



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

**POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS**

**INSTITUTO DE FÍSICA**

**SIMULACIÓN MONTE CARLO PARA CORRECCIÓN POR DISPERSIÓN EN  
TOMOGRAFÍA DE HAZ DE CONO PARA RADIOTERAPIA GUIADA POR  
IMAGEN**

**TESIS**

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

**PRESENTA:**

**BRIAN HUMBERTO ZAPIEN CAMPOS**

**TUTOR PRINCIPAL**

**DR. ARNULFO MARTÍNEZ DÁVALOS  
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM**

**MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR**

**DRA. MERCEDES RODRÍGUEZ VILLAFUERTE  
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM**

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

**CIUDAD DE MÉXICO, NOVIEMBRE 2020**



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.

---

## AGRADECIMIENTOS

*A mi asesor el Dr. Arnulfo Martínez Dávalos, por su guía estos 3 años, el conocimiento que me transmitió y todas las clases y pláticas que compartimos.*

*A mi comité tutor, Dra. Mercedes Rodríguez Villafuerte y Dr. José Manuel Lárraga Gutiérrez por darle seguimiento a mi proyecto de tesis y sus siempre valiosos comentarios y opiniones que enriquecieron este trabajo.*

*A los miembros del jurado, Dr. Arnulfo Martínez Dávalos, Dra. Xóchilt López Rendón, M. en C. Flor Peregrina Herrera Martínez, Dr. Iván Miguel Rosado Méndez y Dr. Rodrigo Alfonso Martín Salas; por sus comentarios, correcciones y opiniones de este trabajo. Gracias a ellos fue posible plasmar la mejor versión de este trabajo.*

*Al Posgrado en Ciencias Físicas por mantener un programa de alta calidad y a su personal, particularmente a las secretarías por su extensa labor con los estudiantes durante los trámites administrativos.*

*Al Instituto de Física, UNAM por ofrecerme espacio y equipo de cómputo para desarrollar el proyecto de tesis.*

*A la Unidad de Radioterapia del Instituto Nacional de Cancerología (INCan), en especial a la M. en C. Flor Herrera por su apoyo en las medidas realizadas en el acelerador lineal TrueBeam STx.*

*Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por la beca otorgada en su Programa Nacional de Posgrados de Calidad en el periodo Agosto 2018-Agosto 2020. A los apoyos PAEP-UNAM 2019 y 2020 por el apoyo económico para asistir a congresos nacionales e internacionales donde se presentó el desarrollo de este proyecto. Al Instituto de Física por la beca otorgada en su Programa de Investigación del Instituto de Física (PIIF2020) en el periodo Septiembre-Noviembre 2020.*

*Por último, a la Universidad Nacional Autónoma de México, por su alta calidad académica y humana, por seguir siendo la máxima Casa de Estudios del país.*

---

## AGRADECIMIENTOS PERSONALES

*En primer lugar, agradecer a Dios el permitirme llegar hasta aquí, darme la fuerza y conciencia para alcanzar un objetivo más y no dejarme caer en los peores momentos.*

*A mis padres Leticia y Humberto, quienes pusieron los cimientos en mí para llegar hasta aquí y que sin su apoyo y cariño este trabajo no sería posible. A ustedes solo puedo ofrecerles mi eterna gratitud.*

*A la Dra. Lucía Medina Gómez, por su apoyo durante más de 6 años, por ofrecerme mi primer empleo y estar pendiente de mi formación.*

*A mis hermanas Erika, Paola y Arantxa por compartir los mejores momentos de mi vida y ser mis compañeras de la infancia; así como a mis sobrinos que siempre han sacado lo mejor de mí y recordarme que todos seguimos siendo niños.*

*A los tíos que alguna vez me apoyaron de alguna forma para continuar mis estudios, en especial a mi tía Silvia por todo su apoyo durante mi estadía en la Ciudad de México.*

*A mis queridos amigos de la Facultad de Ciencias; Víctor, Francisco, Alex, Saret, Ixchelt y Diana quienes siempre me han apoyado, animado y aconsejado tanto en lo académico como en lo personal.*

*A mis amigos del posgrado; en especial a Laura, Miguel, Lulú, Benito, Abel y Víctor, con quienes conviví durante el programa y formé grandes amistades.*

---

## RESUMEN

El amplio uso de las imágenes médicas en radioterapia ha permitido en los últimos años el desarrollo de la radioterapia guiada por imagen (IGRT) en la cual se usan técnicas como la tomografía computarizada (CT, por sus siglas en inglés) y la tomografía de haz de cono (CBCT, por sus siglas en inglés) para la verificación del posicionamiento y entrega de la dosis al paciente durante las sesiones de tratamiento. Por ello se requieren sistemas que generen imágenes con una alta calidad, y así mejorar la precisión y exactitud en la administración de los tratamientos.

La contribución de la radiación dispersada en CBCT es uno de los factores que tiene mayor impacto en la generación de artefactos en las imágenes reconstruidas, y es también uno de los efectos que es más difícil de corregir o compensar. El objetivo de esta tesis ha sido implementar un algoritmo iterativo de corrección por dispersión en tomografía de haz de cono para radioterapia guiada por imagen utilizando métodos de simulación Monte Carlo para el transporte de radiación en materia.

En la primera etapa del proyecto se modelaron los haces de radiación de dos sistemas de imagen de un acelerador lineal (Linac) Varian TrueBeam STx. El primero de ellos es un sistema de imagen portal de 2.5 MV, sin filtro de aplanado, que usa la misma geometría del haz de terapia. El segundo es un sistema de CBCT de 40-140 kV, montado en posición ortogonal al primero. Para ello se simularon tanto el cabezal del Linac como el tubo de rayos X, obteniendo los espacios fase del haz de 2.5 MV y de 4 haces de kilovoltaje: 80, 100, 110 y 125 kV. La validación de los espectros se basó en cálculos de dosimetría relativa, comparando tanto con medidas reportadas previamente como con espectros obtenidos a partir de medidas experimentales.

La segunda etapa consistió en realizar la simulación de proyecciones tomográficas en geometría de haz de cono, usando técnicas de reducción de varianza (VRTs) para el cálculo de la componente de radiación dispersa. Las VRTs que se usaron fueron: *detección forzada*, *transporte delta* y *división fija*. Optimizando los parámetros de esta última se logró obtener estimaciones de la radiación dispersa con 1% de incertidumbre en un tiempo aproximadamente 20 veces menor que sin el uso de VRTs.

El conjunto de proyecciones tomográficas se utilizó para reconstruir imágenes de CBCT utilizando un algoritmo de retroproyección filtrada. A partir de esta reconstrucción inicial se implementó un método de corrección iterativo, el cual consiste en: i) calcular la proyección por Monte Carlo de un conjunto submuestreado espacial y angularmente del volumen reconstruido para estimar la contribución de la radiación dispersa, ii) la corrección de las proyecciones originales mediante la resta de la contribución por dispersión estimada, iii) la reconstrucción de las imágenes corregidas, para estimar un nuevo volumen reconstruido. Los pasos anteriores se repiten de manera iterativa, y la convergencia del método se estima a partir del error relativo entre iteraciones. En nuestro caso se alcanzó la convergencia entre 2 y 3 iteraciones para las imágenes de megavoltaje y kilovoltaje, respectivamente. Las imágenes corregidas presentan una mejor estimación de los números CT de diferentes tejidos, aumento de contraste entre estructuras y eliminación de artefactos tipo copa en regiones homogéneas del maniquí. El algoritmo desarrollado mostró resultados muy favorables y se propone como trabajo futuro evaluar el método de corrección en imágenes experimentales con maniqués, así como con tomografías clínicas de pacientes.



---

# ÍNDICE

|  | Página |
|--|--------|
| AGRADECIMIENTOS.....   | ii     |
| AGRADECIMIENTOS PERSONALES.....                                      | iii    |
| RESUMEN .....  | iv     |
| ÍNDICE.....  | vi     |
| GLOSARIO.....  | 1      |
| CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN.....  | 2      |
| 1.1. Estructura de la tesis .....                                    | 2      |
| 1.2. Planteamiento.....  | 2      |
| 1.3. Objetivo.....   | 3      |
| 1.4. Metas.....  | 3      |
| CAPÍTULO 2. ANTECEDENTES .....                                       | 4      |
| 2.1. Interacción radiación con materia .....                         | 4      |
| 2.1.1. Interacciones de fotones con materia .....                    | 4      |
| 2.1.2. Interacciones de los electrones con materia .....             | 9      |
| 2.2. Radioterapia .....  | 10     |
| 2.2.1. Acelerador Lineal.....  | 12     |
| 2.2.2. Haces de radiación en radioterapia .....                      | 14     |
| 2.2.3. Radioterapia guiada por imagen (IGRT) .....                   | 15     |
| 2.3. Sistemas de formación de imagen: Tomografía Computarizada ..... | 16     |
| 2.3.1. Calidad de imagen.....  | 29     |
| 2.3.2. Artefactos en CT y CBCT.....                                  | 31     |
| 2.4. Método Monte Carlo.....   | 33     |
| 2.4.1. Muestreo estadístico.....                                     | 33     |
| 2.4.2. Transporte de radiación .....                                 | 33     |
| 2.4.3. Técnicas de Reducción de Varianza .....                       | 36     |
| CAPÍTULO 3. MATERIALES Y MÉTODOS .....                               | 40     |
| 3.1. Equipo clínico .....  | 40     |
| 3.1.1. Sistema EPID.....   | 40     |
| 3.1.2. Sistema OBI .....   | 41     |

---

|  |   |     |
|--|---|-----|
| 3.2.                                     | Maniqués.....   | 43  |
| 3.2.1.                                   | Maniquí de cuña.....                                  | 43  |
| 3.2.2.                                   | Maniquí de calidad de imagen .....                    | 43  |
| 3.2.3.                                   | Maniquí digital de calidad de imagen .....            | 46  |
| 3.3.                                     | Simulaciones Monte Carlo .....                        | 47  |
| 3.3.1.                                   | EGSnrc .....  | 47  |
| 3.3.2.                                   | BEAMnrc.....  | 47  |
| 3.3.3.                                   | DOSXYZ .....  | 47  |
| 3.3.4.                                   | egs++ .....   | 47  |
| 3.3.5.                                   | Simulación cabezal del LINAC.....                     | 48  |
| 3.3.6.                                   | Simulaciones de dosimetría relativa .....             | 49  |
| 3.3.7.                                   | Simulación del tubo de rayos X del sistema OBI .....  | 49  |
| 3.3.8.                                   | Simulación de adquisición de imágenes de CBCT .....   | 50  |
| 3.4.                                     | Reconstrucción y corrección .....                     | 52  |
| 3.4.1.                                   | Reconstrucción FDK.....                               | 52  |
| 3.4.2.                                   | Corrección por dispersión .....                       | 53  |
| 3.5.                                     | Adquisición y análisis de imágenes .....              | 54  |
| 3.5.1.                                   | Imágenes de transmisión .....                         | 54  |
| 3.5.2.                                   | Evaluación de la calidad de imagen .....              | 55  |
| CAPÍTULO 4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN ..... |   | 57  |
| 4.1.                                     | Espectros y dosimetría de MV.....                     | 57  |
| 4.2.                                     | Espectros de kV .....                                 | 60  |
| 4.3.                                     | Proyecciones CBCT .....                               | 66  |
| 4.4.                                     | Evaluación de técnicas de reducción de varianza ..... | 76  |
| 4.5.                                     | Reconstrucción CBCT.....                              | 83  |
| 4.6.                                     | Evaluación de corrección por dispersión .....         | 92  |
| CAPÍTULO 5. CONCLUSIONES .....           |   | 104 |
| BIBLIOGRAFÍA .....                       |   | 106 |



---

## GLOSARIO

---

Definiciones obtenidas de (Attix, 2008; *Determinación de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos*, 2005)

**CAPA HEMIRREDUCTORA.** Abreviado como CHR. Medida utilizada como índice de la calidad del haz para haces de rayos X de energías de kilovoltaje y ortovoltaje la cual se define como el espesor necesario de un material para atenuar el kerma o exposición a la mitad de su valor original. Se expresa en cm o mm del material (aluminio, cobre o plomo).

**DOSIS ABSORBIDA.** Es la energía impartida por la radiación ionizante a una materia de masa  $m$  en un volumen  $V$ . Sus unidades son  $1 \text{ J/kg} = 1 \text{ Gy}$  (gray).

**FLUENCIA.** Es la cantidad de partículas o energía  $dN$  que incide sobre un área  $da$ . Sus unidades son  $\text{m}^{-2}$  o  $\text{cm}^{-2}$ .

**KERMA.** Energía transferida a partículas cargadas por unidad de masa. Sus unidades son  $1 \text{ J/kg} = 1 \text{ Gy}$  (gray)

**PDD.** Porcentaje de dosis en profundidad (por sus siglas en inglés *percentage depth dose*), es la curva que muestra la dosis depositada en un medio (generalmente agua) a diferentes profundidades, normalizada a la dosis máxima.

**TPR<sub>20/10</sub>.** Razón tejido-maniquí, en agua, medido en las profundidades de 20 y 10  $\text{gcm}^{-2}$ , para un tamaño de campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  y una SCD=100 cm, usada como índice de calidad del haz para radiaciones de megavoltaje.

**SAD.** Distancia fuente-eje (isocentro)

**SCD.** Distancia fuente-cámara

**SDD.** Distancia fuente-detector

**SSD.** Distancia fuente-superficie

---

---

# CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

---

## 1.1. Estructura de la tesis

Esta tesis se divide en 5 capítulos. En el capítulo 1 presenta una introducción al tema, el planteamiento y el objetivo del trabajo elaborado. El 2.º capítulo muestra los antecedentes del trabajo en los cuales se realiza una descripción sistemática de lo que comprende la interacción de radiación con la materia, la radioterapia, los sistemas de formación de imagen -particularmente en tomografía computarizada y CBCT, y el desarrollo teórico del método de Monte Carlo. En el 3.º capítulo se presenta una descripción de los principales métodos desarrollados y los materiales utilizados en las medidas experimentales llevadas a cabo. El 4.º capítulo muestra los resultados obtenidos en este trabajo, así como su respectiva discusión. Finalmente, en el 5.º capítulo se presentan las conclusiones generales de este trabajo y su proyección de trabajo a futuro.

## 1.2. Planteamiento

El cáncer representa la tercera causa de muerte en México, con 17,470 decesos y 73,000 casos en el 2018 (“Memoria documental del acelerador lineal marca Varian, modelo TrueBeam STx,” 2018). La radioterapia de haz externo (teleterapia) es uno de los tratamientos contra cáncer más extendidos, pues se le utiliza en más del 50% de los tumores sólidos (“National Cancer Institute”, 2020). Nuestro país cuenta con aproximadamente 134 aceleradores lineales clínicos (Linacs) tanto en el sector público como en el privado, de los cuales alrededor de un 45% fueron adquiridos entre 2015 y 2019 (“5ta Reunión Nacional de Responsables de la Gestión de Equipo Médico”, 2019), por lo que son equipos relativamente nuevos y de última generación.

Dentro de la teleterapia se distinguen diferentes modalidades, como la Radioterapia de Intensidad Modulada (IMRT), la Radioterapia estereotáctica de cuerpo completo (SBRT), la Radioterapia Arcovolumétrica Modulada (VMAT) y la Radioterapia Guiada por Imagen (IGRT). Esta última utiliza sistemas de formación de imagen para aumentar la precisión y exactitud del tratamiento. El estudio de estos sistemas de formación de imagen, a través de simulaciones Monte Carlo, permite evaluar diferentes parámetros de la imagen, como son la radiación dispersa en sistemas de tomografía de haz de cono (CBCT), calidad de imagen a bajas dosis y algoritmos de reconstrucción iterativos.

El desarrollo y validación de programas de simulación Monte Carlo y de reconstrucción tomográfica (llamados en conjunto un *marco de simulación*) de los sistemas de formación de imagen asociados a un Linac son de gran utilidad para poder desarrollar proyectos conjuntos con Institutos Nacionales de Salud sobre temas de interés actual en física médica, como radioterapia adaptativa, tomografía de energía dual y estudio de algoritmos iterativos de reconstrucción, entre otros.

En esta tesis se describe el desarrollo de un marco de simulación de los dos sistemas de formación de imagen del acelerador lineal Varian TrueBeam STx (Varian Medical Systems Inc., Palo Alto, CA), del cual hay dos equipos disponibles en la Ciudad de México: uno de ellos en el Instituto Nacional de Cancerología y otro en el Instituto Nacional de Neurología y Neurocirugía. Los sistemas de

---

formación de imagen con que cuentan estos equipos son un sistema *On Board Imager* (OBI v1.5), el cual genera tomografías computarizadas de haz de cono (CBCT) a energías de kilovoltaje (80-140 kV) perpendicular al haz de tratamiento y un sistema de imagen portal (*Electronic Portal Imaging Device*, EPID) de 2.5 MV de imagen plana, con posibilidad de reconstrucción tomográfica en la misma geometría del haz de terapia.

El marco de simulación que se ha desarrollado consta de dos partes: la primera consiste en la elaboración de simulaciones Monte Carlo, las cuales incluyen el cabezal del acelerador y el tubo de rayos X del sistema OBI, para la obtención de espacios fase y espectros de energía de los haces usados en la formación de imágenes. Mediante los espacios fase se realizaron simulaciones de dosimetría relativa, para la validación de los espectros previamente calculados a mediante la comparación con medidas experimentales. Finalmente, se simuló el proceso de adquisición de imágenes planas usando los espectros calculados y maniquíes voxelizados o geométricos.

La segunda parte del marco de simulación consiste en la implementación de un conjunto de programas para simular el proceso de adquisición de datos en estudios tomográficos con geometría de haz de cono, esto es, la obtención de imágenes planas (proyecciones) a lo largo de una órbita dada, y la reconstrucción tomográfica de los mismos usando algoritmos de retroproyección filtrada. Con dichos programas es posible calcular proyecciones que incluyan o bien el proceso de transporte de radiación en los maniquíes, o solamente un trazado geométrico de rayos para acelerar el cálculo.

Finalmente, el marco de simulación completo se empleó para estudiar un algoritmo iterativo de corrección por dispersión, el cual incluye métodos de submuestreo angular y espacial de las proyecciones, de reducción de varianza y toma en cuenta la corrección de datos por endurecimiento de haz.

### 1.3. Objetivo

Desarrollar un marco de simulación Monte Carlo y reconstrucción tomográfica para dos sistemas de formación de imagen (kV y MV) del acelerador lineal TrueBeam STx para la implementación de técnicas de corrección por dispersión de forma semiautomatizada.

### 1.4. Metas

1. Desarrollar simulaciones Monte Carlo de haces de kV y MV utilizados en los sistemas de formación de imagen del acelerador Varian TrueBeam STx.
2. Validar las simulaciones a través de medidas dosimétricas e imágenes de transmisión.
3. Desarrollar simulaciones Monte Carlo para la obtención de proyecciones en geometría de haz de cono para los sistemas de formación de imagen.
4. Estudiar e implementar técnicas de reducción de varianza para optimizar la estimación de la radiación dispersa en las proyecciones en geometría de haz de cono.
5. Implementar un algoritmo iterativo para la corrección por dispersión.
6. Evaluar la calidad de imagen de las imágenes sin corregir y corregidas.

---

## CAPÍTULO 2. ANTECEDENTES

---

### 2.1. Interacción radiación con materia

A continuación, se realiza un breve repaso sobre conceptos básicos de los procesos de la interacción de la radiación ionizante con la materia, ya que entender estos procesos es fundamental para comprender la Física del diagnóstico médico y la radioterapia.

Primero definimos la *radiación* como energía en movimiento que se transporta en un medio o en el vacío. Esta energía puede ser en forma de onda mecánica o bien, ondas electromagnéticas (Attix, 2008). Una clasificación sencilla de la radiación se presenta esquematizada en la Figura 2.1.

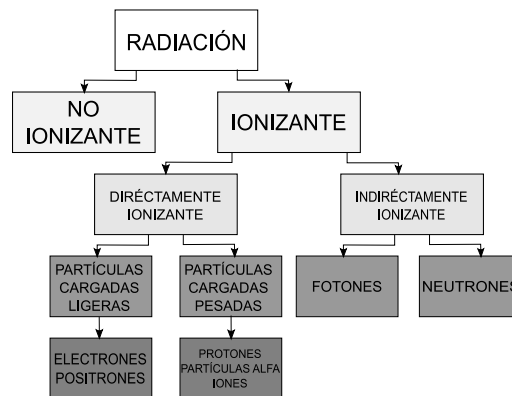


Figura 2.1. Clasificación de la radiación por su forma de interacción con la materia.

La radiación ionizante, como su nombre lo indica es capaz de ionizar la materia, es decir, de ceder su energía a los átomos por diferentes mecanismos liberando electrones orbitales. A continuación, se explicarán las interacciones de la radiación indirectamente ionizante, en particular, los fotones (Attix, 2008; Podgorsak, 2016).

#### 2.1.1. Interacciones de fotones con materia

Los fotones junto con los neutrones forman la radiación indirectamente ionizante, esta recibe su nombre debido a que ceden su energía de forma indirecta a la materia, a través de una partícula cargada como son los electrones (Attix, 2008).

Las interacciones que sufren los fotones con la materia se dice que son “catastróficas” ya que en una sola interacción el fotón es completamente absorbido. Las principales interacciones que presentan los fotones con la materia son las siguientes (Podgorsak, 2016):

- Dispersión de Thomson
- Dispersión de Rayleigh
- Dispersión Compton

- Efecto fotoeléctrico
- Producción de pares
- Producción de tripletes
- Fotodesintegración

De estas 7 interacciones, las de mayor importancia en el intervalo de energías usado en radiodiagnóstico y radioterapia son: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton, producción de pares (y tripletes) y en menor medida la dispersión de Rayleigh y fotodesintegración (E.B. Podgorsak, 2005).

*Efecto Fotoeléctrico.* Esta interacción ocurre cuando un fotón interacciona con un electrón fuertemente ligado al átomo esta interacción el fotón es absorbido completamente por el electrón que es liberado del átomo con una energía  $E_k = h\nu - E_B$ , donde  $E_B$  es la energía de ligadura del electrón. Esta interacción ocurre 80% de las veces sobre los electrones de la capa K y el 20% en las capas restantes. Al liberarse este electrón deja un hueco o vacancia en su respectivo orbital ocasionando la transición de electrones de capas más externas a esta vacancia, emitiendo en la transición rayos X característicos (o rayos X de fluorescencia) o bien, electrones Auger (Podgorsak, 2016).

