencia, y el segundo muestra una diferencia en la respuesta más grande que el campo de referencia e incluso que los campos más pequeños.

Tabla 11. Valores de $F_{detector}$ y $F_{normalizado}$ para la cámara de ionización PTW Semiflex 31010.

Lado del cuadrado equivalente (cm)	$F_{detector}$	$F_{normalizado}$
1.54	1.110 ± 0.010	1.067 ± 0.036
2.05	1.105 ± 0.015	1.062 ± 0.037
2.50	1.113 ± 0.007	1.070 ± 0.036
4.98	1.096 ± 0.010	1.054 ± 0.036

Tabla 12. Valores de $F_{detector}$ y $F_{normalizado}$ para la cámara de ionización PTW PinPoint 31016.

Lado del cuadrado equivalente (cm)	$F_{detector}$	$F_{normalizado}$
1.54	1.098 ± 0.011	1.013 ± 0.027
2.05	1.105 ± 0.007	1.019 ± 0.026
2.50	1.038 ± 0.011	0.957 ± 0.026
4.98	1.144 ± 0.007	1.055 ± 0.027

6 Discusión

Como se observa en las Tablas 9 y 10, así como en las gráficas de la Figuras 42 y 43, los resultados acerca de la comparación de la respuesta de las cámaras de ionización semiflex (0.125 cc) y pinpoint (0.016 cc) con el factor $F_{detector}$ indican que para el caso de la cámara semiflex existe un aumento en la diferencia de dosis calculada agua-detector conforme disminuye el tamaño de campo resultante; mientras que para la cámara pinpoint no se observa un comportamiento definido, pero si se considera el intervalo de la incertidumbre de $F_{detector}$ (observar las barras de error de la Figura 43) se encuentra que para los tamaños de campo 1.54 cm, 2.05 cm y 8.85 cm estos intervalos se intersecan cada uno entre sí, por lo que se podría estar hablando del mismo valor de este factor para estos casos. La diferencia entre los resultados de la respuesta de estos detectores puede deberse a la diferencia significativa en su tamaño.

El código de práctica TRS-483 ha permitido establecer un factor de corrección de salida, $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$, para la dosimetría de campos pequeños (estáticos) que corrige por la diferencia en la respuesta del detector entre el campo de referencia específico de la máquina (f_{msr}) y el campo clínico de interés. Sin embargo, aún no se cuenta con la suficiente información para poder establecer un factor de corrección similar que permita corregir el factor de campo en el caso de los campos compuestos y dinámicos, como los utilizados en la radioterapia de arco volumétrico.

En los campos compuestos y dinámicos, el problema no consiste solamente en analizar la diferencia en la respuesta de las cámaras de ionización por la discrepancia en los tamaños de campo, como se realiza para los campos pequeños estáticos en donde se toma como referencia al campo f_{msr} para analizar esta diferencia en la respuesta de los detectores, la cual se debe principalmente en la diferencia de densidad entre agua y el detector. La complejidad de la dosimetría en el caso dinámico se debe a que en este tipo de campos también influye las diferencias en la modulación que es requerida para lograr los objetivos de los planes de tratamiento mientras se mantienen las restricciones para disminuir la cantidad de radiación impartida a los órganos de riesgo. Incluso el significado del factor de salida

$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ (Ec. 37) para este tipo de campos es diferente ya que, al representar la diferencia de dosis en agua entre el campo de referencia y el campo clínico, en los campos dinámicos la diferencia podría radicar en tener simplemente una mayor cantidad de dosis debido a las diferencias en la modulación entre el plan de referencia y el plan clínico; por lo anterior, el factor de corrección de salida en estos casos no variará tanto por la respuesta de la cámara de ionización sino por las diferencias en los planes de tratamiento. Por ello, es importante tomar en cuenta la modulación del campo como un factor que afecta la determinación de un factor de corrección de salida.