La sección eficaz atómica para el efecto fotoeléctrico  $\tau_a$  posee 3 regiones: región fuera de los bordes de absorción, región cercana a un borde de absorción y región relativista (lejos de un borde de absorción). Para la primera región la sección eficaz puede expresarse de la siguiente forma (2.1) (Podgorsak, 2016).

$$\tau_a \propto \frac{Z^n}{h\nu^3} \quad (2.1)$$

donde  $n = 4 - 4.5$ . En la segunda región las predicciones teóricas son complicadas e inexactas por lo que en la práctica no se utilizan expresiones analíticas. Finalmente, para la tercera región se usa la expresión (Podgorsak, 2016).

$$\tau_a \propto \frac{Z^5}{h\nu} \quad (2.2)$$

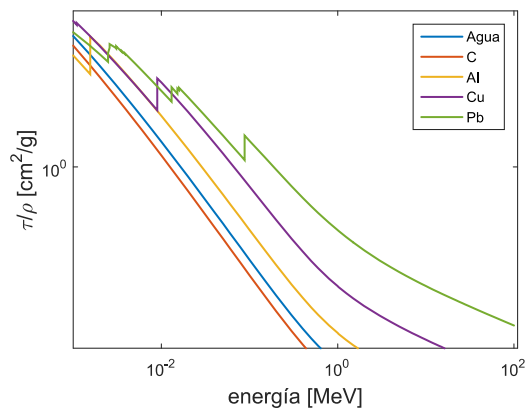


Figura 2.2 Coeficiente másico de atenuación para el efecto fotoeléctrico, se observa la gran dependencia con el número atómico  $Z$  y la energía  $h\nu$

---

Similar al efecto Compton, el coeficiente másico de atenuación fotoeléctrico (Figura 2.2) queda dado por

$$\frac{\tau_a}{\rho} = \frac{N_A}{A} \tau_a \quad (2.3)$$

*Dispersión Compton.* En esta interacción un fotón de energía  $h\nu$  es absorbido por un electrón débilmente ligado (considerado libre), produciendo la emisión de un nuevo fotón el cual es dispersado un ángulo  $\theta$  con una energía  $h\nu' \leq h\nu$ , y el electrón recibe una energía cinética  $E_k = h\nu - h\nu'$  dispersado a un ángulo  $\phi$ . Usando condiciones de conservación de energía y momento es posible derivar relaciones entre la energía del fotón incidente y el fotón emitido (2.4) (Podgorsak, 2016),

$$h\nu' = h\nu \left( \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right) \quad (2.4)$$

así como para los ángulos de dispersión del fotón y el electrón (2.5)

$$\cot \frac{\theta}{2} = \left( 1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} \right) \tan \phi \quad (2.5)$$

donde  $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ , la energía en reposo del electrón.

La probabilidad de que el fotón sea dispersado a un ángulo  $\theta$  viene dado por una expresión conocida como *sección eficaz diferencial de Klein-Nishina* (2.6) (Klein and Nishina, 2013).

$$\frac{d\sigma_C^{KN}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left[ \frac{h\nu'}{h\nu} + \frac{h\nu}{h\nu'} - \sin^2 \theta \right] \quad (2.6)$$

Donde  $r_e = 2.8 \text{ fm}$ , el radio clásico del electrón, la Figura 2.3 muestra la sección eficaz diferencial como función del ángulo de dispersión  $\theta$  para diferentes energías  $h\nu$  del fotón incidente.

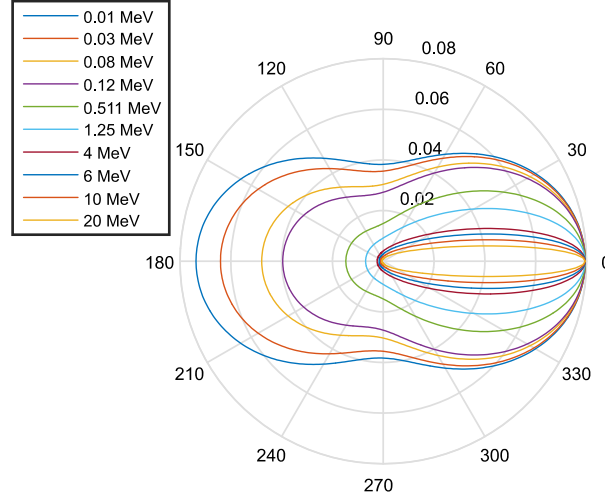


Figura 2.3 Sección eficaz diferencial de Klein-Nishina en unidades de  $[b/sr e^{-1}]$  en donde se observan las diferencias entre la direccionalidad de los fotones dispersos a bajas energías y alta energía en las primeras existe mayor isotropismo y en las segundas la dispersión es hacia adelante.

La ecuación (2.3) describe la sección eficaz diferencial para un solo electrón ( $\sigma_{c,e}^{KN}$ ), por lo que para encontrar la sección eficaz atómica ( $\sigma_{c,a}^{KN}$ ) hay que multiplicar por el número atómico del material  $Z$  (Attix, 2008) y para obtener el coeficiente másico de atenuación Compton ( $\sigma_{c,a}^{KN}/\rho$ ) se debe dividir por la densidad del material (2.8).

$$\frac{\sigma_{c,a}^{KN}}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sigma_{c,a}^{KN} = \frac{Z}{A} N_A \sigma_{c,e}^{KN} \quad (2.7)$$

$$\sigma_{c,a}^{KN} = Z(\sigma_{c,e}^{KN}) \quad (2.8)$$

Donde  $N_A = 6.022 \times 10^{23}$  el número de Avogadro. De la expresión (2.8) es importante notar que la mayoría de los materiales presentan un cociente  $Z/A \approx 0.4 - 0.5$  con excepción del hidrógeno ( $Z/A \approx 1.0$ ), lo que sugiere la baja dependencia de la probabilidad de que ocurra una dispersión Compton con el material; en cambio, la dependencia del ángulo de dispersión con la energía es evidente (2.6) a menor energía la dispersión tiende a ser más isotrópica, mientras que a energías de megaelectronvolts la dispersión ocurre predominantemente a ángulos pequeños respecto de la dirección original.

*Producción de pares (o tripletes).* Este efecto ocurre a altas energías. En este efecto un fotón interactúa con el campo coulombiano, ya sea del núcleo o de algún electrón orbital, siendo absorbido por este y emitiendo un par electrón-positrón. Al igual que cualquier proceso físico; es necesario que se conserve la energía, el momento y la carga, por lo que, para que ocurra la interacción es necesario que el fotón tenga una energía  $h\nu \geq 1.022 \text{ MeV}$ . Cuando la interacción ocurre con el campo electrónico es posible que el fotón ceda parte de su momento y energía al electrón orbital de tal forma que este sea desligado del átomo. En este caso la interacción se conoce

---

como producción de tripletes y el umbral para que la interacción suceda es  $h\nu \geq 2.044 \text{ MeV}$ . La sección eficaz atómica para la producción de pares es una función compleja derivada por Bethe y Heitler usando el modelo atómico de Thomas-Fermi y tiene la siguiente forma (Podgorsak, 2016)

$$\kappa_a \propto Z^2 P(h\nu, Z) \quad (2.9)$$

donde  $P(h\nu, Z)$  es una función complicada que depende tanto de la energía del fotón incidente como del número atómico del material (Podgorsak, 2016). Al igual que los efectos anteriores podemos describir al coeficiente másico de atenuación de producción de pares, el cual queda descrito por

$$\frac{\kappa_a}{\rho} = \frac{N_A}{A} \kappa_a \quad (2.10)$$

*Dispersión de Rayleigh.* Es una interacción de menor importancia que las tres anteriores pero que sigue jugando un papel importante en cuestiones radiológicas. En esta interacción, la cual ocurre entre un fotón y un electrón ligado, el átomo no es ni excitado ni ionizado, debido a que durante la absorción la transferencia de energía es despreciable y el fotón es dispersado a un ángulo muy pequeño. El efecto ocurre a energías considerablemente bajas y para medios con número atómico alto, la sección eficaz diferencial y el ángulo de dispersión fueron deducidos por Rayleigh (Attix, 2008).

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \left[ \frac{2h\nu}{c} \sin \frac{\theta}{2} \right]^2 \quad (2.11)$$

$$\sin \frac{\theta}{2} \approx 0.026 \left( \frac{m_e c^2}{h\nu} \right) Z^{\frac{1}{3}} \quad (2.12)$$

El coeficiente másico de atenuación de Rayleigh está dado por:

$$\frac{\kappa_a}{\rho} = \frac{N_A}{A} \kappa_a \quad (2.13)$$

*Fotodesintegración.* La interacción ocurre entre un fotón altamente energético y el núcleo del átomo. En esta interacción el núcleo absorbe por completo al fotón produciendo la emisión de un neutrón, es esto se le conoce como reacción  $(\gamma, n)$ . A pesar de no ser importante en la atenuación de los fotones, sí es de importancia en protección radiológica debido a que la emisión de neutrones puede llevar a la activación de metales en un acelerador lineal. El umbral para que ocurra estas reacciones es del orden de  $8 \text{ MeV}$ , excepto para algunos núcleos específicos. La sección eficaz de esta reacción varía mucho con la energía del fotón y el núcleo en cuestión por lo que no se tiene una expresión que generalice a todas las secciones eficaces (Podgorsak, 2016).

*Atenuación.* El conjunto de todas estas interacciones resulta en la atenuación del haz de fotones; la intensidad de fotones  $I_0$  disminuye como función del espesor del material  $x$  que atraviesa. Considerando una geometría de haz angosto, la atenuación sigue una ley exponencial (Attix, 2008).

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.14)$$

Donde  $\mu(E, Z)$  es el coeficiente lineal de atenuación el cual depende de la energía ( $E$ ) del fotón incidente y el material en el cual incide ( $Z$ ). Este coeficiente lineal de atenuación puede escribirse



como un coeficiente másico de atenuación, el cual es la suma de las componentes individuales de cada interacción (2.15).

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_C}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} + \frac{\sigma_R}{\rho} \quad (2.15)$$

### 2.1.2. Interacciones de los electrones con materia

Existen principalmente tres interacciones que sufren las partículas cargadas ligeras como electrones y positrones (Podgorsak, 2016):

- Colisión radiativa
- Colisiones duras
- Colisiones suaves

El que ocurra alguna u otra interacción depende fundamentalmente de la relación entre el parámetro de impacto  $b$  y el radio atómico del material absorbedor  $a$  (Figura 2.4)

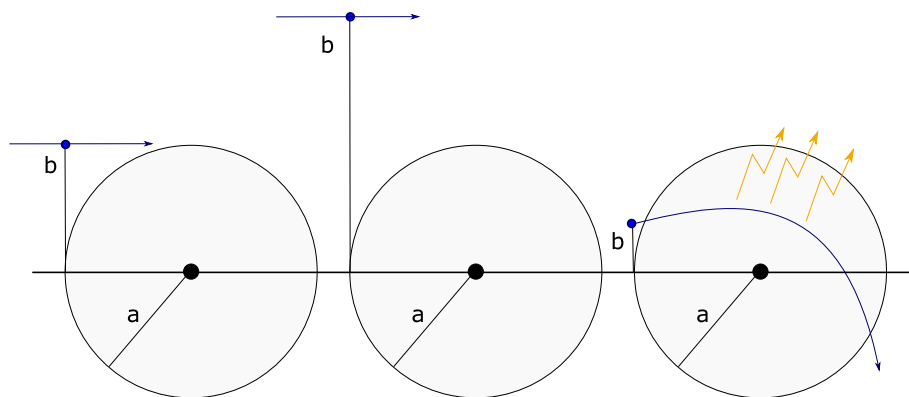


Figura 2.4 Interacciones de electrones con la materia. Colisiones duras (izquierda), colisiones suaves (centro) y colisiones radiativas (derecha).

Las colisiones duras se dan en el caso en el que  $b \approx a$ , donde la partícula cargada interactúa principalmente con el campo coulombiano de un electrón orbital transfiriéndole parte de su energía. De esta forma el electrón se desliga del átomo convirtiéndose en un rayo  $\delta$ , pudiendo ser su energía lo suficientemente alta para interactuar con otros átomos produciendo así una cascada de colisiones (Podgorsak, 2016).

Las colisiones suaves se dan en el caso en que  $b \gg a$ , cuando partícula cargada interactúa con el átomo (núcleo y electrones en conjunto), cediendo parte de su energía. La energía que la partícula cargada transfiere es generalmente pequeña y no produce ionizaciones, pero puede producir polarización del medio y excitación en el átomo (Podgorsak, 2016).

El caso  $b \ll a$  se denomina colisión radiativa. La partícula cargada interactúa directamente con el campo eléctrico nuclear produciendo una aceleración en la partícula. Por conservación de la energía la partícula acelerada cambiará su trayectoria y en el proceso emitirá radiación. Esta radiación es emitida en forma de rayos X conocidos como fotones de frenado o de bremsstrahlung. Además, las colisiones radiativas juegan un papel primordial en el principio de funcionamiento de generadores de rayos X (tubos de rayos X y Linacs) (Podgorsak, 2016).

El rendimiento de radiación se define como la fracción de energía cinética de los electrones que es convertida en radiación de frenado. Esta fracción aumenta con la energía y con el número atómico del material. Como se observa en la Figura 2.5 existen grandes diferencias entre el rendimiento de radiación a energías de keV y energías de MeV, siendo aproximadamente menor al 1% para kiloelectronvolts, y de 10% a 30% para megaelectronvolts. Es importante remarcar que la emisión de bremsstrahlung no es isotrópica, si no mantiene una anisotropía angular: la dirección de emisión es mayor en la dirección del electrón incidente conforme la energía cinética del electrón aumenta (Podgorsak, 2016).

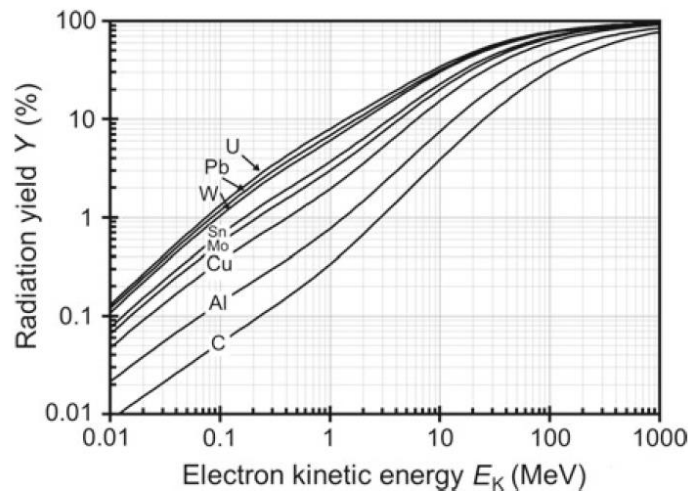


Figura 2.5 Rendimiento de radiación para distintos materiales. Figura tomada de (Podgorsak, 2016).

## 2.2. Radioterapia

En la actualidad existen diferentes tratamientos contra el cáncer, y su elección depende del tipo de cáncer y el avance que este tenga sobre el paciente. Algunos de los más comunes son: cirugía, quimioterapia y radioterapia (“National of Cancer Institute”, 2020), así como tratamientos que han surgido en los últimos años como la inmunoterapia y la terapia dirigida.

La radioterapia se define como el uso de radiación ionizante (como rayos X, rayos gamma, o partículas cargadas) para dañar y matar células cancerosas y eliminar tumores. Esta radiación puede producirse a partir de una fuente externa (teleterapia), o bien, mediante fuentes radiactivas insertadas en el cuerpo (braquiterapia) (“American Cancer Society”, 2020).

La radioterapia funciona debido a que una alta dosis produce muerte celular a través del daño directo al ADN (ácido desoxirribonucleico) o por la formación de radicales libres que producen estrés oxidativo (daño indirecto). Es importante mencionar que la radioterapia no tiene un efecto inmediato sobre el cáncer, si no que pueden pasar semanas o meses para observar un efecto debido a los mecanismos de reparación del ADN de las células cancerosas (“American Cancer Society,” 2020)

Existen dos principales tipos de radioterapia, externa e interna. En la radioterapia de haz externo, la radiación proviene de generadores de radiación que producen fotones, electrones o protones de muy alta energía. La mayoría de la radioterapia de haz externo se realiza con haces de fotones los que penetran en el tejido, llegando a tumores profundos, con la desventaja que en su paso deposita energía sobre los tejidos sanos. Los haces de electrones son utilizados para tumores superficiales o tratamientos de piel debido a su corto alcance en tejido, mientras que con los haces de protones la fracción de radiación dispersa es mínima, resultando en una mayor deposición de energía al final de su trayectoria. La principal desventaja del uso de los haces de protones es el alto costo que tiene su producción y mantenimiento (“American Cancer Society,” 2020).

Los haces de fotones producidos en radioterapia son generados principalmente a través de tubos de rayos X de ortovoltaje y Linacs de megavoltaje (MV), mientras que los haces de electrones se producen a través de un Linac (Tabla 2.1). Dentro de las modalidades de radioterapia de haz externo con fotones, encontramos la Radioterapia Conformada Tridimensional (3D-CRT, por sus siglas en inglés), Radioterapia de Intensidad Modulada (IMRT, por sus siglas en inglés), *Radioterapia Guiada por Imagen (IGRT, por sus siglas en inglés)*, Tomoterapia, Radiocirugía y Radioterapia Estereotáctica (SRT y SBRT, por sus siglas en inglés) y Arcoterapia Volumétrica Modulada (VMAT, por sus siglas en inglés). La Tabla 2.1 resume las características principales de estos tipos de teleterapia.

| Generador                 | Tipo        | Intervalo de energía |
|---------------------------|-------------|----------------------|
| Tubo de Rayos X           | Superficial | 40-80 kV             |
|                           | Ortovoltaje | 80-350 kV            |
| Cobalto-60                | Teleterapia | 1.17 y 1.35 MeV      |
| Acelerador lineal (Linac) | Megavoltaje | 6-25 MV              |
|                           | Electrones  | 6-30 MeV             |

*Radioterapia Conformada Tridimensional.* Es la modalidad de radioterapia más utilizada, la cual hace uso de imágenes de tomografía computarizada (CT y CBCT), y, de forma menos común, tomografía por emisión de positrones (PET) y resonancia magnética (MRI). Las imágenes son usadas para realizar el plan de tratamiento en un proceso llamado *simulación*, en el cual se usa un software de planeación de tratamiento (TPS) donde se escogen el número, direcciones, tamaños e intensidades de los haces de radiación que hay que utilizar para conformar la distribución de dosis lo mejor posible a la forma del tumor (Khan, 2003).

---

*Radioterapia de intensidad modulada.* Similar a la conformal, en este tipo de radioterapia se usan diferentes haces a distintas direcciones. La principal diferencia es que la intensidad de los haces es regulada, ya sea de forma estática o dinámica para conformar con mayor precisión la distribución de dosis. Dando una mayor protección a órganos en riesgo (Khan, 2003).

*Tomoterapia.* Es un tipo de IMRT que utiliza un haz colimado (en forma de abanico), el cual rota alrededor del paciente en forma helicoidal mientras imparte el tratamiento (TomoTherapy ACCURAY).

*Radiocirugía y radioterapia estereotáctica.* Esta técnica se basa en el uso de haces de fotones de alta energía para tratar tumores pequeños (con diámetros menores a 1.5 cm), con bordes bien definidos en regiones del cerebro y, del sistema nervioso central. Similar a la radiocirugía, radioterapia estereotáctica se utiliza para tratar tumores pequeños y aislados, los cuales se encuentran en regiones como pulmón, hígado, cabeza y cuello. A diferencia de otras modalidades de radioterapia se usan altas dosis por sesión, usando de 1 a 5 sesiones. (Khan, 2003).

*Radioterapia arcovolumétrica modulada.* Modalidad de IMRT en la cual la velocidad a la que se imparte la sesión del tratamiento es mayor debido a que el acelerador lineal gira alrededor del paciente conforme se administra la dosis (Khan, 2003).

*Radioterapia guiada por imagen.* Se considera IGRT cualquier modalidad de radioterapia que haga uso de imágenes tanto para la planeación del tratamiento como durante las sesiones de terapia. Estas imágenes se utilizan para detectar cambios en el tamaño del tumor o su localización y ajustar el plan de tratamiento si es que se requiere, de esta forma incrementa la precisión y exactitud en la implementación del tratamiento. Esta última estrategia también puede ser usada para corregir en tiempo real los planes de tratamiento, lo que se conoce como *radioterapia adaptativa* (Qi, 2017).

### 2.2.1. Acelerador Lineal

Como se observa en la Tabla 2.1 la teleterapia utiliza un generador de radiación conocido como acelerador lineal (LINAC, por su nombre en inglés) el cual acelera electrones a energías de megaelectronvolts (MeV) para después impactarlos sobre un ánodo metálico y generar fotones de frenado de alta energía. La Figura 2.6 muestra un esquema de las partes esenciales de un acelerador lineal. Las principales componentes de un Linac moderno son (E.B. Podgorsak, 2005; Khan, 2003):

- Sistema de inyección
- Sistema de generación de radiofrecuencias (RF)
- Guía de onda aceleradora
- Sistema de transporte del haz de electrones
- Cabezal del acelerador (sistema de colimación de haz)
- Sistema auxiliar

*Sistema de inyección:* Comprende la fuente de electrones, que es esencialmente un acelerador electrostático conocido como cañón de electrones, el cual contiene un cátodo (o filamento) (Khan, 2003).

*Sistema de generación de RF:* Las ondas electromagnéticas de radiofrecuencia (RF) son utilizadas en la guía de onda para acelerar a los electrones producidos por el sistema anterior. El sistema consiste en dos partes: una fuente de RF y un modulador de pulsos; la fuente de RF puede ser un magnetrón o un klistrón para producir campos de RF de alta intensidad a través de la emisión termiónica de

---

electrones y a partir de un cátodo calentado, la diferencia entre estos dos consiste en que el magnetrón es básicamente una fuente de alta potencia y el klistrón es un amplificador de potencia de pulsos de baja intensidad. El modulador de pulsos es el responsable de emitir pulsos de corta duración enviados tanto a la fuente de RF como al sistema de inyección (Khan, 2003).

*Guía de onda aceleradora:* Consiste en una estructura usada para acelerar a los electrones a través de la transferencia de energía cinética por parte de los campos de RF mediante efectos de resonancia. La guía de onda se encuentra dividida en cavidades cilíndricas las cuales permiten la transmisión y amplificación de los pulsos de RF. Por tanto, una guía de ondas con más cavidades (más larga) permite una mayor aceleración del haz de electrones. Es importante remarcar que para evitar la divergencia del haz de electrones debido a la repulsión electrostática es necesario el uso de bobinas focalizadoras (Khan, 2003).

*Sistema de transporte de electrones:* En Linacs de baja energía ( $E \leq 6$  MeV) el blanco se encuentra en seguida de la guía de onda por lo que no existe un sistema de transporte como tal, mientras que para energías mayores es necesario implementar un sistema de transporte, el cual consiste de un sistema deflector debido a que es necesario redirigir el haz de electrones  $90^\circ$  o  $270^\circ$  a través de un sistema de imanes que forman un cuadrupolo magnético. Una vez doblado y focalizado el haz de electrones es dirigido al ánodo o blanco metálico con el cual interaccionará. Si se requiere un haz de electrones para uso clínico el blanco puede ser retirado (Khan, 2003).

*Cabezal del Linac:* Es la parte final del acelerador en donde se encuentran una serie de componentes las cuales influyen en la formación, moldeado y monitoreo del haz de fotones y/o electrones. Estos componentes incluyen el blanco de rayos X, filtro de aplanado o lámina dispersora, colimadores primarios y secundarios, un sistema redundante de doble cámara de ionización y un colimador de láminas multicorte (MLC) (Khan, 2003).

Como ya se mencionó, el haz de fotones es formado a partir de la radiación de frenado producida de la interacción del haz de electrones con el blanco y posterior a este haz se coloca un filtro de aplanado, el cual garantiza que la distribución de dosis sea igual a lo largo de las direcciones perpendiculares del haz a 10 cm de profundidad en agua (*Determinación de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos*, 2005).

Posterior al filtro de aplanado se ubica un colimador primario hecho de un material con número atómico alto (tungsteno o plomo) que define el haz de forma rectangular ( $40 \times 40$  cm<sup>2</sup>), seguido de un colimador secundario (también conocido como quijadas superiores e inferiores) define el tamaño de campo que se usará. Finalmente se encuentra el colimador multiláminas (MLC, por sus siglas en inglés) cual es un sistema de colimación que permite hacer campos complejos y conformados a través de varias decenas de pares de hojas que reducen la fluencia de fotones en regiones específicas (Khan, 2003).

El sistema dual de cámaras de ionización tiene la función de monitorear la salida del acelerador en términos dosimétricos. Estas cámaras son calibradas de tal forma que 1 unidad monitor (UM) sea equivalente a 1 cGy en  $d_{max}$  (profundidad en agua donde sucede el máximo de dosis) del Linac para un campo abierto de  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>. Pudiendo ser calibrado en dos geometrías; SSD (Source-to-Surface Distance) o SAD (Source-to-Axis Distance). (A. Nahum et al., 2007).

*Sistema auxiliar:* Es un sistema independiente que garantiza el correcto funcionamiento del acelerador, se compone a su vez de un sistema hidráulico de enfriamiento, un sistema de vacío y un sistema de protección contra problemas eléctricos.

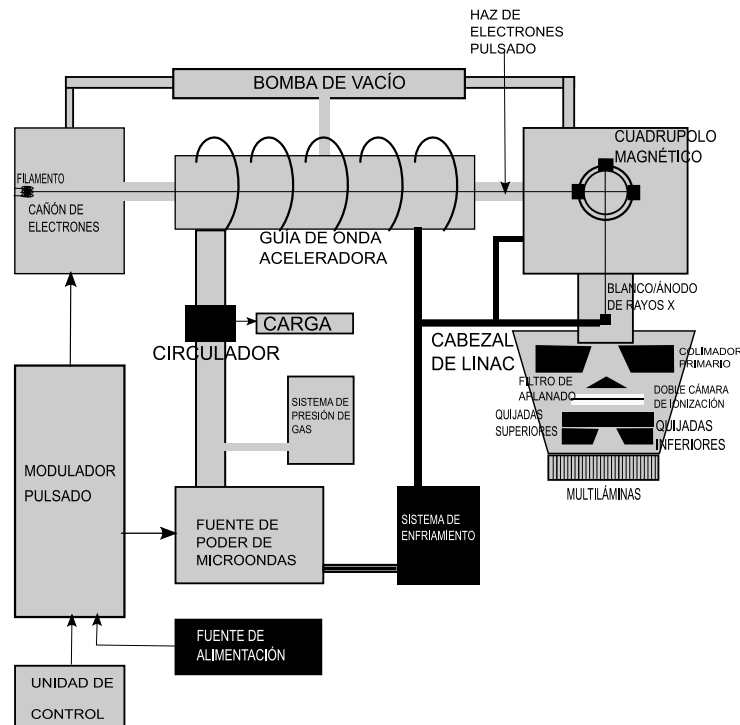


Figura 2.6 Esquema de las componentes de un acelerador lineal clínico. Se presentan los 4 sistemas que lo componen con sus principales estructuras (radiofrecuencias, transporte de electrones, cabezal y sistema auxiliar). Imagen adaptada de (Khan, 2003)

### 2.2.2. Haces de radiación en radioterapia

Los haces de radioterapia usados actualmente son de alta energía, que van de los 6 MV a 20 MV. Además, en países en vías de desarrollo existe aún un uso extendido de las bombas de Co-60 cuyas emisiones son 2 partículas gammas con energías de 1.17 y 1.33 MeV. El hecho de que se usen estas energías es debido a que la máxima impartición de dosis en tejido blando ocurre a lo largo de algunos centímetros de profundidad, a diferencia de los haces de kilovoltaje que es de pocos milímetros. Lo anterior es debido a que a energías altas (mayores de 1 MeV) ocurren interacciones que generan electrones de alta energía cuyo alcance es de algunos centímetros antes de que depositen su energía en el medio. Las curvas que muestran este fenómeno físico son conocidas como curvas de dosis en profundidad (PDD, por sus siglas en inglés) como se muestra en la Figura 2.7. En estas curvas se observan dos regiones, una región de incremento (*build-up*), conocida como zona de conservación de piel (*skin-sparing*), y una zona de decremento en la cual se ve la contribución del efecto de atenuación exponencial, radiación dispersa y divergencia del haz.

Estas curvas, junto a los perfiles fuera de eje, se conocen como medidas de dosimetría relativa, las cuales sirven para obtener los valores de dosis en cualquier punto de un maniquí de agua, a partir de la dosis en un punto arbitrario, conocido como punto de referencia o de calibración. El cálculo

de la dosis en este punto de referencia es un proceso que debe realizarse de forma minuciosa siguiendo guías de prácticas establecidas (Almond et al., 1999, p. 51; *Determinación de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos*, 2005) para garantizar la óptima calibración del Linac y que, por tanto, los cálculos dosimétricos hechos por el TPS sean lo más exactos y precisos posibles. Además, las medidas de dosimetría relativa funcionan como un método reproducible de validación para simulaciones Monte Carlo de cabezales del Linac.

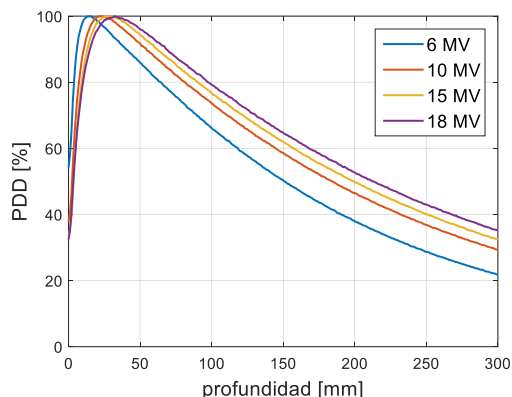


Figura 2.7 Curvas PDD para diferentes haces de fotones del acelerador lineal TrueBeam STx del Instituto Nacional de Cancerología, Ciudad de México. En las curvas se observa la zona de incremento, cuya extensión aumenta con la energía. También se puede observar la disminución de la dosis con la profundidad después del pico de dosis.

### 2.2.3. Radioterapia guiada por imagen (IGRT)

Las técnicas de radioterapia guiada por imagen agrupan todas aquellas técnicas de radioterapia que hacen uso de imágenes en cualquier etapa del tratamiento, tal como simulación, planeación e impartición. Estas técnicas pueden agruparse en tres grandes grupos (Qi, 2017): *IGRT tradicional*, *IGRT basada en CT in-room* y *sistemas de tiempo real*. La IGRT tradicional se refiere a los sistemas EPID los cuales generan imágenes planas de MV formadas con la misma energía y geometría del haz de terapia. Los sistemas CT *in-room* incluyen sistemas de tomografía computarizada (CT) utilizados como simuladores para obtener los datos del paciente que serán exportados al TPS, el cual será el encargado de realizar los cálculos dosimétricos del plan de tratamiento. Recientemente se ha implementado un equipo de CT en un Linac resultando en un sistema llamado OBI (*On-Board Imager*), el cual consta de un tomógrafo de haz de cono de kilovoltaje (kV-CBCT) perpendicular a la geometría del haz de radiación. Este sistema tiene la función de verificar la posición del paciente y el volumen tumoral previo a la impartición del tratamiento para así evitar errores de posicionamiento durante la sesión. Otros sistemas existentes son aquellos utilizados en radioterapia adaptativa, en la cual el plan de tratamiento es modificado en tiempo real según las modificaciones que haya presentado el paciente o el tumor. Ejemplos de estos sistemas son el mismo sistema OBI y el equipo Tomoterapia, el cual realiza una tomografía helicoidal a la par de que imparte el tratamiento.

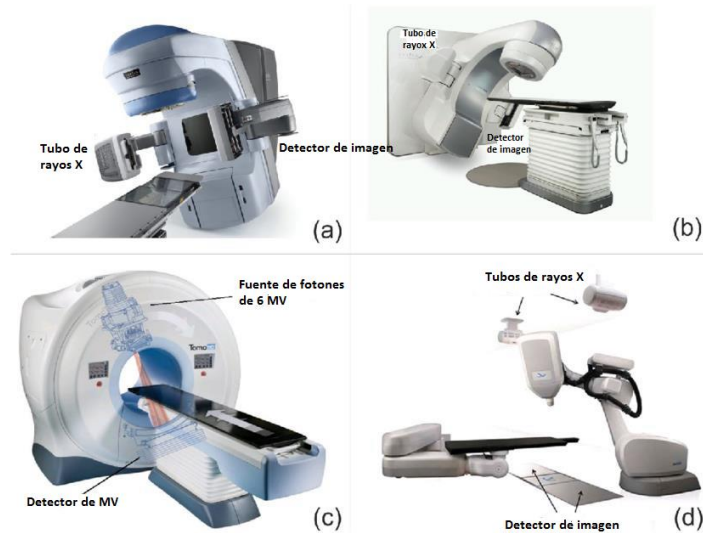


Figura 2.8 Diferentes sistemas de imagen usados en IGRT. a) Sistema OBI de kilovoltaje para verificación antes de la impartición de tratamiento, b) Sistema EPID de MV usado principalmente para verificación dosimétrica y posicionamiento del paciente, c) Sistema de tomoterapia, el cual genera imágenes de tomografía helicoidal de MV, d) Sistema de radiografía ortogonal usado antes de los sistemas OBI (Nobah et al., 2014)

### 2.3. Sistemas de formación de imagen: Tomografía Computarizada

Como se explicó en la sección anterior para realizar IGRT es indispensable contar con un sistema de CT. En esta sección se hablará acerca del proceso físico para la formación de imagen de CT (y CBCT), así como las pruebas de calidad de imagen en esta modalidad y los algoritmos computacionales utilizados en la reconstrucción de imagen.

La imagen CT se remonta a la década de 1970 cuando G. N. Hounsfield presentó el primer prototipo de un sistema de CT (Richmond, 2004) el cual ofrecía imágenes de baja calidad (Figura 2.9) y en tiempos considerablemente largos (varios minutos). A pesar de estas limitaciones, dicho sistema desencadenó el desarrollo de la imagenología médica digital que evolucionó hasta los escáneres modernos que ofrecen excelentes imágenes anatómicas en segundos. Dados los grandes avances tecnológicos, el uso de la imagen de CT se ha extendido por todo el mundo y es una de las modalidades de imagen más usadas y extendidas en el diagnóstico médico.



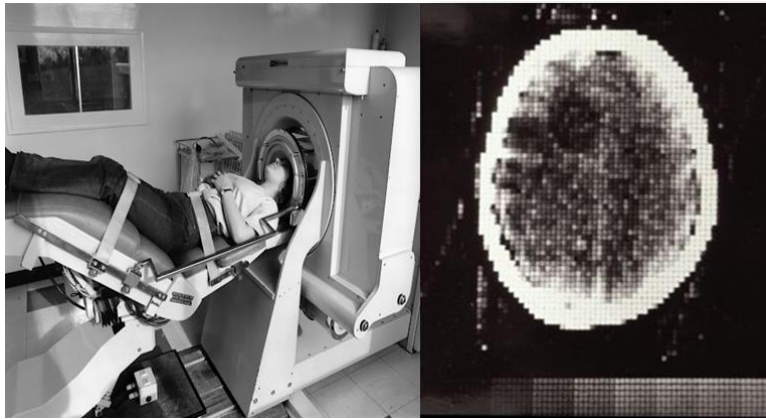


Figura 2.9 Primer CT de uso clínico (izquierda) y primera imagen de CT (derecha) (Atkinson Morley's Hospital, UK, 1971) adquirida con el tomógrafo de Hounsfield, marcó el inicio de la era de la imagenología digital.

Los equipos de CT han evolucionado a través de los años pasando por varias generaciones. A continuación, se muestra un resumen de cada generación y los principales cambios que estos han sufrido.

*Primera generación.* Constaba de un tubo de rayos X con un haz colimado (tipo lápiz) alineado a un detector de centelleo. Entre el tubo de rayos X y el detector se colocaba la muestra a escanear y, tanto el tubo de rayos X como el detector, se trasladaban a lo largo de toda la muestra formando una proyección paralela. Después el tubo y detector giraban de forma sincronizada y se repetía el movimiento de traslación para generar otra proyección; obteniendo de esta forma un conjunto de proyecciones paralelas en una órbita de 360° (Figura 2.10) (Bushberg, 2012).

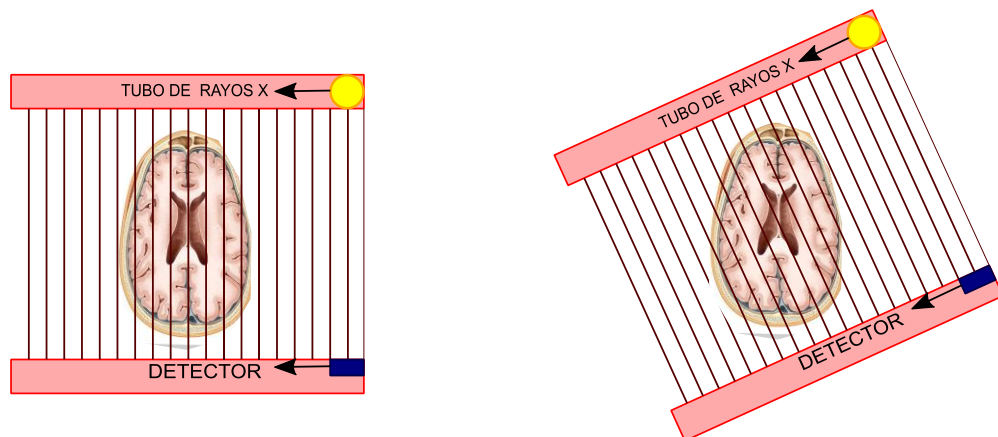


Figura 2.10 Primera generación de un equipo de imagen CT, el cual hace uso de un haz paralelo que se traslada a lo largo de la muestra para después rotar y adquirir una serie de proyecciones; en el ejemplo se observan dos ángulos de proyección.

---

Debido al simple diseño del CT de primera generación los tiempos de adquisición eran muy tardados. Por lo que de forma rápida fueron remplazados.

*Segunda generación.* En esta segunda generación se utilizó un haz de rayos X en forma de abanico (ángulo de  $10^\circ$ ) y una fila de detectores (alrededor de 30 detectores) del lado opuesto (T. M. Buzug, 2008). Este sistema, al igual que el de primera generación, implementaba movimientos tanto de traslación como de rotación, pero se reducían los tiempos de adquisición debido a que la apertura del haz permitía abarcar un mayor volumen de la muestra.

*Tercera generación.* Al igual que en la segunda generación se usó un haz en forma de abanico, pero de geometría más ancha ( $30^\circ - 40^\circ$ ) y utilizaba una mayor cantidad de detectores en el lado opuesto de tal forma que la muestra quedaba dentro del campo de vista (FOV) del haz, de esta forma se evitaban los movimientos de traslación y el sistema tubo-detectores rotaban alrededor de la muestra (Figura 2.11) (Bushberg, 2012; T. M. Buzug, 2008).

*Cuarta Generación.* Consiste en un tubo de rayos X de tercera generación, y un arreglo circular de detectores por lo que solo requiere girar el tubo de rayos X alrededor de la muestra (Bushberg, 2012).



*Figura 2.11* CT de tercera generación en el cual se usó un haz de abanico que cubre la muestra totalmente para solo girar alrededor de una órbita adquiriendo las proyecciones (izquierda). CT de cuarta generación en el cual se tiene una órbita completa de detectores para reducir el movimiento mecánico de estos y así solo rotar el tubo de rayos X (derecha).

Después de estas generaciones de CT surgió el CT helicoidal, el cual presenta un movimiento en forma de hélice producido por la traslación axial de la camilla; esta estrategia de adquisición permite hacer reconstrucciones sobre el eje axial y obtener imágenes de cuerpo entero. El CT multicorte consta de un arreglo múltiple de detectores y un haz de rayos X más ancho (Bushberg, 2012), lo que permite obtener un tamaño de corte igual al ancho del detector (Figura 2.12), así como a abarcar un volumen de reconstrucción mayor.

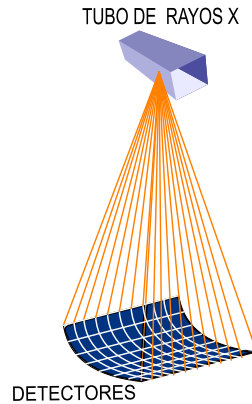


Figura 2.12 Haz de rayos X de CT multicorte el que se utiliza un haz más ancho para cubrir una rebanada de mayor tamaño.

Recientemente la tomografía de haz de cono (CBCT) ha sido implementado (Scarfe and Farman, 2008; T. M. Buzug, 2008), en la cual se utiliza un haz sin colimar (en forma de cono) y de lado opuesto un detector de panel plano (Figura 2.13) .

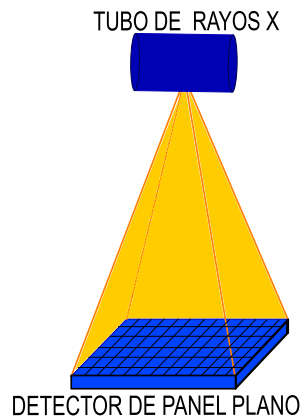


Figura 2.13 Sistema de tomografía de haz cono, en el cual se adquieren proyecciones bidimensionales para posteriormente reconstruir una imagen tridimensional.

La formación de la imagen de CT se basa en dos principios físicos: la atenuación de un haz de fotones (que fue discutido en la sección 2.1.1) y el segundo la detección de la radiación.

El detector de radiación, junto al tubo de rayos X, es quizás el elemento más importante en CT ya que de él depende directamente la calidad de imagen que se obtiene con el sistema. En CT se utilizan principalmente dos tipos de detectores: de *centelleo* y de *estado sólido* (Bushberg, 2012).

*Detectores de centelleo.* Son materiales luminiscentes los cuales, al ser excitados con rayos X, emiten luz con una intensidad proporcional a la energía absorbida (Knoll, 2000). Los materiales más

---

utilizados para CT son NaI:Tl, CsI:Tl y CdWO<sub>4</sub>. Estos centelladores son acoplados a fotodiodos para detectar la luz visible que se emitió y conseguir una señal eléctrica (Figura 2.14). Este tipo de detección tiene como principales ventajas su alta eficiencia de conversión y un precio relativamente accesible.

*Detectores estado sólido.* Son detectores de detección directa; esto quiere decir que la radiación es convertida directamente a una señal eléctrica (sin pasar por la emisión de luz), fotodiodos convencionales son hechos principalmente de silicio (Si) o germanio (Ge) y el proceso de conversión de luz a una señal eléctrica es gracias a su propiedad semiconductor, debido a que cuando la radiación incide en ellos se genera una avalancha de pares electrón-hueco, por lo que electrones en la banda de valencia pasan a la banda de conducción y producen una corriente eléctrica (Knoll, 2000; Turner, 2007). Las ventajas de este tipo de detección son: una mayor eficiencia cuántica y ser inmunes a campos magnéticos.

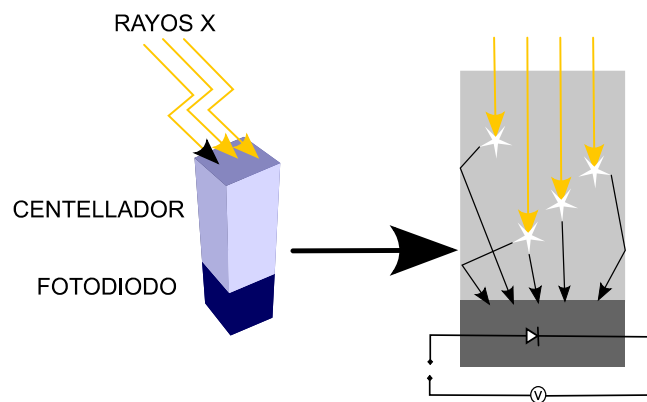


Figura 2.14 Detector de centello y mecanismo de detección. Los fotones de rayos X producen fotones ópticos en el cristal los cuales son convertidos a una señal eléctrica a través de un circuito fotodetector.

*Haz de rayos X.* Como se ha planteado anteriormente en CT se utiliza un haz de kilovoltaje generado por un tubo de rayos X; los tubos de rayos X usados en CT tienen una mayor potencia (5-7 MJ) en comparación con los tubos usados en radiografía convencional (<1 MJ). Estos tubos de rayos X utilizan un ánodo de tungsteno y filtros de endurecimiento de diferentes materiales (aluminio, cobre, estaño) y típicamente son operados entre 80-140 kV (Bushberg, 2012; Nikolaou et al., 2019). Al ser endurecidos, el espectro de rayos X resultante tiene una energía efectiva entre 40-60 keV en CT (Tofts, 1981) e incluso en CBCT puede llegar a ser mayor (60-80 keV) (Sajja et al., 2020). En la Figura 2.15 pueden observarse diferentes espectros usados en CT.