Si bien las simulaciones para cada plan de tratamiento, de cada cámara de ionización analizada, tienen condiciones similares en cuanto al tipo y ubicación del PTV y del OAR, la modulación entre un plan y otro no serán necesariamente similares o comparables, ya que el sistema de planificación de tratamiento (que fue utilizado para crear los planes empleados) realiza el cálculo, como se mencionó anteriormente, de acuerdo con los objetivos indicados por el usuario y un pequeño cambio en la geometría (como lo es cambiar el tamaño de la lesión) puede modificar la optimización del plan de tratamiento y, con ello, modificar la manera en que se realiza la modulación, comparado con los otros planes. Lo que podría ser similar entre los planes para diferentes tamaños de lesión es la distribución de dosis lograda.

Sin embargo, de acuerdo con lo mencionado por Alfonso (Alfonso et al., 2008), lo que se espera en los campos resultantes (campos compuestos) de los planes dinámicos es que los campos compuestos grandes tengan un comportamiento dosimétrico similar a un campo estático de igual tamaño, bajo la condición de que la adición y la coincidencia geométrica de campos que componen al campo resultante compense la pérdida de equilibrio de partículas cargadas en las penumbras de campos individuales. Esta consideración no será posible tomarla para campos compuestos más pequeños debido que los propios campos resultantes no cumplirán con la condición de equilibrio lateral de partícula cargada, de ahí la importancia de poder estudiar también este caso.

Si analizamos los parámetros que intervienen en factor $F_{normalizado}$, tenemos que:

$$F_{normalizado} = \frac{(D_{agua})_S / (D_{detector})_S}{(D_{agua})_{ref} / (D_{detector})_{ref}}$$

donde $(D_{agua})_S$ y $(D_{detector})_S$ son las dosis calculadas en agua y en el detector para un tamaño de campo S , respectivamente, y $(D_{agua})_{ref}$ y $(D_{detector})_{ref}$ son las dosis calculadas en agua y en el detector para un tamaño de campo de referencia, en este caso de 8.85 cm. Esta es una expresión muy similar a la del factor de corrección de salida estático, $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$, definido en el TRS-483 (Ec. 31) que corrige por la diferencia entre el tamaño de campo f_{msr} y el campo clínico.

De esta forma, lo que podría indicarnos el valor de $F_{normalizado}$ es un factor de corrección de salida que corrige por la diferencia en la respuesta de la cámara de ionización entre un campo dinámico de referencia que es característico para cierto tipo de lesión (PTV) y órgano (u órganos) de riesgo (OAR) para los campos grandes, algo similar a lo que Alfonso define en su formalismo como *campo de referencia específico del plan clase*, con un campo clínico de diferente tamaño con PTV y OARs similares (campo clínico de interés). Este factor puede contribuir con la información que se tiene acerca del comportamiento de los campos dinámicos.

Para el caso de los campos resultantes más pequeños, no necesariamente es posible considerar un factor de corrección similar al mencionado anteriormente, ya que en el régimen de campos pequeños es necesario considerar los factores de perturbación de volumen y densidad, que son los más importantes para este tipo de campos.

Adicionalmente a la comparación entre un plan dinámico de referencia con otros campos similares, es conveniente comparar el factor $F_{detector}$ entre campos dinámicos y campos estáticos para evaluar la diferencia en la respuesta de las cámaras entre ambos tipos de campos, dando información acerca de la influencia de la modulación en la respuesta de estos detectores.

En conjunto, la comparación de la respuesta de las cámaras de ionización (a) con respecto a la diferencia entre campos modulados de diferentes tamaños y (b) con respecto al tipo de campo (estático y modulado), puede contribuir a la determinación de un factor de corrección de salida, similar al $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ del caso de campo pequeño estático, lo que permitiría llevar a cabo una dosimetría de mayor precisión y, a su vez, garantizar un mejor control de calidad en las máquinas de tratamiento que entregan este tipo de campos y en la administración de tratamiento a los pacientes.

7 Conclusiones

En este trabajo se realizó con éxito la simulación de campos compuestos y dinámicos utilizados en la radioterapia de arco volumétrico (VMAT) y con ello evaluar la respuesta de dos cámaras de ionización: una semiflexible de 0.125 cc y una pinpoint de 0.016 cc.