A estas energías y en tejidos suaves, los efectos fotoeléctrico y Compton presentan una codominancia. Como se vio en la sección 2.1.1 el efecto Compton solo depende de la densidad electrónica del medio, por lo cual las imágenes de CT van a estar muy relacionadas con las densidades electrónicas del medio, lo cual es fundamental en planeación en radioterapia.

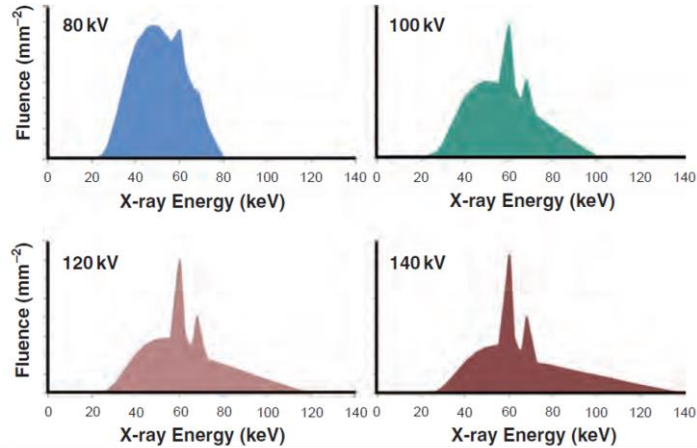


Figura 2.15 Espectros de kilovoltaje utilizados en CT. Se puede apreciar el uso de filtros para eliminar las bajas energías y optimizar el haz de radiación. El uso de diferentes espectros es para los diferentes protocolos de adquisición de imagen que existen en clínica. Imagen tomada de (Bushberg, 2012).

Tal como se mencionó, los haces usados en CT son endurecidos a través del uso de filtros, con el fin de eliminar las componentes de energías bajas ya que no aportan a la imagen radiológica y solo aumentan la dosis al paciente. Los filtros también se utilizan para evitar el endurecimiento del haz en el paciente, lo cual como veremos más adelante produce artefactos no deseados. Dentro de estos filtros el que es quizá el más importante es el filtro de moño (*bow-tie*), el cual tiene la función de modular la forma del haz en su dirección longitudinal con el fin de disminuir la dosis al paciente en regiones con menor tejido y endurecer el haz en su región central, esto con el fin de evitar los artefactos por endurecimiento (T. M. Buzug, 2008).

A continuación, se describen los principios de reconstrucción de la imagen de CT a partir de las proyecciones adquiridas.

*Reconstrucción tomográfica.* La reconstrucción tomográfica consiste en obtener una imagen tridimensional a partir de datos registrados por los detectores durante el escaneo de la muestra o paciente.

Para iniciar, definamos el concepto de *proyección* en tomografía. Se conoce como proyección a la transformación logarítmica de la medida de la intensidad  $I_i$  (2.16) registrada por el  $i$ -ésimo detector y normalizada por la intensidad inicial  $I_0$  del haz (2.17). Esta proyección  $p_\theta(s)$  representará la integral de línea que pasa a través de un medio con coeficientes lineales de atenuación  $\mu_j$  (Figura 2.16).

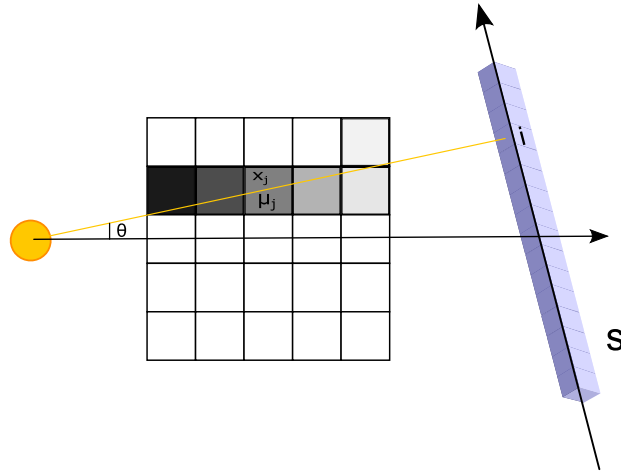


Figura 2.16 Proyección para un haz colimado que en su trayectoria atraviesa una serie de tejidos con diferente coeficiente de atenuación para finalmente ser detectado y producir una señal.

$$I_i = I_o \exp\left(-\sum_j \mu_j x_j\right) \quad (2.16)$$

$$p_\theta(s) = -\ln\left(\frac{I_i}{I_o}\right) = \sum_j \mu_j x_j \quad (2.17)$$

Donde  $x_j$  es la distancia que atraviesa el rayo sobre un material con coeficiente  $\mu_j$ ,  $s$  es la coordenada ortogonal a la dirección del rayo, el conjunto  $p_\theta(s)$  forma un espacio bidimensional conocido como *sinograma* que contiene todas las proyecciones necesarias para reconstruir la imagen tomográfica. El formalismo matemático utilizado para pasar del espacio físico representado por las coordenadas  $(x, y)$  al sinograma representado por las coordenadas  $(s, \theta)$  se conoce como *Transformada de Radón* (Cormack, 1963), este sistema se ve representado en la (Figura 2.17).

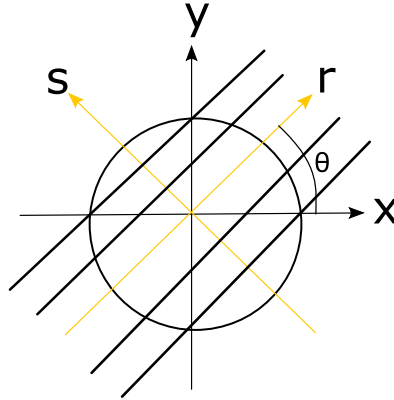


Figura 2.17 Sistema de coordenadas rotado usado en la transformada de Radón en el cual una serie de datos en el plano  $(x, y)$  son transformada a un espacio  $(s, \theta)$ , siendo este último las coordenadas de las proyecciones.

$$p_{\theta}(s) = \int_{L_{r,\theta}} \mu(r \cos \theta - s \sin \theta, r \sin \theta + s \cos \theta) dr \quad (2.18)$$

La Figura 2.18 se muestra un ejemplo de un maniquí computacional representado por dos tejidos con diferente coeficiente másico de atenuación ( $0.5 \text{ cm}^{-1}$  el fondo y  $0.8 \text{ cm}^{-1}$  el círculo interno) al cual se le aplicó una transformada de Radón en  $360^\circ$  para obtener su respectivo sinograma.

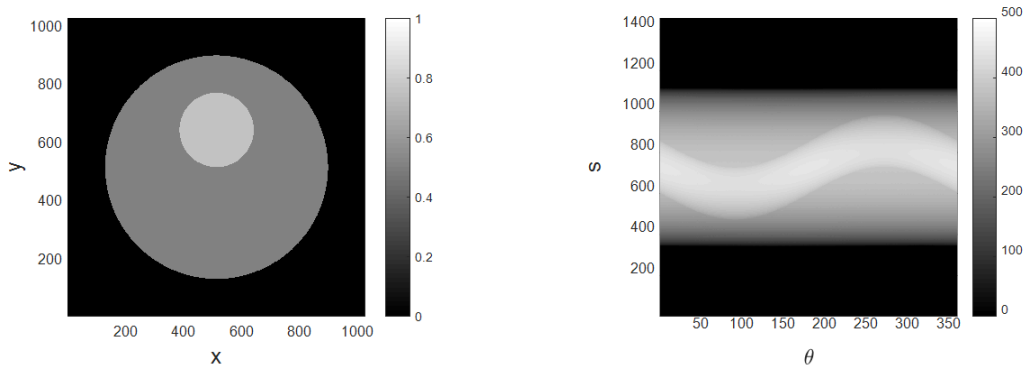


Figura 2.18 Maniquí con dos tejidos diferentes, siendo el círculo externo un medio menos atenuante que el círculo interno (izquierda) y sinograma (arreglo bidimensional de las proyecciones) donde se aprecia que existen 2 componentes (derecha).

Una vez que se tiene el sinograma construido, para obtener la imagen original se debe realizar una *retroproyección*, es decir, construir un operador inverso tal que usando las proyecciones  $p_{\theta}(s)$  se recupere la imagen  $\mu(x, y)$ . Para ello partiremos del *teorema de corte central* (2.19), el cual establece que existe una equivalencia entre la transformada de Radón y la transformada bidimensional de Fourier (Bracewell, 2003).

---


$$P_\theta(k, \theta) = F(k_x, k_y) \quad (2.19)$$

Usando este teorema es sencillo reconstruir usando la transformada inversa en dos dimensiones (2.20)-(2.23)

Primero se obtiene la transformada de Fourier unidimensional  $P(k, \theta)$  de las proyecciones medidas  $p_\theta(s)$ .

$$P(k, \theta) = \mathfrak{F}\{p_\theta(s)\} \quad (2.20)$$

Se interpola la función anterior para poder pasar de coordenadas polares a cartesianas.

$$P(k_x, k_y) = P(k, \theta) \quad (2.21)$$

Posteriormente, se define la función  $F(k_x, k_y)$  como la transformada de Fourier bidimensional de los coeficientes lineales de atenuación  $\mu(x, y)$ .

$$F(k_x, k_y) = \iint \mu(x, y) e^{2\pi i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (2.22)$$

Usando la equivalencia del teorema del corte central (2.19), usamos la transformada inversa bidimensional de la función  $P(k, \theta)$  para obtener los coeficientes lineales de atenuación, es decir, la imagen reconstruida.

$$\mu(x, y) = \mathfrak{F}^{-1}\{F(k_x, k_y)\} = \mathfrak{F}^{-1}\{P(k_x, k_y)\} \quad (2.23)$$

A pesar de ser un método analítico y exacto, esta fórmula de reconstruir tiene problemas debido a que en la práctica se trabaja con datos discretos, por lo que hay que hacer un proceso de interpolación el cual puede causar algunos problemas reflejados como artefactos sistémicos en las imágenes, debido a cálculos erróneos o inexactos cuando las funciones a interpolar no son lo suficientemente suaves. Por lo tanto, no es un método práctico de implementar; para solucionar el problema se ha desarrollado un método conocido como *retroproyección*.

*Retroproyección.* El operador de retroproyección se refiere a asignar el valor de la proyección  $p_\theta(s_i)$  a todos los pixeles/voxels que atraviesa la recta que une a la fuente con el  $i$ -ésimo detector y posteriormente sumar todas las retroproyecciones (Figura 2.19).

El reconstruir mediante retroproyección no se genera una imagen exacta a la original, debido a que este método genera borrosidad. La borrosidad es un artefacto representado como una sombra alrededor del borde de una estructura que produce.

La borrosidad se produce porque si se tiene un objeto puntual, representado matemáticamente por  $\mu(x, y) = \delta(x)\delta(y)$  al proyectar y retroproyectar esta función se obtiene una función  $b(r) = \frac{1}{r}$  donde  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . La función  $b(r)$  representa la función de respuesta a un impulso (PSF, por point spread function). La PSF describe como el sistema propaga la información de entrada en sus coordenadas espaciales; su equivalente en el espacio de frecuencias corresponde a la función de transferencia de modulación  $MTF(k) = |\mathfrak{F}\{\text{PSF}(r)\}|$ . Para este caso la  $MTF(k) = \frac{1}{k}$ , esta función indica que el contenido en frecuencia no se transmite de forma homogénea; siendo las frecuencias altas las más afectados. Dado que en una imagen los bordes representan cambios bruscos de



intensidad se asocian con frecuencias altas y es por esta razón que la borrosidad se presenta como un desenfoque de bordes (Zeng, 2010).

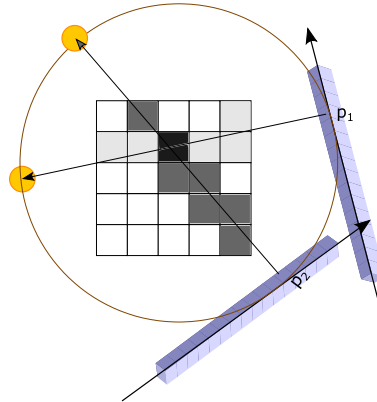


Figura 2.19 Retroproyección, se asigna la señal  $p_i$  a todos los píxeles que atraviesa el rayo que uno el detector con la fuente y se suman para todas las proyecciones. Ejemplo de dos retroproyecciones.

**Retroproyección filtrada.** Para solucionar el problema de la borrosidad es necesario filtrar las proyecciones (Zeng, 2010). La borrosidad que aparece en la imagen  $g(x, y)$  es equivalente a la convolución entre el objeto original y la función  $1/r$ , por lo que haciendo uso del teorema de la convolución se tiene (2.24)-(2.26) (Bracewell, 2003).

En el plano  $xy$  se realiza una convolución bidimensional con una función  $1/r = 1/\sqrt{x^2 + y^2}$

$$g(x, y) = \mu(x, y) * \frac{1}{r} \quad (2.24)$$

Se aplica una transformada de Fourier bidimensional a la expresión anterior aplicando el teorema de la convolución. Obteniendo

$$G(k_x, k_y) = F(k_x, k_y) \times \mathfrak{F}\left\{\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}}\right\} = F(k_x, k_y) \times \frac{1}{A|k|} \quad (2.25)$$

siendo  $A$  una constante de normalización. Se despeja  $F(k_x, k_y)$  de la expresión anterior y se calcula transformada de Fourier bidimensional para obtener la imagen reconstruida.

$$\mu(x, y) = \mathfrak{F}^{-1}\{A|k| \times F(k_x, k_y)\} \quad (2.26)$$

La ecuación (2.26) se conoce como la retroproyección filtrada (FBP), cuyo filtro es un filtro tipo rampa y  $A$  es una constante de normalización. Este representa uno de los métodos de reconstrucción más utilizados en imagenología (no solo en CT) por su práctica y sencilla aplicación. La Figura 2.20 muestra el flujo de trabajo de una reconstrucción con FBP.

La reconstrucción que hemos visto hasta ahora es útil en geometría de haz paralelo. Para pasar al caso de haz de abanico hay que corregir las proyecciones por un factor que compense la diferencia

de longitud entre ambas geometrías; mientras que en haz paralelo todos los rayos mantienen la misma distancia fuente-detector, en un haz de abanico se debe corregir por la longitud de este mediante un factor que involucra la divergencia del haz que aumenta con el cuadrado de la distancia.

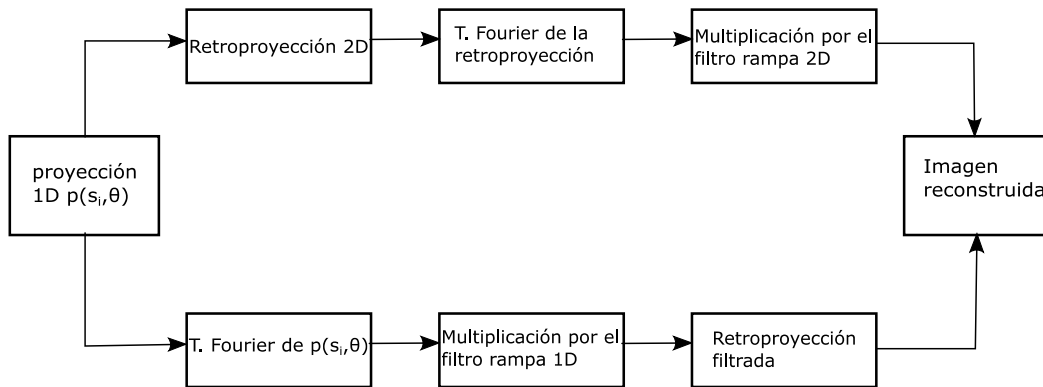


Figura 2.20 Esquema de reconstrucción con el método FBP mediante dos vías. Vía superior: primero se retroproyecta y se obtiene la transformada de Fourier para después filtrar e invertir la transformada; vía inferior: primero se transforma en Fourier y se filtra, para después sumar las retroproyecciones filtradas.

En el caso de tener una geometría de haz de cono, la FBP tiende a fallar a distancias lejanas del plano central de reconstrucción. Este problema se soluciona usando el método de Feldkamp-Davis-Kress (FDK) (Feldkamp et al., 1984; Xing and Zhang, 2007). El algoritmo FDK trata el problema de la reconstrucción como un problema de haz de abanico y para ello generaliza la FBP bidimensional a un caso tridimensional. El algoritmo consta de los siguientes pasos.

1. Partiendo de un punto focal  $S$ , se asigna el valor de la proyección registrada en el pixel  $B(u, v)$  del detector a un voxel  $x$  del volumen de reconstrucción (Figura 2.21).

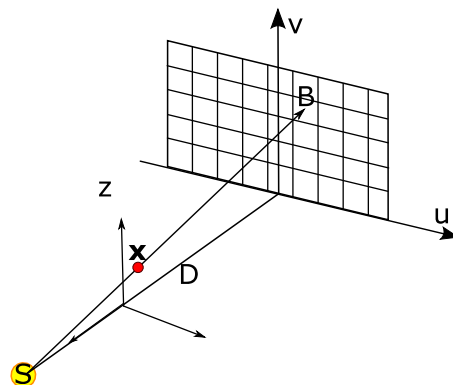


Figura 2.21 Algoritmo FDK: Paso 1. Proyección de un voxel  $x$  en el plano de detección.

- La proyección  $p(t, u, v)$  registrada en el punto  $B(u, v)$  es ponderada por el coseno del ángulo  $\theta$  que forma el plano central con la recta  $\overline{BS}$  (2.27).

$$\hat{p}(t, u, v) = p(t, u, v) \cos \theta = p(t, u, v) \left( \frac{\sqrt{D^2 + u^2}}{\sqrt{D^2 + u^2 + v^2}} \right) \quad (2.27)$$

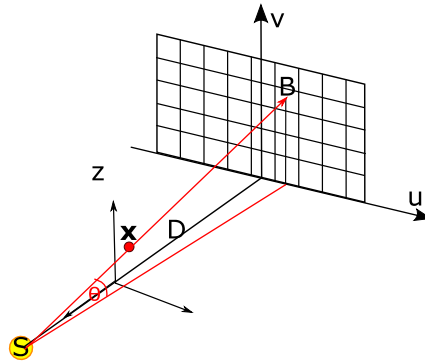


Figura 2.22 Algoritmo FDK: Paso 2. Ponderación de la proyección por un factor correspondiente a  $\cos \theta$ .

- Se repite el paso anterior para todos los píxeles de una línea horizontal (Figura 2.23).
- Se filtran las proyecciones  $\hat{p}(t, u, v)$  con el filtro rampa (o algún otro) y se realiza la retroproyección usando geometría de haz de abanico.

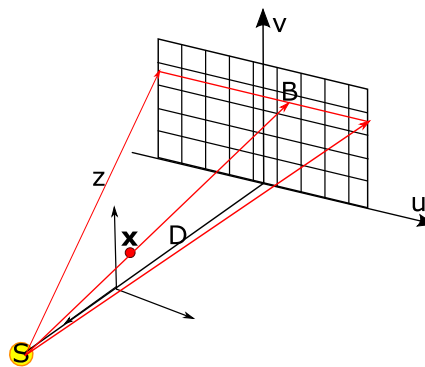


Figura 2.23 Algoritmo FDK: Paso 3. Suma de las retroproyecciones ponderadas y filtradas.

A pesar de que los algoritmos de FBP y FDK son los más utilizados, recientemente se ha extendido el uso de algoritmos iterativos los cuales surgen del área de medicina nuclear (PET y SPECT) (Bruyant, 2006.; Vandenberghe et al., 2001). Estos métodos parten de principios de optimización (minimización) de funciones de gasto o funciones de índole estadística. El proceso de reconstrucción iterativo sigue los siguientes pasos (Figura 2.24).

1. Estimación de una imagen inicial, puede ser una matriz de 0s o de 1s, dependiendo si el algoritmo es aditivo o multiplicativo.
2. Proyección de la imagen al primer ángulo registrado.
3. Comparación la diferencia entre la proyección original y estimada.
4. Retroproyección de la diferencia entre los valores anteriores y se ajustan los valores de la imagen inicial. Para obtener una mejor estimación.
5. Repetición de los pasos 1-4 para cada ángulo de proyección.
6. Repetición de los pasos 1-5 para una nueva iteración.
7. Convergencia del proceso cuando la diferencia entre la proyección original y estimada tiende a 0.

Otros algoritmos implementados y utilizados comercialmente en CT y CBCT son aquellos basados en *Penalización de Mínimos Cuadrados Ponderados* (PLWS, por sus siglas en inglés) (Gao, 2016; Hara et al., 2009; Wang et al., 2008). Esta clase de algoritmos buscan optimizar una función de gasto (2.28) la cual se compone de dos términos. El primer de ellos relacionado a la estadística de la medición de los datos, el cual es representado a través del MSE (error cuadrático medio) o la varianza, y un segundo término de penalización y/o regularización, el cual toma información *a priori* para restringir el espacio solución y que el método converja (Tian et al., 2011).

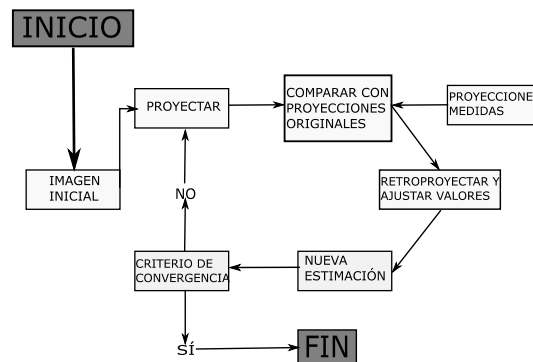


Figura 2.24 Proceso de reconstrucción iterativo en el cual se debe fijar un criterio de convergencia el cual sirve para dar fin a las iteraciones.