La confiabilidad de los resultados obtenidos de estas simulaciones se basa en la correcta validación de los elementos utilizados en dichas simulaciones: fuentes de radiación utilizadas (espacios fase), modelo del colimador multihojas de alta definición y cámaras de ionización.

Asimismo, se presenta una propuesta para la obtención del tamaño de campo cuadrado equivalente: tomar los perfiles de distribución del haz lateral en ambas direcciones (X e Y) y considerar la región en la que es posible ajustar una función gaussiana, de tal forma que la semi-anchura del perfil (FWHM) es el ancho del ajuste gaussiano. Una vez obtenidas las FWHM en cada dirección, se obtiene el tamaño de campo cuadrado equivalente, dependiendo si el campo es (a) grande, caso para el cual se utiliza la expresión $S=4A/P$ o (b) si es más pequeño, en donde el tamaño de campo cuadrado equivalente corresponde a la media geométrica.

En el estudio de la respuesta de las cámaras de ionización con el factor $F_{detector}$, lo que se observa es que, para el caso de la cámara de ionización semiflex, a un menor tamaño de campo la diferencia en la dosis calculada agua-detector es más grande, por lo que la respuesta difiere más en estos tamaños de campo. Los resultados para la cámara de ionización pinpoint no indican un comportamiento determinado, pero se encontró que los dos campos más pequeños y el campo más grande corresponden a un mismo valor de $F_{detector}$ al considerar los intervalos de incertidumbre.

Adicionalmente, el factor $F_{normalizado}$ permite analizar la diferencia en la respuesta del detector entre un tamaño de campo resultante que se escoge como referencia, en este caso el campo resultante tiene un tamaño de campo equivalente de 8.85 cm, y un campo resultante de un tamaño menor, razonamiento análogo al

presentado en el TRS-483 para obtener el factor de corrección de salida. En este caso, también es importante conocer la diferencia en la respuesta de las cámaras entre campos dinámicos y campos estáticos para tener información suficiente acerca de los parámetros que hay que considerar para poder determinar un factor de corrección apropiado para el caso de campos dinámicos, como los utilizados en radioterapia con técnica VMAT.

En conjunto, la comparación de la respuesta de las cámaras de ionización (a) con respecto a la diferencia entre campos modulados de diferentes tamaños y (b) con respecto al tipo de campo (estático y modulado), puede contribuir a la determinación de un factor de corrección de salida que permita llevar a cabo una dosimetría con cámara de ionización de mayor precisión en campos compuestos y dinámicos.

8 Anexo 1

8.1 Archivos de entrada de las simulaciones de las cámaras de ionización

8.1.1 Cámara de ionización PTW Semiflex 31010

```
#####  
##CÁMARA DE IONIZACIÓN SEMIFLEX PTW 31010  
#####  
:start geometry definition:  
#-----  
#PUNTA DE LA CÁMARA  
#-----  
:start geometry:  
  name = chamber_tip  
  library = egs_spheres  
  midpoint = 0.105 0 0  
  radii = 0.055 0.275 0.290 0.345  
  :start media input:  
    media = aluminio aire grafito182 PMMA  
    set medium = 0 0  
    set medium = 1 1  
    set medium = 2 2  
    set medium = 3 3  
  :stop media input:  
:stop geometry:  
#-----  
#CUERPO DE LA CÁMARA  
#-----  
:start geometry:  
  library = egs_cones  
  type = EGS_ConeStack  
  name = cuerpo_PTW31010  
  axis = 0.16 0 0 -1 0 0  
  #VOLUMEN SENSIBLE  
  :start layer:  
    thickness = 0.25  
    top radii = 0.055 0.275 0.290 0.345  
    bottom radii = 0.055 0.275 0.290 0.345  
    media = aluminio aire grafito182 PMMA  
  :stop layer:  
  
  :start layer:  
    thickness = 0.25  
    top radii = 0.075 0.275 0.290 0.345
```

```

        bottom radii = 0.075 0.275 0.290 0.345
        media = aluminio aire grafito182 PMMA
:stop layer:

#STEM
:start layer:
    thickness = 2.0
    top radii = 0.290 0.345
    bottom radii = 0.275 0.345
    media = stem PMMA
:stop layer:

:stop geometry:
#-----
#PARA PEGAR EL CUERPO Y LA PUNTA DE LA CÁMARA
#-----

:start geometry:
    name = planos
    library = egs_planes
    type = EGS_Xplanes
    positions = -4 0.105 4
:stop geometry:

:start geometry:
    name = PTW31010
    library = egs_cdgeometry
    base geometry = planos
    set geometry = 0 cuerpo_PTW31010
    set geometry = 1 chamber_tip
:stop geometry:

simulation geometry = PTW31010
:stop geometry definition:

```

8.1.2 Cámara de ionización PTW PinPoint 3D 31016

```

#####
##CÁMARA DE IONIZACIÓN PINPOINT 3D PTW 31016
#####
:start geometry definition:
#-----
#PUNTA DE LA CÁMARA
#-----
:start geometry:
    name = chamber_tip
    library = egs_spheres

```

```

midpoint = 0.029 0 0
radii = 0.015 0.145 0.154 0.211
:start media input:
    media = aluminio aire grafito PMMA
    set medium = 0 0
    set medium = 1 1
    set medium = 2 2
    set medium = 3 3
:stop media input:
:stop geometry:
#-----
#CUERPO DE LA CÁMARA
#-----
:start geometry:
    library = egs_cones
    type = EGS_ConeStack
    name = cuerpo_PTW31016
    axis = 0.044 0 0 -1 0 0
    #VOLUMEN SENSIBLE
:start layer:
    thickness = 0.16
    top radii = 0.015 0.145 0.154 0.211
    bottom radii = 0.015 0.145 0.154 0.211
    media = aluminio aire grafito PMMA
:stop layer:

#STEM
:start layer:
    thickness = 0.17
    top radii = 0.154 0.211
    bottom radii = 0.154 0.211
    media = stem PMMA
:stop layer:

:start layer:
    thickness = 0.134
    top radii = 0.154 0.211
    bottom radii = 0.154 0.345
    media = stem PMMA
:stop layer:

:start layer:
    thickness = 0.134
    top radii = 0.154 0.345
    bottom radii = 0.279 0.345
    media = stem PMMA
:stop layer:

```

```

        :start layer:
            thickness = 0.516
            top radii = 0.279 0.345
            bottom radii = 0.279 0.345
            media = stem PMMA
        :stop layer:

:stop geometry:
#-----
#PARA PEGAR EL CUERPO Y LA PUNTA DE LA CÁMARA
#-----

:start geometry:
    name = planos
    library = egs_planes
    type = EGS_Xplanes
    positions = -4 0.029 4
:stop geometry:

:start geometry:
    name = PTW31016
    library = egs_cdgeometry
    base geometry = planos
    set geometry = 0 cuerpo_PTW31016
    set geometry = 1 chamber_tip
:stop geometry:

simulation geometry = PTW31016
:stop geometry definition:

```

9 Referencias

- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., Asai, M., Axen, D., Banerjee, S., Barrand, G., Behner, F., Bellagamba, L., Boudreau, J., Broglia, L., Brunengo, A., Burkhardt, H., Chauvie, S., Chuma, J., Chytracek, R., ... Zschesche, D. (2003). GEANT4 - A simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3), 250–303. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
- Alfonso, R., Andreo, P., Capote, R., Huq, M. S., Kilby, W., Kjäll, P., MacKie, T. R., Palmans, H., Rosser, K., Seuntjens, J., Ullrich, W., & Vatnitsky, S. (2008). A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields. *Medical Physics*, 35(11), 5179–5186. <https://doi.org/10.1118/1.3005481>
- American Association of Physicist in Medicine. (1983). “A protocol for the determination of absorbed dose from high energy photon and electron beams”. En *Medical Physics* (Vol. 10, Número 6). <https://doi.org/10.1118/1.595592>
- Attix, F. H. (2004). Introduction To Radiological Physics and. *John Wiley & Sons, Inc*, 607.
- Bergman, A. M., Gete, E., Duzenli, C., & Teke, T. (2014). Monte Carlo modeling of HD120 multileaf collimator on Varian TrueBeam linear accelerator for verification of 6X and 6X FFF VMAT SABR treatment plans. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 15(3), 148–163. <https://doi.org/10.1120/jacmp.v15i3.4686>
- Constantin, M., Perl, J., Losasso, T., Salop, A., Whittum, D., Narula, A., Svatos, M., & Keall, P. J. (2011). Modeling the TrueBeam linac using a CAD to Geant4 geometry implementation: Dose and IAEA-compliant phase space calculations. *Medical Physics*, 38(7), 4018–4024. <https://doi.org/10.1118/1.3598439>

- Das, I. J., Ding, G. X., & Ahnesjö, A. (2008). Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry. *Medical Physics*, 35(1), 206–215.
<https://doi.org/10.1118/1.2815356>
- Das, I. J., Sanfilippo, N. J., Fogliata, A., & Cozzi, L. (2020). *Intensity Modulated Radiation Therapy*. IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/978-0-7503-1335-3>
- Dufreneix, S., Bellec, J., Josset, S., & Vieilleveigne, L. (2021). Field output factors for small fields: A large multicentre study. *Physica Medica*, 81(January), 191–196. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2021.01.001>
- Fraass, B., Doppke, K., Hunt, M., Kutcher, G., Starkschall, G., Stern, R., & Dyke, J. Van. (1998). *American Association of Physicists in Medicine Radiation Therapy Committee Task Group 53: quality assurance for clinical radiotherapy treatment planning*. 1773–1829. <https://doi.org/10.1118/1.598373>
- ICRU. (2011). Fundamental quantities and units for ionizing radiation (Revised) — ICRU report 85. *Journal of the ICRU*, 11. [https://doi.org/10.1016/s1350-4533\(99\)00052-1](https://doi.org/10.1016/s1350-4533(99)00052-1)
- International Atomic Energy Agency. (1994). *Measurement assurance in dosimetry : proceedings of an International Symposium on Measurement Assurance in Dosimetry organized by the International Atomic Energy Agency and held in Vienna, 24-27 May 1993*.
- International Atomic Energy Agency. (2005). Determinación de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos. Un Código de Práctica Internacional para la dosimetría basada en patrones de dosis absorbida en agua. *Trs* 398, 261.
- Kawrakow, I., Mainegra-Hing, E., Tessier, F., Townson, R., & Walters, B. (2019). *EGSnrc C++ class library. Report PIRS-898*. <https://nrc-cnrc.github.io/EGSnrc/doc/pirs898/index.html>
- Kawrakow, I., Rogers, D., Mainegra-Hing, E., Tessier, F., Townson, R., & Walters, B. (2000). *EGSnrc toolkit for Monte Carlo simulation of ionizing radiation transport*. <https://doi.org/10.4224/40001303>

- Kawrakow, I., & Rogers, D. W. O. (2003). The EGSnrc Code System : Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. En *System*.
- Khan, F. M., & Gibbons, J. P. (2014). The Physics of Radiation Therapy. En *American Journal of Clinical Oncology* (5°, Número 3).
<https://doi.org/10.1097/00000421-198506000-00016>
- Lagerwaard, F. J., Meijer, O. W. M., van der Hoorn, E. A. P., Verbakel, W. F. A. R., Slotman, B. J., & Senan, S. (2009). Volumetric Modulated Arc Radiotherapy for Vestibular Schwannomas. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, 74(2), 610–615. <https://doi.org/10.1016/j.ijrobp.2008.12.076>
- Lárraga-Gutiérrez, J. M., García-Garduñoa, O. A., Herrera-González, J. A., & Galván de la Cruz, O. O. (2021). Evaluation of Acuros® XB accuracy for static small fields dose calculations based on the IAEA/AAPM TRS-483 recommendation. *Physica Medica*, 89(June), 140–146.
<https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2021.06.021>
- Ma, C., & Rogers, D. W. O. (2005). BEAMDP Users Manual. *Source*.
- Mcgowan, H. C. E., Faddegon, B. A., & Ma, C. (2016). STATDOSE for 3D dose distributions. *Structure*.
- Nagel, H. H., & Schlier, C. (1963). Berechnung von Elektron-Photon-Kaskaden in Blei für eine Primärenergie von 200 MeV. *Zeitschrift für Physik*, 174(4), 464–471. <https://doi.org/10.1007/BF01380630>
- Nahum, A. E. (1996). Perturbation effects in dosimetry: Part I. Kilovoltage x-rays and electrons. *Physics in Medicine and Biology*, 41(9), 1531–1580.
<https://doi.org/10.1088/0031-9155/41/9/001>
- Organismo Internacional de Energía Atómica. (s/f). *Small and non standard fields*.
<https://humanhealth.iaea.org/HHW/MedicalPhysics/Radiotherapy/Dosimetry/SmallAndNonstnrdFields/index.html>
- Organismo Internacional de Energía Atómica. (2004). Commissioning and Quality Assurance of Computerized Planning Systems for Radiation Treatment of

- Cancer. En *Health Physics* (Vol. 92, Número 4).
<https://doi.org/10.1097/01.hp.0000256888.06234.e3>
- Organismo Internacional de Energía Atómica. (2017). *Dosimetry of small static fields used in external beam radiotherapy*. <https://doi.org/10.1038/2071138a0>
- Podgoršak, E. B. (2005). *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. International Atomic Energy Agency.
- Podgoršak, E. B. (2016). M-Graduate Texts in Physics: Radiation Physics for Medical Physicists. En *Springer*. <http://www.springer.com/series/8431>
- PTW Freiburg. (2011). Detectors for small field dosimetry. En *Catálogo de detectores*.
- PTW Freiburg. (2013). *Ionizing radiation detectors: Including Codes of Practice*. 100. http://www.ptw.de/online_brochures.html
- Rapole, P. S., Karunanithi, G., Kandasamy, S., Prabhu, S., Kumar, R., & Vivekanandam, S. (2018). Dosimetric comparison and feasibility of Simultaneous Integrated Boost (SIB) in treatment of malignant gliomas using Intensity Modulated Radiotherapy (IMRT) or Volumetric Modulated Arc Therapy (VMAT). *Asian Pacific Journal of Cancer Prevention*, 19(9), 2499–2506. <https://doi.org/10.22034/APJCP.2018.19.9.2499>
- Sánchez-Doblado, F., Andreo, P., Capote, R., Leal, A., Perucha, M., Arráns, R., Núñez, L., Mainegra, E., Lagares, J. I., & Carrasco, E. (2003). Ionization chamber dosimetry of small photon fields: A Monte Carlo study on stopping-power ratios for radiosurgery and IMRT beams. *Physics in Medicine and Biology*, 48(14), 2081–2099. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/48/14/304>
- 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*, 57(14), 4461–4476. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/57/14/4461>
- Seco, J., & Verhaegen, F. (2016). Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy.

En Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy.

<https://doi.org/10.1201/b13961>

Townson, R., Tessier, F., Mainegra, E., & Walters, B. (2020). Getting Started with EGSnrc. *En Group*.

Venselaar, J., Welleweerd, H., & Mijnheer, B. (2001). Tolerances for the accuracy of photon beam dose calculations of treatment planning systems.

Radiotherapy and Oncology, 60(2), 191–201. [https://doi.org/10.1016/S0167-8140\(01\)00377-2](https://doi.org/10.1016/S0167-8140(01)00377-2)

Walters, B., Kawrakow, I., & Rogers, D. W. O. (2005). DOSXYZnrc Users Manual. *En Source*.