La imagen con la mejor expectación será aquella que minimice la función de gasto, es decir,  $x^* = \operatorname{argmin}\{\Phi(x)\}$ . Para construir la función de gasto es necesario tener el conjunto de proyecciones  $p_i$  (y en el caso de CBCT deben estar ponderadas) y estimar su varianza  $\sigma_i^2$  a partir de distribuciones de probabilidad (para el caso de una estadística de Poisson  $\sigma_i^2 = e^{-p_i}/N_{i,0}$ ). Las componentes  $a_{ij}$

de la matriz del sistema pueden calcularse como la longitud del rayo que une el punto focal con el  $i$ -ésimo elemento de la proyección y que intercepta al  $j$ -ésimo voxel de la imagen, lo cual es calculado con métodos de trazado de rayos (Siddon, 1985). En cuanto a los métodos de regularización existen diferentes funciones que funcionan en mayor o menor medida como son: variación total, regularización de Tikhonov, penalización anisotrópica de borde etc. (Sun et al., 2015; Tian et al., 2011). Cabe resaltar que estos métodos son altamente dependientes del parámetro de regularización  $\beta$  el cual se obtiene de manera heurística.

$$\Phi(x_j) = (p_i - Ax_j)^T \Sigma^{-1} (p_i - Ax_j) + \beta R(x_j) \quad (2.28)$$

Donde cada componente corresponde a

|                       |  |
|-----------------------|--|
| $\Phi(x_j)$           | Función de gasto   |
| $p_i$                 | Valor del $i$ -ésimo elemento del sinograma              |
| $A$                   | Matriz del sistema                                       |
| $x_j$                 | Voxel $j$ -ésimo de la imagen                            |
| $\Sigma = \sigma_i^2$ | Matriz diagonal cuyos elementos son la varianza de $p_i$ |
| $\beta$               | Parámetro de regularización                              |
| $R(x_j)$              | Función de regularización                                |

### 2.3.1. Calidad de imagen

En la sección anterior se profundizó en las generalidades de la tomografía computarizada y CBCT, haciendo énfasis en la reconstrucción tomográfica que es tema central de este trabajo. A continuación, se describirá en detalle la forma objetiva de evaluar la calidad de imagen a través de figuras mérito (Bushberg, 2012; Lechuga and Weidlich, 2016; T. M. Buzug, 2008).

*Resolución espacial.* La resolución espacial en CT es una propiedad fundamental de las imágenes, entre los factores que determinan la resolución se encuentran la mancha focal del tubo de rayos X, dimensiones y distribución de los y distribución, factor de magnificación, así como factores como el algoritmo, filtro de reconstrucción y movimientos mecánicos del soporte. La medida de la resolución espacial en el plano axial se realiza a través de un patrón de barras (Figura 2.25), utilizando un maniquí de calibración como el del ACR (Mutic et al., 2003) y de tal forma que la resolución espacial es presentada como pares de línea por mm (pl/mm). De forma cualitativa la resolución espacial queda dada por la *Función de Transferencia de Modulación* (MTF, por Modulation Transfer Function), la cual se calcula a partir del valor absoluto de la transformada de Fourier de la *Función de Respuesta a una Línea* (LSF, por Line Spread Function), la cual se puede obtener experimentalmente obteniendo la imagen de un alambre metálico.

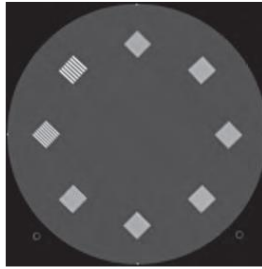


Figura 2.25 Patrones de barras para medida de resolución espacial en CT (Bushberg, 2012)

**Ruido.** En CT se conoce como ruido a las fluctuaciones estadísticas que tiene una imagen y se presenta como un moteado (textura) en la imagen. Este ruido puede ser evaluado de manera visual usando un maniquí homogéneo y utilizando las curvas de detalle-contraste. Estas curvas se obtienen a partir de la evaluación visual de una imagen de un maniquí conocido como *CD phantom* el cual se compone de un fondo homogéneo insertos cilíndricos. Estos insertos varían de forma suave y monótona en el tamaño de su diámetro y en el coeficiente lineal de atenuación. El fin de la prueba es identificar el cilindro más pequeño que puede observarse para cada conjunto de cilindros con mismo coeficiente lineal de atenuación (Thomas et al., 2005). De manera cuantitativa el ruido se determina tomando una región de interés (ROI, por sus siglas en inglés) y evaluando su media  $\mu$  y su desviación estándar  $\sigma$ . De esta manera se obtiene el cociente señal a ruido  $SNR = \mu/\sigma$ .

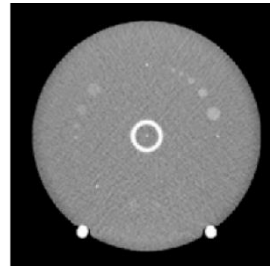


Figura 2.26 Módulo de maniquí CIRS usado para evaluación de curvas detalla contraste (izquierda) e imagen de CT del módulo (derecha) (CIRS, Inc. 2013)

Así como la  $MTF(f)$  muestra la eficiencia del sistema para transmitir las frecuencias, el espectro de potencias de ruido  $NPS(f)$  muestra en el dominio de frecuencias cómo se propaga el ruido en una imagen. El  $NPS(f)$  se calcula a partir de una imagen de un módulo uniforme  $I(x, y)$ , a la cual se le resta su valor medio  $\bar{I}$ , para así tener una imagen con media cero; seguido de esto se toma el módulo al cuadrado de la transformada de Fourier bidimensional imagen y se normaliza por un factor dependiente del tamaño del pixel y área de la ROI, tal como se muestra en la siguiente ecuación (Friedman et al., 2013).

$$NPS(f_x, f_y) = |\mathfrak{F}\{I(x, y) - \bar{I}\}|^2 \quad (2.29)$$

*Contraste.* El contraste es la propiedad de una imagen para poder detectar diferencias entre un objeto y el fondo que lo rodea y se ve afectado por procesos físicos como radiación dispersa y no uniformidad en la detección. Esta propiedad es evaluada mediante el cociente contraste ruido (*CNR*, por Contrast-to-Noise Ratio). Para una evaluación objetiva del contraste es necesario normalizar por el ruido de la imagen, porque el ruido reduce la visibilidad y afecta de forma intrínseca el contraste entre estructuras. El contraste puede mejorarse a través del uso de rejilla antidispersora y se ve afectado por los filtros de endurecimiento.

### 2.3.2. Artefactos en CT y CBCT

Dentro de CT y CBCT las imágenes son propensas a sufrir ciertos artefactos, los cuales son estructuras que aparecen en una imagen y no representan la realidad del objeto escaneado, pueden deberse a procesos físicos, la técnica de reconstrucción o movimientos durante la adquisición de las imágenes (Barrett and Keat, 2004; Schulze et al., 2011; T. M. Buzug, 2008). Entre los procesos físicos se encuentran los causados por el *endurecimiento de haz*. Otro tipo de artefactos provienen del hecho que en FBP se considera un haz monoenergético, en tanto que en tomografía se utiliza un haz polienergético, por lo que la ecuación (2.17) se puede reescribir de la siguiente forma (suponiendo un maniquí homogéneo) (2.30).

$$p_{poly} = -\ln\left(\sum_{i=1}^n \phi_i e^{-\mu_i x}\right) \quad (2.30)$$

Donde se tiene que

|          |   |
|----------|---|
| $\phi_i$ | Intensidad del i-ésimo bin de energía del espectro.                               |
| $\mu_i$  | Coefficiente de atenuación correspondiente al i-ésimo bin de energía del espectro |

Mientras la proyección monoenergética mantiene una relación lineal con el espesor de materia  $p_{mono} = \mu x$ , la proyección polienergética mantiene una relación sublineal, por lo cual al realizar la reconstrucción se obtiene un coeficiente de atenuación menor al centro del maniquí que en la periferia de este. A este artefacto se le conoce como *efecto copa* (Barrett and Keat, 2004).

La Figura 2.27 muestra las diferencias entre una proyección monoenergética y polienergética dependiendo el espesor de agua que atraviesa para un espectro de un tubo de rayos X con ánodo de tungsteno a 50 kVp (izquierda), también muestra el efecto copa en la imagen debido a que al centro del maniquí hay un mayor endurecimiento; por tanto, se obtiene un valor inferior en la proyección lo que se traduce en un coeficiente lineal de atenuación aparentemente inferior.

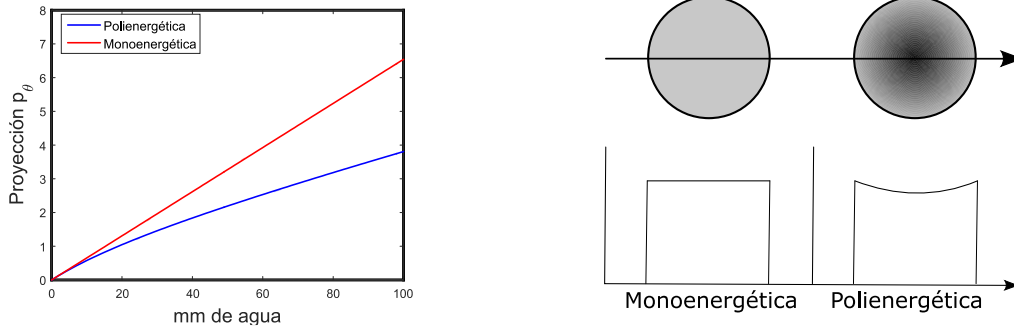


Figura 2.27 Diferencia entre proyección poli y monoenergética para un haz de 50 kV, en la cual se observa la respuesta sublineal debida a un haz polienergético que es endurecido al atravesar materia (izquierda). Perfil de una reconstrucción donde se refleja el endurecimiento de haz en forma de un artefacto tipo copa ocasionado por la subestimación del coeficiente lineal de atenuación (derecha).

**Aliasing.** Este artefacto aparece como rayas alrededor de las estructuras de alta frecuencia debido a un submuestreo de proyecciones. La forma de evitar este artefacto es tomando proyecciones con un menor intervalo angular (Barrett and Keat, 2004).

**Efecto parcial de volumen.** El artefacto ocurre cuando un mismo voxel de la imagen contienen más de un tejido, por tanto, el valor de intensidad de voxel corresponderá a un promedio pesado de los tejidos contenidos en el voxel. La forma de evitar este artefacto es reconstruyendo imágenes con un menor tamaño de voxel y/o espesor de corte (Barrett and Keat, 2004).

**CBCT artefactos.** Además de los artefactos mencionados anteriormente, en CBCT se encuentra que el método de reconstrucción FDK es sensible a maniqués con cambios abruptos en el coeficiente lineal de atenuación en el eje axial. Tal es el caso del maniquí Defrise (Defrise and Clack, 1994), el cual está compuesto de discos de un material atenuador separados entre sí por un material de muy baja densidad (por ejemplo: aire). Los artefactos en CBCT se vuelven más evidentes a medida que se aleja del plano central de reconstrucción.

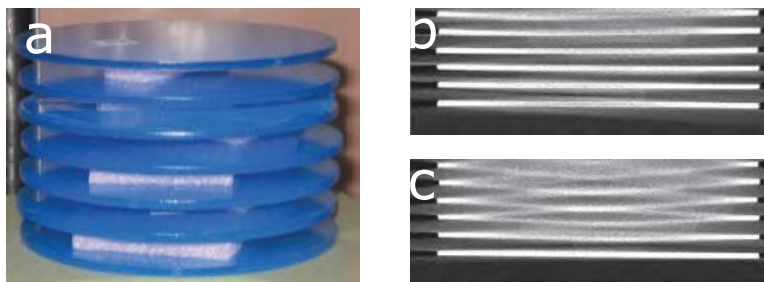


Figura 2.28 a) Maniquí Defrise usado como maniquí de referencia para evaluar artefacto producidos por el algoritmo FDK, b) artefactos mínimos cerca del plano central, c) artefactos más evidentes fuera del plano central.



---

## 2.4. Método Monte Carlo

El método de Monte Carlo (MC) es un conjunto de técnicas utilizadas para modelar procesos físicos a partir del muestreo aleatorio de las variables físicas involucradas que siguen una función de densidad de probabilidad (PDF, por sus siglas en inglés). Para llevar a cabo la simulación MC es suficiente contar con las PDFs de los procesos físicos que se deseen simular y tener un método de muestreo de variables aleatorias a través del uso de número aleatorios/pseudoaleatorios (Kawrakow et al., 2017; Vassiliev, 2017).

### 2.4.1. Muestreo estadístico

Los métodos de muestreo más utilizados son: método inverso y método de rechazo (Kawrakow et al., 2017b; Vassiliev, 2017).

*Método inverso.* En este método, la PDF  $p(x)$  define la probabilidad de tomar un valor  $x$  en un intervalo  $(a, b)$ . Para muestrear la variable  $x$  es necesario encontrar la función de probabilidad acumulada (CDF)  $P(x)$ , la cual requiere toma valores entre 0 y 1, a este valor le llamaremos  $\xi$  (2.31).

$$P(x) = \int_a^x p(x') dx' = \xi \quad (2.31)$$

Ahora bien, de forma analítica o numérica es posible encontrar la función inversa de la CDF y de esta forma muestrear la variable  $x$  a partir de un número aleatorio (pseudoaleatorio)  $\xi$  (2.32).

$$x = P^{-1}(\xi) \quad (2.32)$$

*Método de rechazo.* En este método se generan dos números aleatorios  $\xi_1$  y  $\xi_2$ . El primero de ellos se utiliza para generar un valor en el intervalo  $(a, b)$  (2.33).

$$x = a + \xi_1(b - a) \quad (2.33)$$

El segundo número  $\xi_2$  se usa para decidir si el valor  $x$  será aceptado, mediante el criterio; si  $\xi_2 < PDF(x)$  entonces  $x$  es aceptado.

### 2.4.2. Transporte de radiación

Para el caso del transporte de radiación, es necesario distinguir entre el transporte de partículas no cargadas y partículas cargadas, en particular, fotones y electrones (Kawrakow et al., 2017).

Para cualquier simulación Monte Carlo de transporte de radiación es necesario contar con información del espacio fase de las partículas a simular. El espacio fase se puede representar como una matriz  $\mathbf{M}$  de  $n \times m$ , donde  $n$  es el número de historias (partículas simuladas) y  $m$  los atributos o propiedades de cada partícula. Algunas propiedades pueden ser: energía  $E$ , posición  $\vec{r} = (x, y, z)$ , cosenos directores  $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$ , carga  $q$ , peso (intensidad)  $w$ , entre otros.

Otra información indispensable para la simulación son la geometría y los materiales donde se llevará a cabo el transporte de radiación. La geometría puede estar descrita por medio de curva que definen regiones geométricas y /o por maniqués voxelizados (Salvat, 2006). En cada región o voxel hay un único material del cual se debe tener la información de las secciones eficaces para cada proceso de interacción con la materia.

*Transporte de fotones.* Para seguir el transporte de fotones usando el Método MC debe contar con las secciones eficaces para los procesos de interacción de los materiales en cuestión. Debido a la importancia de las interacciones en esta sección abordaremos el transporte de radiación limitado a los procesos de absorción (efecto fotoeléctrico) y dispersión (dispersión Compton). La Figura 2.29 muestra el flujo de una simulación MC de transporte de fotones. A continuación, se detalla sobre cada proceso de la simulación.

*Paso del fotón.* Esta parte del proceso se refiere a la distancia efectiva que recorre un fotón antes de que sufra alguna interacción. Para el muestreo de esta variable se hará uso de la ecuación (2.14) la cual al ser normalizada toma forma de una PDF. Usando el método de muestreo por función inversa se obtiene que el paso del fotón queda dado por (2.34).

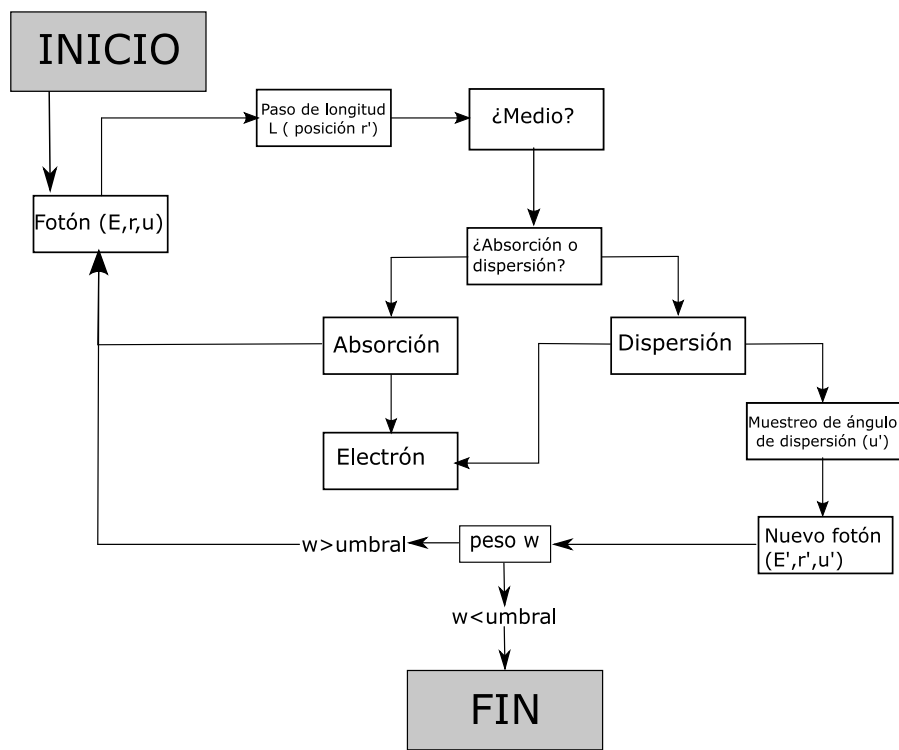


Figura 2.29 Flujo simplificado de una simulación MC de transporte para un solo fotón considerando fenómenos de absorción y dispersión. La simulación completa repite este procedimiento para cada historia a simular.

$$L = -\frac{\ln(\xi)}{\mu} \quad (2.34)$$

siendo  $\vec{r}'$  la nueva posición del fotón.

$$\vec{r}' = \vec{r} + L\vec{u} \quad (2.35)$$

Dependiendo el medio en que se encuentre en el punto  $\vec{r}'$  se cargan los datos de secciones eficaces correspondientes a la energía del fotón y se decide por muestreo de rechazo si el fotón es absorbido o dispersado. Se genera un nuevo número aleatorio  $\xi$  y si cumple la condición  $\tau \leq \mu\xi$  el fotón sufrirá una interacción fotoeléctrica, siendo  $\tau$  el coeficiente de atenuación del efecto fotoeléctrico, en caso contrario el fotón sufrirá una interacción Compton.

Si el fotón sufre una interacción fotoeléctrica, este es, absorbido y se libera un electrón el cual será seguido con las técnicas propias para partículas cargadas. Cabe mencionar que en este caso también es importante tener información de las relajaciones atómicas para el cálculo de los rayos X característicos y electrones Auger.

En el caso de una interacción de dispersión Compton, se muestrea el ángulo de dispersión  $\theta$  usando las secciones eficaces dadas por la ecuación de Klein-Nishina (2.6) y la nueva energía del fotón queda dada por (2.4). De esta forma los nuevos cosenos directores quedan dados por (2.36)-(2.38) (Vassiliev, 2017). El ángulo azimutal se muestrea de la forma  $\phi = 2\pi\xi$ .

$$u'_x = u_x \cos \theta - \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - u_z^2}} (u_x u_z \cos \phi + u_y \sin \phi) \quad (2.36)$$

$$u'_y = u_y \cos \theta - \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - u_z^2}} (u_y u_z \cos \phi - u_x \sin \phi) \quad (2.37)$$

$$u'_z = u_x \cos \theta + \sqrt{1 - u_z^2} \sin \theta \cos \phi \quad (2.38)$$

Si  $u_z = 1$ , las expresiones anteriores se reducen a (2.39)-(2.41).

$$u'_x = \sin \theta \cos \phi \quad (2.39)$$

$$u'_y = \sin \theta \sin \phi \quad (2.40)$$

$$u'_z = \cos \theta \quad (2.41)$$

El electrón que recibe la energía restante en la interacción será seguido (al igual que el fotoelectrón) con las técnicas de la siguiente sección.

Estos son los dos procesos más importantes que ocurren a bajas energías y es la forma de implementar las simulaciones Monte Carlo. En el caso de fotones que presentan producción de pares se muestrean los cosenos directores de cada una de las partículas creadas, siguiendo la conservación de momento y energía.

*Transporte de partículas cargadas.* La principal diferencia entre el transporte de fotones y electrones es que estos últimos presentan alrededor de  $10^6$  interacciones antes de perder toda su energía cinética, pero a diferencia de los fotones. La mayoría de las interacciones que sufren no producen

cambios significativos en sus propiedades (energía o dirección), por lo que realizar simulaciones evento por evento es impráctico. Para solucionar lo anterior se define el concepto de *interacción virtual* la cual es una interacción que condensa varios eventos que en conjunto produjeron un cambio significativo en las propiedades de la partícula.

Las PDFs para estas interacciones virtuales son obtenidas a partir de teorías de dispersión múltiple (Bielajew, 1996) y como resultado de resolver ecuaciones diferenciales de transporte (por ejemplo la ecuación de Boltzmann) (Maslowski et al., 2018; Vassiliev, 2017). Dentro de las teorías de dispersión múltiple encontramos aquellas que explican la pérdida de energía cinética en un medio (Teoría de Landau) y las dispersiones elásticas (Teoría de Goudsmit). Otro enfoque utilizado hoy en día es la *ecuación de Boltzmann* (Maslowski et al., 2018).

Para resolver la ecuación de Boltzmann, se debe contar con un espacio fase 7-dimensional  $\mathbf{x} = (\vec{r}, \vec{u}, E)$ . Se define la función  $S(\mathbf{x})$ , la cual describe la fuente de electrones de forma espacial, angular y espectral. Por conveniencia se cumple que  $\int S(\mathbf{x})d\mathbf{x} = 1$ , para que así la función sea interpretada como una PDF.

Ahora bien, la sección transversal diferencial  $\sigma_s$  se define como la probabilidad de que una partícula que viaja una distancia  $dl$  cambie su dirección de  $\vec{u} \rightarrow \vec{u} + d\vec{u}'$  y su energía de  $E \rightarrow E - dE'$  y está dada por (2.42)

$$\sigma_s(\vec{r}, \vec{u} \rightarrow \vec{u}', E \rightarrow E')dld\vec{u}'dE' \quad (2.42)$$

Y la sección transversal total queda dada por la siguiente integral (2.43).

$$\sigma_s(\vec{r}, E) = \int d\vec{u}' \int dE' \sigma_s(\vec{r}, \vec{u} \rightarrow \vec{u}', E \rightarrow E') \quad (2.43)$$

Usando estas definiciones podemos llegar a la ecuación de Boltzmann (2.44).

$$\begin{aligned} (\vec{u} \cdot \nabla)\Phi(\vec{r}, \vec{u}, E) + \sigma(\vec{r}, E)\Phi(\vec{r}, \vec{u}, E) \\ = S(\vec{r}, \vec{u}, E) \\ + \int d\vec{u}' \int dE' \Phi(\vec{r}, \vec{u}, E)\sigma_s(\vec{r}, \vec{u} \rightarrow \vec{u}', E \rightarrow E') \end{aligned} \quad (2.44)$$

Donde  $\Phi(\vec{r}, \vec{u}, E)$  es la fluencia de partículas y  $\sigma(\vec{r}, \vec{u}, E)$  representa la sección eficaz macroscópica. Analizando la ecuación de Boltzmann, es posible identificar que el primer término del lado izquierdo representa la derivada material de la fluencia, es decir, el flujo de partículas que entran y salen del volumen; el segundo término representa la densidad de colisiones de los electrones con los átomos del medio, es decir, aquellas partículas que interaccionan ya sean por absorción o dispersión. Del lado derecho encontramos a la fuente de electrones más la contribución de partículas dispersadas. De forma más detallada esta ecuación es posible tratarla a través de operadores matriciales que facilitan el cálculo computacional. Es importante mencionar que varios TPS comerciales utilizan este enfoque para el cálculo de las distribuciones de dosis en los pacientes (Maslowski et al., 2018).

### 2.4.3. Técnicas de Reducción de Varianza

Como se mencionó en la sección anterior, el método Monte Carlo involucra generar un gran número de partículas (historias) de tal forma que los parámetros estimados (fluencia, dosis, etc.) en el proceso tengan una incertidumbre asociada baja. La incertidumbre en Monte Carlo es posible calcularla repitiendo varias veces la simulación bajo las mismas condiciones y observando la

variación que tienen los valores de los parámetros estimados. Una de las formas de disminuir la varianza debida al error estadístico en los cálculos Monte Carlo sin aumentar el número de historias simuladas es utilizando *técnicas de reducción de varianza* (VRTs), las cuales son técnicas basadas en procesos físicos y estadísticos (Kawrakow et al., 2017). Algunas de estas técnicas usadas en transporte de radiación son:

*División de partículas.* En una simulación convencional una partícula secundaria es producida debido a la interacción de la partícula primaria. Usando esta técnica la partícula secundaria es reemplazada por  $n$  partículas, las cuales son muestreadas usando la misma función de densidad de probabilidad. Para compensar el hecho de haber generado más partículas de las producidas, a cada partícula se le asigna un valor  $w = 1/n$  (Vassiliev, 2017). Esta técnica puede ser usada en procesos como producción de fotones de bremsstrahlung, producción de fotoelectrones por efecto fotoeléctrico o dispersiones Compton.

En el caso particular de que se aplique la técnica a las interacciones de bremsstrahlung, esta técnica recibe el nombre de *división bremsstrahlung* (BS, por bremsstrahlung splitting) (Figura 2.30) y en ella encontramos 3 opciones (Mohammed et al., 2016): BS direccional (DBS), BS uniforme (UBS) y BS selectivo (SBS). En DBS los fotones generados son muestreados de tal forma que todos queden dentro del tamaño de campo o FOV que define el usuario en la simulación; en UBS los fotones son muestreados en cualquier dirección (en una geometría  $4\pi$ ) con la misma probabilidad; y en SBS, si bien los fotones pueden ser emitidos en cualquier dirección, estos siguen una PDF de tal forma que es más probable que sea emitidos en la dirección del campo definido.

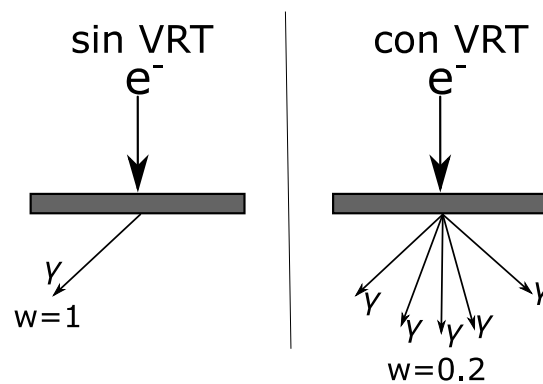


Figura 2.30 Ejemplo de una colisión radiativa sin BS en la cual solo se genera un fotón por interacción (izquierda) y una colisión radiativa usando BS en la cual se muestrean varios fotones con el mismo peso en distintas direcciones (derecha).

*Ruleta rusa (RR).* Contrario a la técnica anterior, la ruleta rusa busca eliminar partículas que son poco probable de contribuir al valor de la magnitud física que se está estimando (fluencia, dosis). El criterio para eliminarlas es definir un valor  $p_s < 1$  denominado probabilidad de supervivencia. Lo siguiente es generar un número aleatorio  $\xi$ , y si  $\xi > p_s$ , la partícula es eliminada; en el caso contrario la partícula sobrevive y su peso aumenta por un factor de  $1/p_s$  para compensar a aquellas partículas que son eliminadas (Kawrakow et al., 2017).

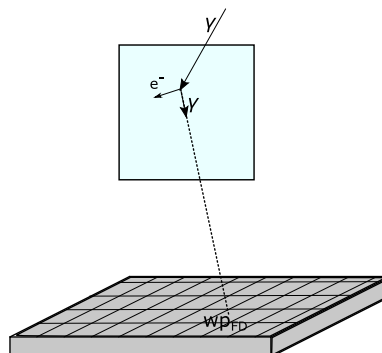
---

*Rechazo por alcance.* Esta técnica es implementada solo en electrones (y positrones) y en geometrías voxelizadas, calcula el alcance del electrón en el medio en el que está, y si este alcance es menor que el tamaño de voxel, la partícula es eliminada y supone que toda su energía cinética fue depositada en ese voxel (Vassiliev, 2017). Esta técnica falla cuando el medio en el que se encuentra el electrón es capaz de producir una cantidad considerable de radiación de frenado y va de la mano con los umbrales de energía que pueden configurarse en los parámetros de la simulación. Los umbrales de energía representan la energía cinética mínima para la cual se seguirá el transporte de una partícula y una vez que la energía cinética cae por debajo de este valor, se asume que la energía fue depositada en ese punto. En algunas simulaciones, por ejemplo, en la simulación de adquisición de imágenes, el transporte electrónico puede ser evitado debido a que los electrones producidos solo contribuyen a la dosis dentro del maniquí y el rendimiento de radiación de frenado es despreciable.

*Forzamiento de fotón.* Esta técnica es usada en fotones para “forzarlos” a sufrir varias interacciones y no decidir si sufre una absorción o dispersión (Kawrakow et al., 2017). En la simulación después que el fotón avanza un paso, este sufrirá una interacción Compton y fotoeléctrica, simultáneamente. Las partículas dispersadas tendrán un peso  $w = \sigma/\mu$  y el fotoelectrón un peso de  $w = \tau/\mu$ .

*Estimador de la longitud de la trayectoria (TLE).* Esta técnica es usada en cálculos dosimétricos y geometrías voxelizadas en las cuales se estima la fluencia como  $\Phi = L/V$  donde  $L$  es la longitud que atraviesa el electrón en el voxel y  $V$  el volumen del voxel, para después calcular la dosis como  $D = \Phi E(\mu_{en}/\rho)$  (Baldacci et al., 2015).

*Detección forzada (FD).* Esta técnica es utilizada principalmente en simulaciones que involucren detección de fotones, como son las simulaciones de adquisición de imágenes. La técnica es aplicada a fotones dispersados (Compton y Rayleigh) e involucra calcular la probabilidad  $p_{FD}$  de que el fotón llegue al detector a través de métodos de trazado de rayos y por tanto, la contribución del fotón a la señal queda dada por  $wp_{FD}$ , siendo  $w$  el peso original del fotón (Figura 2.31). Esta técnica es de gran utilidad cuando se desea estimar la contribución por radiación dispersa en proyecciones utilizadas para reconstrucción tomográfica (Poludniowski et al., 2011).



*Figura 2.31* Esquema de la técnica detección forzada fijada en el cual se calcula la contribución de un fotón dispersado a la señal de un detector. Ampliamente utilizado para estimar la radiación dispersa en simulaciones de imágenes.

---

*Transformación de camino libre medio (MFPT)*. Es una transformación que se aplica a la longitud del camino recorrido por el fotón. Esta transformación permite más interacciones en regiones profundas del maniquí donde es más probable que sucedan interacciones de dispersión (Mainegra-Hing and Kawrakow, 2010).

*Transporte delta*. Es un tipo de transporte aplicado a fotones que no están dirigidos al detector y por tanto existe una menor probabilidad de que contribuyan a la señal del detector. En este método se supone que el medio es homogéneo, siendo el material, un promedio pesado de los materiales que componen el maniquí, se tiene una serie de secciones eficaces efectivas (por ejemplo, el coeficiente másico efectivo  $(\mu/\rho)_{eff}$  (2.45))(Lux, 2018). El método tiende a discrepar cuando en el maniquí hay materiales con coeficientes de atenuación muy diferentes.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{eff} = \frac{\sum_{i=1} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i V_i}{V} \quad (2.45)$$

donde se tiene que

|                                   |  |
|-----------------------------------|--|
| $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i$ | Coficiente másico de atenuación del i-ésimo material |
| $V_i$                             | Volumen del i-ésimo material en el maniquí           |

Una técnica híbrida que combina algunas de las técnicas anteriores es la *división fija (FS)*, la cual consiste en dividir al fotón dispersado en  $N_p$  fotones con un peso  $w = 1/N_p$  (tal como en *división de fotones*). Estos fotones pasan por una prueba de *ruleta rusa* con una probabilidad de supervivencia  $p_s = 1 - 1/N_s$ , por lo que aquellos que sobreviven tienen un peso final  $w = N_s/N_p$  (Mainegra-Hing and Kawrakow, 2010). Aquellos fotones dirigidos al detector son transportados usando *detección forzada* y los que no por *transporte delta*. Algunas técnicas más especializadas basadas en *división fija* son *PDIS* (position-dependent importance splitting) y *RDIS* (región-dependent importance splitting) (Mainegra-Hing and Kawrakow, 2010; Thing and Mainegra-Hing, 2014).

---

## CAPÍTULO 3. MATERIALES Y MÉTODOS

---

### 3.1. Equipo clínico

El equipo clínico que se simuló en este trabajo es un Linac Varian TrueBeam STx (Varian Medical Systems Inc., Palo Alto, CA), el cual es diseñado para tratamientos no convencionales como IMRT, VMAT y radiocirugía. Este equipo es de especial interés porque incorpora dos sistemas de formación de imagen, un sistema EPID y un sistema OBI v1.5. El acelerador es capaz de producir 7 haces de fotones distintos: 2.5 MV, 6 MV, 6 MV-FFF, 10 MV, 10 MV-FFF, 15 MV, 18 MV y 7 haces de electrones: 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV, 16 MeV, 18 MeV, 20 MeV y 22 MeV.



*Figura 3.1* Linac Varian modelo TrueBeam STx cuyos sistemas de imagen (OBI y EPID) se estudian en este trabajo.

#### 3.1.1. Sistema EPID

El sistema EPID con el que cuenta el acelerador es un sistema de detección PortalVision as1200 (Varian Medical Systems, Palo Alto, EU) el cual genera imágenes planas con la posibilidad de reconstrucción tomográfica (en geometría de haz de cono), las cuales son formadas a partir de un haz en la misma geometría del haz de terapia. El sistema de detección puede ser usado con dos haces de fotones, 6 MV para verificaciones dosimétricas de control de calidad y 2.5 MV sin filtro de aplanado (FFF) para imágenes de verificación usadas en IGRT; debido a los fines de este trabajo solo nos centraremos en describir y simular este segundo haz.

El haz de 2.5 MV es un haz sin filtro de aplanado (FFF) con una tasa de dosis fija de 60 UM/min. A continuación, se enlistan algunas características del cabezal del Linac utilizadas para esta configuración.

- Fuente de electrones acelerados a 2.5 MeV.
- Blanco de transmisión de cobre (Cu) de 2 mm.



- Filtro de latón (ZnCu) para disminuir la contaminación electrónica.
- Colimador primario y secundarios de tungsteno (W).
- Colimador multiláminas de alta resolución HDI20.

El detector PortalVision as1200 (Figura 3.2) es un detector de panel plano de detección indirecta con un área activa de  $43.0 \times 43.0 \text{ cm}^2$ , formado por:

1. Una placa de 1 mm de Cu, la cual tienen la función de convertir los rayos X de alta energía en electrones de alta energía.
2. La región de detección, la cual consiste en una pantalla centelladora de  $Gd_2O_2S:Tb$  de 0.34 mm de espesor la cual convierte la energía depositada por los electrones en luz visible.
3. Una matriz de  $1280 \times 1280$  pixeles (0.335 mm/pixel), donde cada pixel se compone de un fotodiodo de silicio amorfo (a-Si) acoplado a un transistor de película fina (TFT).
4. Una capa donde se encuentran los circuitos electrónicos de lectura inmersas en 1 mm de sustrato de vidrio.
5. Un blindaje de plomo (Pb) de 3 mm para evitar que la radiación retrodispersada dañe la electrónica o regrese a la región de detección.

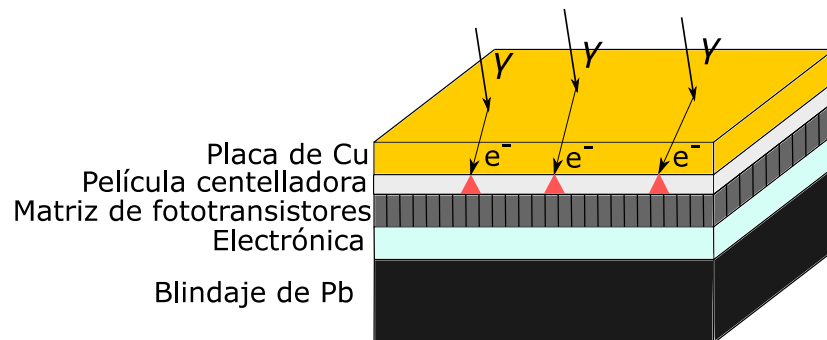


Figura 3.2 Izquierda: Sistema EPID el cual genera imágenes planas a 2.5 MV y funciona también como un sistema de verificación dosimétrica. Derecha: Modelo del detector as1200 (Varian Medical Systems) el cual se basa en un detector de centelleo acoplado a una matriz de fotodetectores.

### 3.1.2. Sistema OBI

El Sistema OBI v1.5 (Figura 3.3) con el que cuenta el acelerador consta de un tubo de rayos X modelo Varian GS 1542, el cual produce un haz de rayos X en forma de cono perpendicular al haz principal y trabaja a una diferencia de potencial entre 40 y 140 kV (Varian Medical Systems, Palo Alto, EU). El tubo de rayos X GS 1542 consta de un ánodo giratorio de tungsteno (95%) y rodio (5%) con una inclinación de  $14^\circ$  y dos tamaños de mancha focal (0.4 mm y 0.8 mm). Además, cuenta con una serie de filtros de endurecimiento, así como dos pares de colimadores secundarios (quijadas) de Pb para conformar el haz cónico. Las especificaciones de estos filtros y colimadores se dan más adelante (sección 3.3.2). Por último, cuenta con un filtro de moño de aluminio, el cual puede ser utilizado en dos modalidades (completo y parcial) con un grosor de 1.5 mm al centro y hasta 22 mm en la periferia.



Figura 3.3 Izquierda: Sistema OBI para generar imágenes de tomografía de haz de cono de kilovoltaje (kV-CBCT). Derecha. Filtro tipo moño usado a la salida del tubo de rayos X para modular el perfil de intensidad de rayos X.

El sistema OBI tiene la capacidad de producir 3 tipos de imágenes: proyecciones 2D, modo fluoroscopia e imágenes CBCT. Las imágenes CBCT pueden ser adquiridas en dos geometrías (Figura 3.4), dependiendo del filtro moño que se utilice, las cuales son *haz completo* (Full Fan-FF) cuando se hace uso del filtro completo y *medio haz* (Half Fan-HF) cuando se utiliza medio filtro. En la modalidad de *haz completo* es posible reconstruir imágenes con un diámetro máximo de 24 cm, por lo cual es utilizado en la adquisición de imágenes de cabeza y cuello. En cambio, la modalidad de *medio haz* puede reconstruir imágenes de hasta 45 cm de diámetro, por lo que es utilizado en protocolos de imagen de tórax, abdomen y pelvis.



Figura 3.4 Geometría *full-fan* usada para escaneos de objetos pequeño (ej. Protocolos de cabeza y cuello) y geometría *half-fan* usada para escaneos de objetos de mayor tamaño (ej. Protocolos de pelvis).

El detector utilizado es un modelo PaxScan 4030CB (Varian Medical Systems), el cual al igual que el as1200, es un detector de panel plano con una película centelladora de 0.6 mm de CsI: Tl acoplado a una matriz de a-Si y transistores de 2048 × 1536 píxeles, con un tamaño de pixel de 194 × 194  $\mu\text{m}^2$

---

y un área activa de detección de  $39.73 \times 29.89 \text{ cm}^2$ . Cuenta con una distancia fuente-detector  $SDD = 150 \text{ cm}$  y una distancia fuente-eje  $SID = 100 \text{ cm}$ , por lo que cuenta con una magnificación  $m = 1.5$ .

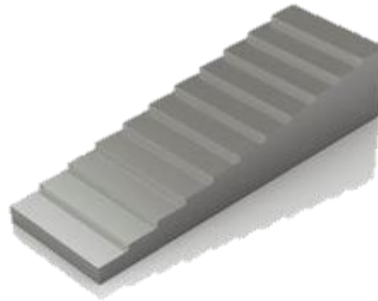
## 3.2. Maniqués

Los maniqués utilizados tanto para las pruebas experimentales como las simulaciones Monte Carlo fueron los siguientes.

### 3.2.1. Maniqué de cuña

Se utilizaron dos maniqués de cuña (Figura 3.5) de aluminio (Al) y cobre (Cu) para realizar medidas de transmisión usando el sistema EPID y a partir de estas evaluar la calidad del haz de 2.5 MV con el fin de validar los espectros de rayos X obtenidos a partir de las simulaciones Monte Carlo desarrolladas.

El maniqué de Al cuenta con 16 escalones con un espesor que varía de 2.5 mm a 25 mm en pasos de 1.5 mm y el maniqué de Cu cuenta con 10 escalones con un espesor que varía de 0.5 mm a 5 mm (los cuales no son equidistantes).



*Figura 3.5* Maniqué de cuña de Al usado para la obtención de imágenes y posterior validación de las simulaciones Monte Carlo del haz de 2.5 MV-FFF y el sistema de OBI.

### 3.2.2. Maniqué de calidad de imagen

Para desarrollar las simulaciones Monte Carlo se utilizó un modelo basado en el maniqué CIRS de calidad de imagen 062MQA-35 (CIRS Inc., 2013), el cual consta de 4 módulos: a) módulo de uniformidad, b) módulo de bajo contraste, c) módulo para verificación de número CT y espesor de corte y d) módulo de resolución especial (Figura 3.6). El maniqué cuenta con las siguientes dimensiones, diámetro  $\varnothing=180 \text{ mm}$  y 100 mm de largo y está hecho de material equivalente a agua en un intervalo de 15 keV a 8 MeV y diseñado para cumplir con el control de calidad en CT establecido por el reporte TG-142 de la Asociación Americana de Físicos Médicos (AAPM, por sus siglas en inglés) sobre el control de calidad de aceleradores lineales de uso clínico.

A continuación, se describen cada uno de los módulos del maniqué.

- 
- a) *Uniformidad.* Módulo fabricado a partir de un material completamente homogéneo, diseñado para producir imágenes uniformes a lo largo del campo de vista (FOV) Figura 3.7.
- b) *Verificación de número CT y espesor de corte.* A partir de imágenes de este módulo es posible verificar el número CT de diferentes materiales, el cociente contraste ruido (CNR) y el espesor de corte. Para la medición del CNR y el número CT, el módulo dispone de 6 insertos cilíndricos ( $\varnothing=25.4$  mm y una altura de 25 mm) de los siguientes materiales: aire, polietileno de baja densidad (LDPE), poliestireno, acrílico, delrin y teflón. Cuenta además con 3 capilares ( $\varnothing=0.8$  mm y 73.1 mm) de aire con una inclinación de  $20^\circ$  formando entre ellos un triángulo equilátero, que son usados para el cálculo del espesor de corte (Figura 3.7).
- c) *Módulo de bajo contraste.* Módulo diseñado para evaluar la habilidad del sistema de detectar pequeñas diferencias de contraste. Está compuesto de 3 conjuntos cilíndricos de bajo contraste con diferencias de 0.5, 1 y 2% en su coeficiente lineal de atenuación, respecto del material de fondo. Además de ello, se evalúa la magnificación a partir de 4 alambres de tungsteno ( $\varnothing=0.05$  mm y 25 mm de largo) colocados a una distancia radial de 55 mm respecto a un alambre central.
- d) *Módulo de resolución espacial.* Módulo diseñado para evaluar la resolución espacial del sistema en CBCT, cuenta con diferentes patrones de pares de líneas que van desde 1 lp/cm a 16 lp/cm. El material de cada par de línea está hecho con un material de 350 UH mayor al fondo para evitar artefactos.

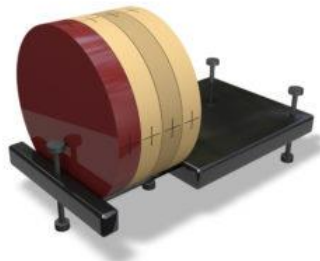


Figura 3.6 Maniquí CIRS de calidad de imagen usado para el control de calidad de equipos de CBCT (CIRS Inc., 2013)



Figura 3.7 Módulo para evaluar la uniformidad de la imagen (izquierda) y módulo de verificación del número CT (derecha) (CIRS Inc., 2013).

El maniquí CIRS cuenta con un complemento el cual es un maniquí de densidades electrónicas para CBCT (modelo 062MA-36), el cual tiene un espesor de 100 mm, una densidad física  $\rho = 1.029 \text{ g/cm}^3$  y una densidad electrónica  $\rho_e = 3.333 \times 10^{21} \text{ e}^-/\text{cm}^2$  (CIRS Inc, 2013). El maniquí cuenta con diferentes insertos cilíndricos que simulan materiales tejido-equivalentes (CIRS Inc, 2013) los cuales se encuentran distribuidos en 2 regiones, una región mayor (para pelvis y abdomen) y una región menor (cabeza y cuello) los cuales se encuentran enlistados en la Tabla 3.1

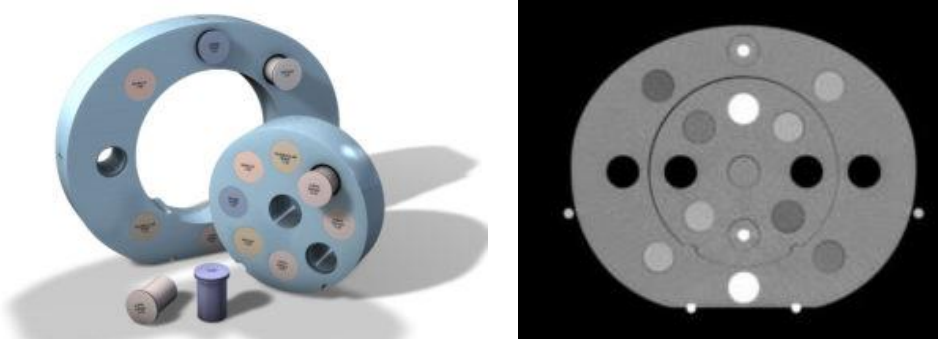


Figura 3.8 Complemento de densidades electrónicas usado para las evaluaciones de tomógrafos dedicados a planificación de Radioterapia y equipos de CBCT incorporados en aceleradores lineales (CIRS Inc., 2013)

| <i>Tabla 3.1</i> Características de los insertos cilíndricos del maniquí de densidades electrónicas CIRS para CBCT (CIRS, Inc. 2013) |                                 |                                       |
|--|---------------------------------|---------------------------------------|
| Descripción  | Densidad física $\text{g/cm}^3$ | Densidad electrónica relativa al agua |
| Cabeza   | 1.029                           | 0.998                                 |
| Cuerpo   | 1.029                           | 0.998                                 |
| Pulmón (inhalado)  | 0.205                           | 0.200                                 |
| <i>Pulmón (exhalado)</i>   | <i>0.507</i>                    | <i>0.496</i>                          |
| Mama (50% glandular/50% adiposo)   | 0.990                           | 0.976                                 |
| <i>Hueso trabecular</i>  | <i>1.160</i>                    | <i>1.117</i>                          |
| Hígado   | 1.070                           | 1.052                                 |
| Músculo  | 1.060                           | 1.043                                 |

|   |              |              |
|---|--------------|--------------|
| <i>Tejido adiposo</i>   | <i>0.960</i> | <i>0.949</i> |
| Hueso denso (800 mg/cm <sup>3</sup> )                           | 1.530        | 1.456        |
| Hueso denso (1000 mg/cm <sup>3</sup> )                          | 1.660        | 1.570        |
| Hueso denso (1250 mg/cm <sup>3</sup> )                          | 1.820        | 1.695        |
| Hueso denso (1500 mg/cm <sup>3</sup> )                          | 1.990        | 1.837        |
| <i>Hueso denso (1750 mg/cm<sup>3</sup>)</i>                     | <i>2.150</i> | <i>1.976</i> |
| <i>Agua sólida</i>  | <i>1.000</i> | <i>1.000</i> |
| * En cursiva aquellos materiales que se usaron en este trabajo. |              |              |

### 3.2.3. Maniquí digital de calidad de imagen

Las simulaciones Monte Carlo realizadas se efectuaron sobre un maniquí de calidad imagen basado en el maniquí CIRS (Figura 3.9) el cual consiste en un maniquí con  $\varnothing=180$  mm y una altura de 200 mm, dividido en dos módulos de la misma longitud. El primero de ellos, un módulo de uniformidad de agua sólida y el segundo en un módulo con 4 insertos cilíndricos de distintos materiales: 1.- Hueso cortical (1700 mg/cm<sup>3</sup>), 2.- Tejido adiposo, 3.- Hueso trabecular y 4.- Pulmón (exhalado). La composición química de cada material fue proporcionada directamente por el fabricante.

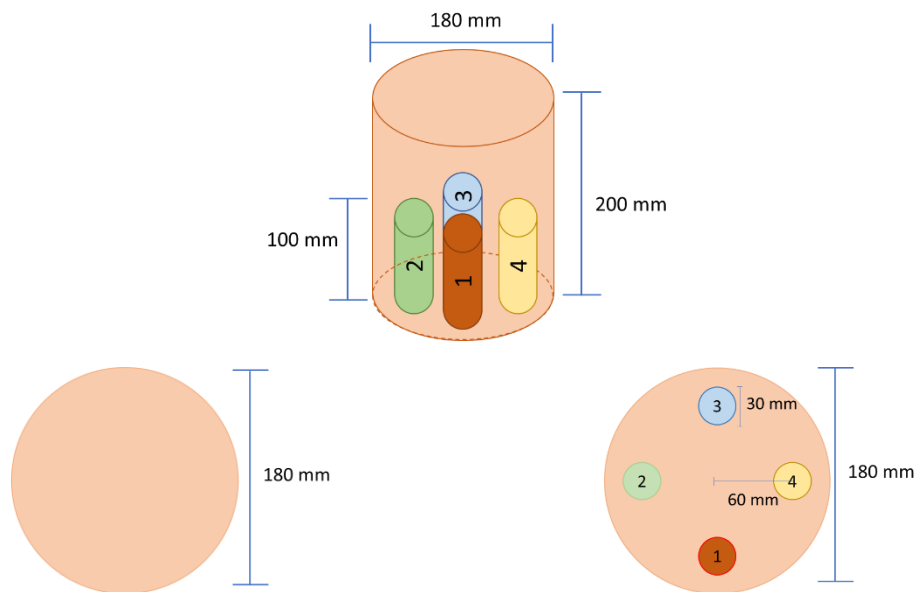


Figura 3.9 Arriba: Maniquí digital basado en el modelo CIRS con dos módulos: Abajo: Módulo de uniformidad de agua plástica (Izquierda) y módulo con 4 insertos de distintos materiales (abajo). 1.- Hueso cortical, 2.- Tejido adiposo, 3.- Hueso trabecular, 4.- Pulmón (exhalado).

---

### 3.3. Simulaciones Monte Carlo

A continuación, se describen las simulaciones Monte Carlo que se desarrollaron utilizando el código EGSnrc (Rogers et al., 2019).

#### 3.3.1. EGSnrc

Electron Gamma Shower National Research Council of Canada (EGSnrc) es un código libre de simulación Monte Carlo adaptado para el transporte de electrones y fotones en diferentes geometrías y en un intervalo de energías que va desde 1 keV hasta 10 GeV (Townson et al., 2018). El código agrupa un conjunto de rutinas y subrutinas escritas en Morfran 3 y C++. La versatilidad del código permite desarrollar cálculos numéricos de magnitudes como kerma, dosis absorbida y fluencia de partículas. Además, permite elaborar simulaciones más complejas como el modelado de cabezales de aceleradores lineales o tubos de rayos X. EGSnrc cuenta con rutinas precompiladas que facilitan algunas de estas simulaciones como es el caso de BEAMnrc, DOSXYZ y egs\_cbct.

#### 3.3.2. BEAMnrc

Este Código permite simular cabezales de aceleradores lineales y tubos de rayos X con gran detalle. En la simulación es necesario incluir los siguientes parámetros (Treurniet et al., 2019).

- Haz de partículas incidentes (electrones), del cual se requiere información sobre su forma, energía, posición y número de historias.
- Módulo de componentes (CM), los cuales son los componentes con que cuenta el cabezal o tubo de rayos X, en esta sección se incluye el ánodo, colimadores y filtros.
- Plano de espacio fase; el espacio fase es el resultado de la simulación y contiene las propiedades de las partículas (carga, dirección, energía etc.) que atraviesan un plano virtual definido por el usuario.
- Parámetros extras y opcionales incluyen el generador de números aleatorios y técnicas de reducción de varianza.

#### 3.3.3. DOSXYZ

El código DOSXYZ está diseñado para realizar cálculos dosimétricos en una geometría voxelizada, la cual puede ser realizada sobre maniqués virtuales o bien exportando imágenes de CT en formato DICOM. La simulación se realiza definiendo los siguientes parámetros (Treurniet et al., 2019).

- Haz incidente, el cual incluye diferentes tipos de fuentes y además puede tomar como entrada el espacio fase generado en las simulaciones realizadas en BEAMnrc.
- Materiales que serán utilizados en la simulación.
- Geometría del maniqué a utilizar, especificando sus materiales.
- Parámetros extras y opcionales, que incluyen un generador de números aleatorios, técnicas de reducción de varianza y el reciclaje del espacio fase.

#### 3.3.4. egs++

Son programas que combinan EGS con programas escritos en C++ para realizar tareas en específico como puede ser el cálculo de kerma en aire en una cámara de ionización (egs\_cav) o bien, adquisiciones de proyecciones de CBCT (egs\_cbct). A diferencia de las rutinas anteriores, egs++ no

---

cuenta con una interfaz gráfica y las simulaciones requieren la compilación previa de un programa escrito en C++.

egs\_cbct (Thing and Mainegra-Hing, 2014) es muy conveniente debido a que con éste se pueden generar proyecciones bidimensionales de un maniquí tanto geométrico como voxelizado, así como separar entre la proyección generada por radiación primaria y dispersada. Con las proyecciones generadas y mediante la implementación de algoritmos de reconstrucción y técnicas de corrección de datos es posible generar imágenes tomográficas de alta calidad. Es importante mencionar que una de las desventajas de egs\_cbct es que no realiza transporte electrónico por lo que el modelado de un detector real es difícil de implementar, en cambio, es posible simular un detector virtual y la proyección se calcula como el kerma calculado en el plano de detección.

### 3.3.5. Simulación cabezal del LINAC

Para la simulación del cabezal del Linac Varian TrueBeam STx se utilizó información reportada (Ding and Munro, 2017; Rodriguez et al., 2015) acerca de las especificaciones del sistema, las cuales son:

1. Haz de electrones monoenergético de 2.5 MeV con una distribución gaussiana (FWHM=7.5 mm), simulando un total de  $5 \times 10^9$  historias.
2. Blanco (ánodo) de transmisión de 2 mm de Cu.
3. Filtro de ZnCu de 1 mm.
4. Colimador primario de W.
5. Colimador secundario (izquierdo y derecho) de W.
6. Conjunto de MLC de W abiertas.
7. Espacio fase calculado en SSD=100 cm
8. Uso de técnica de reducción de varianza DBS (*directional bremsstrahlung splitting*).
9. Simulaciones realizadas para campo abierto de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  y  $40 \times 40 \text{ cm}^2$ .

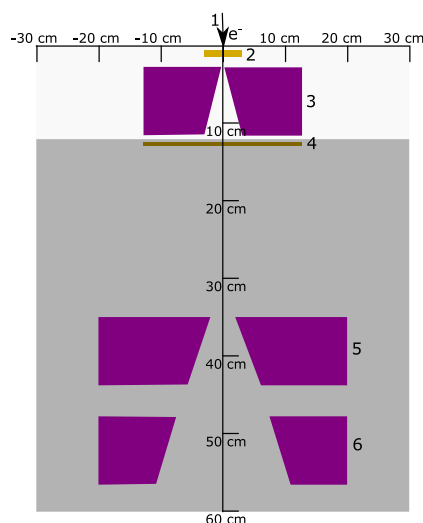


Figura 3.10 Modelo de cabezal de Linac Varian TrueBeam STx para la simulación Monte Carlo realizada en BEAMnrc.



---

### 3.3.6. Simulaciones de dosimetría relativa

Se desarrollaron simulaciones Monte Carlo de dosimetría del haz de 2.5 MV para comparar con medidas experimentales y realizar una validación de la simulación (Gräfe et al., 2016). Para desarrollar la simulación se utilizó el espacio fase calculado en la simulación del cabezal del acelerador lineal y se usaron los siguientes parámetros.

- $10^9$  historias (usando reciclaje del espacio fase).
- Energía de corte 0.700 MeV para electrones (0.189 MeV de energía cinética) y 0.010 MeV para fotones.
- Geometría cúbica voxelizada. La medida del maniquí fue de  $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ , usando voxeles isotrópicos de  $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ .
- Uso de técnicas de reducción de varianza como *HOWFARLESS*, *range rejection* y *photon splitting*.

A partir de las medidas dosimétricas en cada voxel se obtuvieron las curvas de dosis en profundidad (PDD) y los perfiles fuera de eje.

### 3.3.7. Simulación del tubo de rayos X del sistema OBI

Para la simulación del tubo de rayos X del sistema OBI v1.5 se utilizaron los datos reportados en la literatura (Abolaban, 2011; Abuhaimed, 2015; Hammoud, 2014). La simulación se realizó con las siguientes características (Figura 3.11).

1. Haz de electrones monoenergético de 80, 100, 110 y 125 keV de forma circular  $\varnothing=0.5 \text{ mm}$ , simulando un total de  $10^9$  historias.
2. Ánodo de W de reflexión de 0.5 mm y un ángulo de  $14^\circ$
3. Ventana de vidrio de 1 mm.
4. Filtro de endurecimiento de Al de 2 mm.
5. Colimadores de Pb.
6. Filtro de acero de 2 mm.
7. Ventana de vidrio de 1 mm.
8. Filtro tipo moño (*bow-tie*) de Al.
9. 3 espacios fase calculados: a la salida del ánodo, antes del filtro de moño y después del filtro de moño.
10. Uso de la técnica de reducción de varianza DBS (*directional bremsstrahlung splitting*).

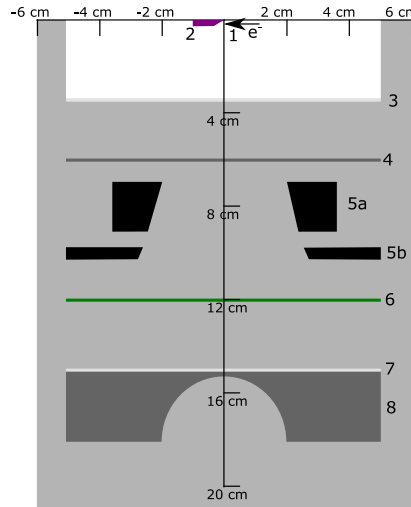


Figura 3.11 Modelo del tubo de rayos X Varian GS1542 usado en el sistema OBI v1.5 simulado en BEAMnrc

Cabe señalar que las simulaciones del tubo de rayos X del sistema OBI de forma completa son muy pesadas y se generarían espectros muy ruidosos en un tiempo de cómputo muy largo. Para ello es necesario contar con modelos que nos ayuden a validar los mismos espectros y además reducir el ruido en ellos. Para ello en este trabajo se usaron dos modelos.

1. A partir del espectro calculado con Monte Carlo a la salida del ánodo se filtró el espectro usando diferentes grosores de aluminio hasta obtener aquel que sea más parecido al generado exclusivamente mediante Monte Carlo. El parámetro para evaluar la similitud entre ambos fue el error residual (3.1).
2. Se usó un espectro suavizado generado a partir de un modelo semiempírico propuesto por Birch y Marshall (Birch and Marshall, 1979) el cual debió ser filtrado al igual que en el método anterior hasta obtener el filtrado óptimo que minimice el error residual.

$$\xi = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|S_i^{MC} - S_i^{MC+fil}|}{S_i^{MC+fil}} \quad (3.1)$$

donde  $S_i^{MC}$  es el valor del i-ésimo bin del espectro calculado únicamente mediante Monte Carlo,  $S_i^{MC+fil}$  es el valor del i-ésimo bin del espectro calculado primero con Monte Carlo y después filtrado con aluminio,  $N$  el número total de bins de energía del espectro.

### 3.3.8. Simulación de adquisición de imágenes de CBCT

Para el cálculo de proyecciones de CBCT se utilizó una versión modificada del código *egs\_cbct* en la cual se hace uso de una fuente definida por el usuario, un maniquí geométrico o voxelizado y un detector virtual.

Las modificaciones más importantes que se le hicieron al código fueron:

- La escritura de un script en código *bash* que permite el cálculo de las proyecciones en una órbita completa variando el paso angular entre proyecciones.
- La modificación del código fuente para la obtención de los datos medidos y no las proyecciones logarítmicas.
- La modificación en el código fuente para obtener el kerma en el centellador ubicado en el plano virtual de detección. Para el cálculo de kerma se hizo uso de la fórmula  $k_{col} = \phi(E)E \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z}$  (el código original calcula kerma en aire).
- La optimización de las técnicas de reducción de varianza.

Con estas modificaciones fue posible la adquisición de proyecciones separando la contribución de radiación primaria de la radiación dispersada.

Se utilizó el maniquí digital de calidad de imagen para el cálculo de las proyecciones. Para realizar las simulaciones el programa recibe de entrada un script el cual contiene la geometría y los materiales utilizados. También se define la fuente, la cual para acelerar las simulaciones Monte Carlo fue obtenida a partir del espectro de rayos X calculado, y no del espacio fase directamente. Seguido de los datos del detector virtual que incluye, posición, vector normal, tamaño de la matriz de detección.

Para la optimización de las simulaciones, en especial para el cálculo de la componente debida a radiación dispersa, fue necesario realizar diferentes pruebas que involucraron la elección del número de historias y los métodos de reducción de varianza. Las pruebas realizadas fueron las siguientes:

*Prueba de VRT:* Usando el mismo maniquí se evaluó la eficiencia de la simulación para el cálculo de la señal dispersada. El parámetro de eficiencia utilizado se define como (3.2).

$$k_s = \frac{1}{N} \sum_i k_i = \frac{1}{N} \sum_i (\sigma_{s,i}^2 T)^{-1} \quad (3.2)$$

donde

|                  |   |
|------------------|---|
| $T$              | Tiempo de CPU                                       |
| $\sigma_{s,i}^2$ | Varianza de la señal dispersada en el i-ésimo pixel |
| $N$              | Número de pixeles en la proyección                  |

La incertidumbre  $\sigma_{s,i}^2$  representa la desviación estándar del i-ésimo pixel de la proyección, la cual se calcula a través del método *historia por historia* (Walters et al., 2002).

Las técnicas de reducción de varianza utilizadas para la optimización de la simulación fueron: *detección forzada*, *transporte delta* y *división fija*. En las dos primeras técnicas solo se requiere activar o desactivar la técnica, mientras en la última fue necesario probar diferentes combinaciones de los parámetros  $N_p$  y  $N_s$ . Como se mencionó en la sección 2.4.3 el parámetro  $N_p$  es el número de fotones dispersados que son muestreados cuando sucede la primera dispersión y  $N_s$  es el número que define la probabilidad de supervivencia de los fotones dispersados.

---

Finalmente, estas simulaciones fueron acopladas a códigos escritos en Matlab para realizar las correcciones de datos (endurecimiento y dispersión) e implementar el método de reconstrucción tomográfica.

Los principales parámetros que utiliza el código `egs_cbct` para la adquisición de las proyecciones de CBCT son:

1. Adquisición, cada  $1^\circ$  en una órbita completa ( $360^\circ$ ).
2. Distancia fuente-detector de 150 mm y distancia fuente-objeto de 100 mm.
3. Haz en forma de cono: Con un ángulo de  $15.5^\circ$  en dirección  $x$  y  $11.7^\circ$  en dirección  $y$  para imágenes de kilovoltaje y un ángulo de  $15.5^\circ$  en ambas direcciones para imágenes de 2.5 MV.
4. Detector virtual: Matriz de  $256 \times 192$  de 1.6 mm para imagen de kilovoltaje y matriz de  $256 \times 256$  de 1.6 mm para imagen de 2.5 MV.
5.  $10^8$  historias con técnicas de reducción de varianza: *detección forzada, transporte delta y división fija (optimizada)*.

### 3.4. Reconstrucción y corrección

Habiendo desarrollado las simulaciones Monte Carlo se implementaron métodos de reconstrucción y técnicas de corrección sobre las proyecciones para obtener imágenes tomográficas de alta calidad.

#### 3.4.1. Reconstrucción FDK

Para implementar la reconstrucción usando el algoritmo de Feldkamp se utilizó el código libre Plastimatch v1.6.4 (Sharp et al., 2007), el cual es capaz de calcular tanto proyecciones analíticas como reconstrucción FDK. Para implementar la reconstrucción se realiza lo siguiente:

1. Se tienen las proyecciones ya corregidas en formato TIFF y se trasladan a un formato binario de 32 bits en *big-endian* con extensión *pfm*.
2. Usando el comando `dr` de Plastimatch se genera un archivo con la información de la geometría utilizada en la adquisición de las proyecciones. Esta información incluye la distancia SAD, SSD, número de proyecciones, intervalo angular, tamaño físico y en píxeles del detector, volumen de reconstrucción y coordenadas del centro de giro que se usó para la adquisición de las proyecciones.
3. Usando el comando `fdk` de Plastimatch se manda llamar el folder con las proyecciones en binario y a la salida arroja un stack con los cortes de la reconstrucción en formato *mha*.

Los parámetros usados para la reconstrucción tomográfica consistieron en:

- Volumen de reconstrucción:  $256 \times 256 \times 200 \text{ mm}^3$
- Tamaño de la matriz:  $512 \times 512 \times 100$  voxeles
- Tamaño de voxel:  $0.5 \times 0.5 \times 2 \text{ mm}^3$

De esta forma se obtiene la imagen de CBCT, la cual puede ser utilizada para producir cálculos posteriores, como es el caso de la corrección por dispersión.

---

### 3.4.2. Corrección por dispersión

El método implementado para corregir las imágenes por dispersión, es un método propuesto por (Poludniowski et al., 2011) que consiste, en un método iterativo basado en reconstrucción FDK, siguiendo el siguiente proceso:

1. Se tiene una primera estimación de reconstrucción usando FDK y un conjunto de proyecciones (medidas o calculadas mediante Monte Carlo). Para este trabajo se usó exclusivamente cálculos Monte Carlo.
2. A partir de la imagen reconstruida se genera un maniquí voxelizado usando la función *ctcreate* de EGSnrc, preservando el tamaño de los voxeles originales. Para este paso se debe tener una curva de calibración que relacione el material, la densidad física y los números CT de la imagen, la cual será presentada en los resultados.
3. A partir de este maniquí se generan las proyecciones debidas a la radiación dispersa usando baja resolución y un esparcimiento angular mayor que en las proyecciones originales. En estas simulaciones se usaron los siguientes parámetros.
  - a) Detector virtual: Matriz de  $64 \times 48$  pixeles para kilovoltaje y  $64 \times 64$  para 2.5 MV con un tamaño de pixel de  $6.4 \text{ mm}^2$ .
  - b)  $10^7$  historias usando las técnicas de reducción de varianza optimizadas.
  - c) Esparcidas cada  $20^\circ$ , generando un total de 18 proyecciones.

La razón de usar estos parámetros, es porque en estudios previos (Poludniowski et al., 2009) se observó que el mapa de radiación dispersa que contribuye a la imagen generalmente cambia de forma suave espacial y angularmente, debido a que el contenido es frecuencias que domina es el de las bajas frecuencias. La simulación para generar estos mapas de radiación dispersa se realizó sobre el maniquí generado de forma digital a partir, de la reconstrucción inicial y usando las técnicas de reducción de varianza mencionadas, para acelerar los cálculos.

4. Mediante interpolación bilineal se ajustan las proyecciones de dispersión a la resolución de las proyecciones originales y mediante interpolación lineal se obtiene el número total de proyecciones angulares.
5. Restar este conjunto de proyecciones dispersadas a las proyecciones originales.
6. Reconstruir con los mismos parámetros mencionados anteriormente.
7. Repetir los pasos 1-6

Un parámetro que ayuda a verificar la convergencia del método es mediante el error residual entre la imagen reconstruida y los valores numéricos del maniquí digital, los cuales están representados por los números CT y que son dependientes de la energía con la que se generan las imágenes). La Figura 3.12 esquematiza el proceso anterior.

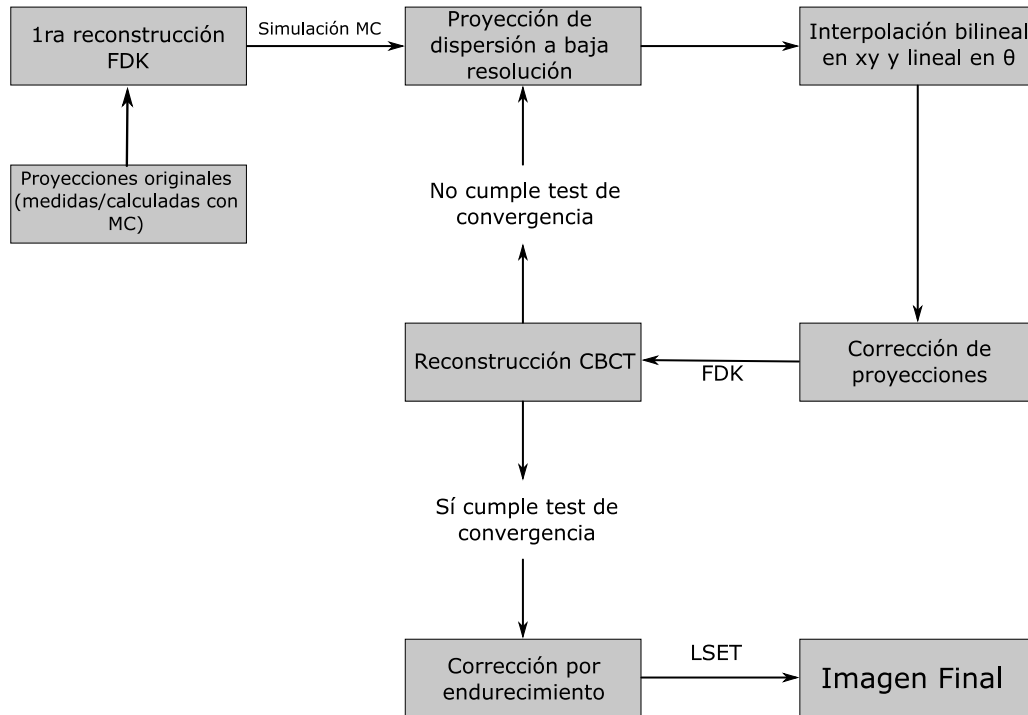


Figura 3.12 Algoritmo iterativo para corrección por dispersión basado en reconstrucción Feldkamp.

## 3.5. Adquisición y análisis de imágenes

### 3.5.1. Imágenes de transmisión

Se adquirieron imágenes planas de los maniqués de cuña con el sistema EPID de 2.5 MV-FFF utilizando 1 UM, un tamaño de imagen de  $1280 \times 1280$  pixeles y un tamaño de pixel de  $0.335 \times 0.335 \text{ mm}^2$ . Se adquirieron 5 imágenes por cada maniquí y 5 imágenes de campo plano (*blank scan*).

Para el análisis de las imágenes y obtención de las curvas de transmisión se realizó la siguiente transformación exponencial (3.3) (Bautista, 2016) .

$$T(x_m) = e^{-\frac{\bar{v}_m - \bar{v}_0}{k}} \quad (3.3)$$

Donde  $\bar{v}_m$  representa el valor promedio de pixel en una ROI correspondiente al m-ésimo escalón del maniquí,  $\bar{v}_0$  representa el valor promedio de pixel del fondo de esta ROI y  $k$  es un factor de normalización dependiente del sistema. Esta curva de atenuación obtenida fue comparada con el valor de la señal teórica que tendría el detector, la cual es calculada a partir de la expresión de cálculo de kerma (3.4) (Attix, 2008).

$$S(x_m) = \int_0^{E_{max}} \Phi(E) \cdot E \cdot e^{-\mu_m(E)x_m} \cdot \rho_q(E) \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Gd_2O_2S} dE \quad (3.4)$$

$$\rho_q(E) = 1 - e^{-\mu(E)D} \quad (3.5)$$

donde  $\Phi(E)$  es el espectro de fluencia de partículas en  $cm^{-2}$  calculado en la simulación Monte Carlo,  $\rho_q$  la eficiencia cuántica (3.5) integrada en el detector de espesor  $D$ ,  $\mu_m(E)$  es el coeficiente de atenuación del material del maniquí de cuña y  $\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{Gd_2O_2S}$  el coeficiente másico de absorción de energía del material centellador del detector de panel plano.

### 3.5.2. Evaluación de la calidad de imagen

La evaluación de las imágenes reconstruidas se realizó sobre los módulos del maniquí digital, insertos y homogeneidad. Se midió sobre una región de interés (ROI) circular de 1 cm de radio sobre cada inserto del maniquí (hueso cortical, trabecular, tejido adiposo y pulmonar) y en el módulo homogéneo al centro y en 4 puntos de la periferia. Las ROI se obtuvieron entre los cortes 11-90 de la reconstrucción.

Para cada ROI se obtuvo la media  $\mu$  y su desviación estándar  $\sigma$ . Con estos valores se cuantificaron los siguientes parámetros:

1. Señal o número CT:  $S = \bar{\mu} \pm \sigma_\mu$
2. Ruido:  $N = \bar{\sigma} \pm \sigma_\sigma$

donde  $\bar{\mu}$  y  $\sigma_\mu$  es el promedio y la desviación estándar del valor medio del conjunto de las ROIs sobre todos los cortes, respectivamente.  $\bar{\sigma}$  y  $\sigma_\sigma$  son el promedio y la desviación estándar de las desviaciones estándar del conjunto de las ROIs sobre todos los cortes, respectivamente.

3. Cociente señal a ruido:  $SNR = \bar{\mu}/\bar{\sigma}$ . Su incertidumbre asociada está dada por:

$$\sigma_{SNR} = \sqrt{\left( \frac{\sigma_\mu}{\bar{\mu}} \right)^2 + \left( \frac{\bar{\mu}\sigma_\sigma}{\bar{\sigma}^2} \right)^2} = SNR \cdot \sqrt{\left( \frac{\sigma_\mu}{\bar{\mu}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_\sigma}{\bar{\sigma}} \right)^2} \quad (3.6)$$

4. Cociente contraste a ruido:  $CNR = |\bar{\mu}_T - \bar{\mu}_{agua}|/\bar{\sigma}_T$ , donde el subíndice  $T$  indica el tejido que se está evaluando. Su incertidumbre asociada está dada por:

$$\sigma_{CNR} = \sqrt{\left( \frac{\sigma_{\mu,T}}{\bar{\sigma}_T} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{\mu,agua}}{\bar{\sigma}_T} \right)^2 + \left( \frac{|\bar{\mu}_T - \bar{\mu}_{agua}| \sigma_{\sigma,T}}{\bar{\sigma}_T^2} \right)^2} = \frac{\sqrt{\sigma_{\mu,T}^2 + \sigma_{\mu,agua}^2 + (CNR \cdot \sigma_{\sigma,T})^2}}{\bar{\sigma}_T} \quad (3.7)$$

- 
5. No-uniformidad:  $NU = 100\% \cdot |\bar{\mu}_c - \bar{\mu}_p|/\bar{\mu}_c$  donde los subíndices  $c$  y  $p$  indican la señal en la región central y el promedio de la señal en las regiones periféricas del módulo de uniformidad, respectivamente. La incertidumbre asociada es:

$$\sigma_{NU} = 100\% \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\mu,p}}{\bar{\mu}_c}\right)^2 + \left(\frac{\bar{\mu}_p \sigma_{\mu,c}}{\bar{\mu}_c^2}\right)^2} = 100\% \cdot \frac{\bar{\mu}_p}{\bar{\mu}_c} \sqrt{\left(\frac{\sigma_p}{\bar{\mu}_p}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_c}{\bar{\mu}_c}\right)^2} \quad (3.8)$$

6. Ruido-imagen:  $IN = 100\% \cdot \bar{\sigma}_c/\bar{\mu}_c$ , el cual como se observa es evaluado sobre la región central. Su incertidumbre queda dada por:

$$\sigma_{IN} = 100\% \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_\sigma}{\bar{\mu}_c}\right)^2 + \left(\frac{\bar{\sigma}_c \sigma_{\mu,c}}{\bar{\mu}_c^2}\right)^2} = IN \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_\sigma}{\bar{\sigma}_c}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\mu,c}}{\bar{\mu}_c}\right)^2} \quad (3.9)$$

En las incertidumbres mostradas en las ecuaciones (3.6) - (3.9) se propagó el error suponiendo que las fluctuaciones estadísticas son de tipo gaussiano.

Para comparar la variación entre imágenes se utilizó el error residual entre ellas, dado en la ecuación (3.10).

$$err\ rel [\%] = 100 \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{I_{0,i} - I_i}{I_{0,i}} \right| \quad (3.10)$$

donde  $I_0$  es la imagen de referencia,  $I$  la imagen a comparar y  $N$  el número de voxels.



---

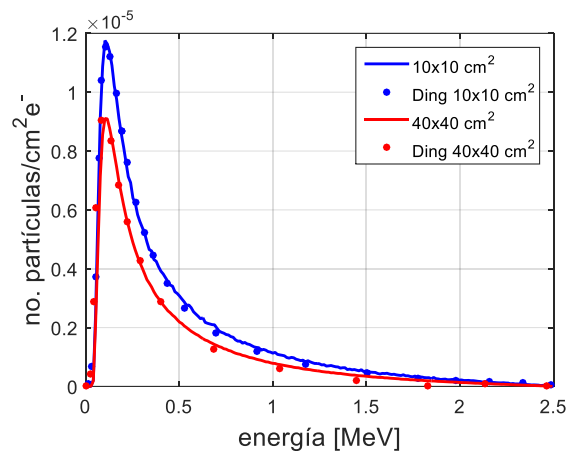
## CAPÍTULO 4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

---

Para presentar los resultados encontrados en este trabajo partiremos de las simulaciones Monte Carlo que se realizaron para el cálculo de los espectros de kilovoltaje y 2.5 MV-FFF, así como su validación. Después se presentan los cálculos Monte Carlo de proyecciones de tomografía de haz cono junto con la optimización de las técnicas de reducción de varianza usadas, seguido de la reconstrucción de las proyecciones calculadas. Por último, se muestran los resultados obtenidos en la implementación y evaluación del método de corrección por dispersión utilizado en este trabajo.

### 4.1. Espectros y dosimetría de MV

En la Figura 4.1 se muestran los espectros calculados mediante las simulaciones Monte Carlo para el haz de 2.5 MV-FFF para dos tamaños de campo ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$  y  $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ). Se muestran además los espectros calculados previamente y reportados en la literatura (Ding and Munro, 2017), resultando en una diferencia porcentual menor al 1% para ambos casos. Como se muestra en la misma figura vemos que la intensidad aumenta de forma acelerada, alcanzando un máximo en 100 keV y después de este máximo la intensidad disminuye de forma monótona hasta los 2.5 MeV.



*Figura 4.1.* Espectros del haz de 2.5 MV-FFF. Campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  (azul) y campo de  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  (rojo), los puntos corresponden a un espectro calculado previamente (Ding and Munro, 2017). Las diferencias porcentuales obtenidas fueron del 1% y 1.2%, respectivamente.

Para validar los espectros anteriores se utilizaron curvas de transmisión obtenidas a partir de las imágenes adquiridas con los maniqués de muñeca (Figura 4.2). En la Figura 4.3 se muestran las curvas obtenidas a partir del análisis de las imágenes de transmisión junto con la curva calculada a partir del modelo dosimétrico del detector presentado anteriormente. Para ambos casos se obtuvo el factor de normalización  $k$ , mediante un ajuste de mínimos cuadrados; obteniendo de esta forma un valor de  $k = 8.4$  para aluminio y  $k = 6.3$  para cobre. Además, con una diferencia porcentual entre las dos curvas de 7.5 % para aluminio y 6.3 % para cobre.

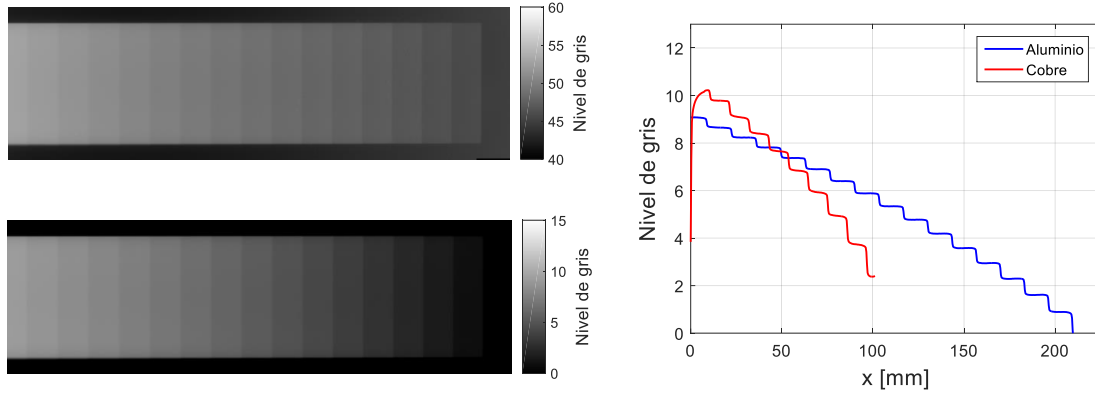


Figura 4.2. Imágenes del maniquí de cuña de aluminio. Izquierda: Imagen cruda obtenida directamente del sistema EPID (arriba), imagen corregida por campo plano (abajo). Derecha: Perfil obtenido a partir de las imágenes corregidas por campo plano.

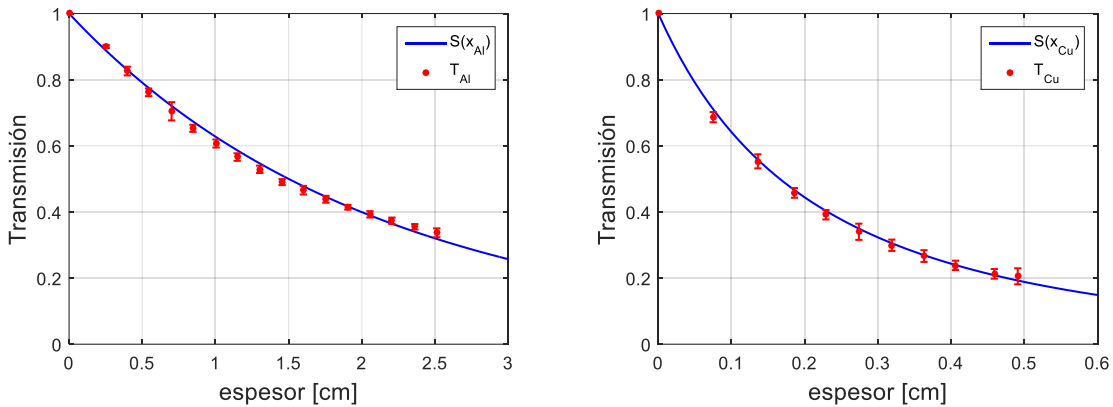


Figura 4.3. Curvas de transmisión a partir de las imágenes de 2.5 MV de los maniqués de cuña comparadas con las curvas calculadas a partir del modelo dosimétrico del detector. Izquierda: Curva para aluminio con una constante  $k=8.4$  y un error porcentual de 7.5% y derecha: Curva para cobre con una constante  $k=6.3$  y un error porcentual de 6.7%.

De este análisis podemos mostrar que el método propuesto para la validación de espectros calculados por Monte Carlo funciona y reproduce medidas de transmisión de una forma rápida y automatizada. Cabe resaltar que el estándar que se tiene para hacer esta validación es mediante medidas de transmisión realizadas con cámara de ionización. La desventaja de este método es que representa un método manual y demora más tiempo realizar las medidas, además de que se debe de corregir por diferentes factores como son: presión, temperatura, polarización y recombinación.

Otra forma en la que podemos validar las simulaciones es desarrollando simulaciones dosimétricas usando los espacios fase encontrados previamente y comparando con medidas experimentales como las curvas de dosis en profundidad y perfiles fuera de eje, siendo estas las medidas más comunes para haces de megavoltaje. En la Figura 4.4 podemos observar las curvas PDD para ambos campos calculados junto a las medidas realizadas y reportadas por (Ding and Munro, 2017) en un

Varian TrueBeam STx. Para ambos casos el error porcentual entre las simulaciones y las medidas dosimétricas fue menor del 3%. De igual forma se calcularon los perfiles fuera de eje representados en la Figura 4.5 en la cual podemos apreciar que se trata efectivamente de un haz sin filtro de aplanado.

Una vez más, mediante esta validación comprobamos que nuestras simulaciones Monte Carlo del cabezal del Linac para 2.5 MV-FFF son correctas y podemos comenzar a utilizar los resultados en otras aplicaciones como indica el objetivo de este trabajo, es decir, hacia el cálculo de imágenes.

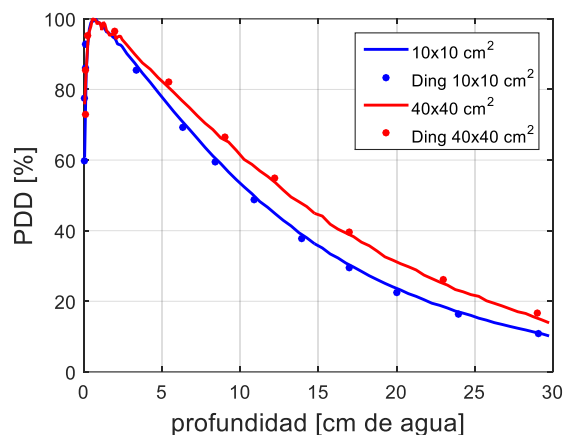


Figura 4.4. Curvas de dosis en profundidad para ambos campos comparado con las curvas medidas por (Ding and Munro, 2017), para ambos casos se presenta un error porcentual menor al 3%.

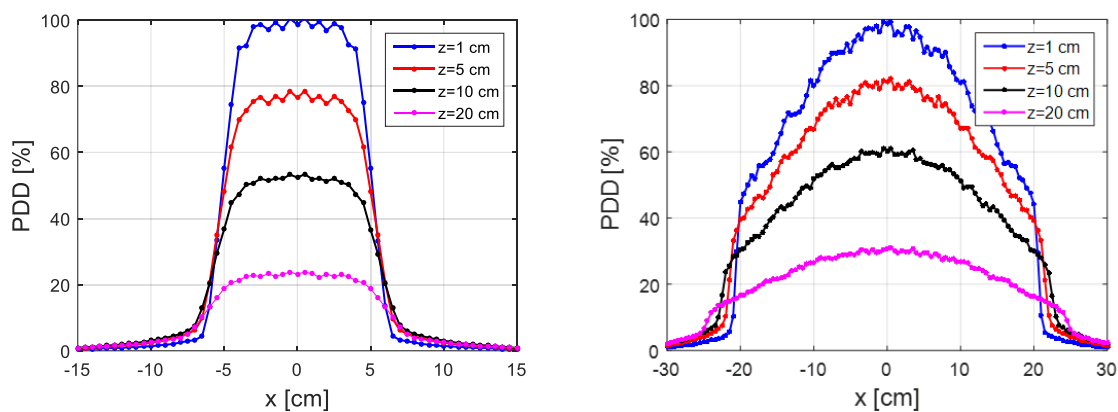


Figura 4.5. Perfiles fuera de eje para campo de 10x10 cm² (izquierda) y campo de 40x40 cm² a diferentes profundidades.

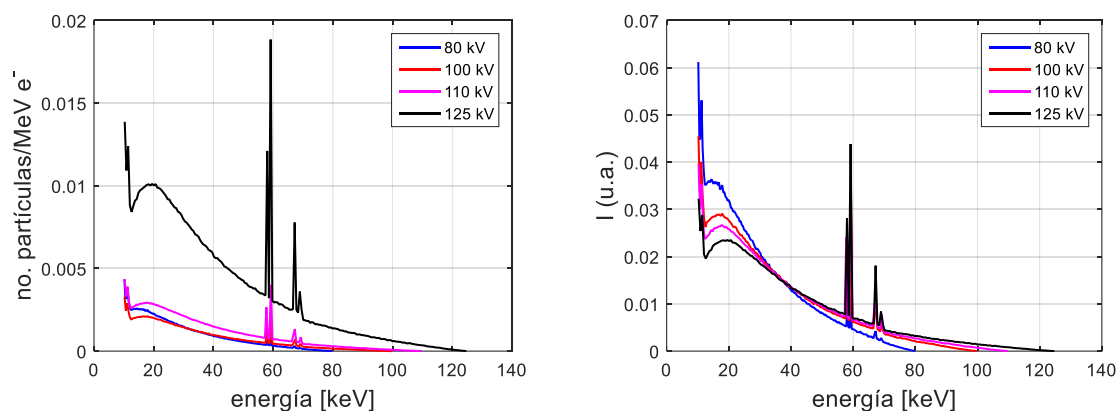
Finalmente, podemos enlistar (en la Tabla 4.1) algunas características dosimétricas y de calidad de haz que pueden ser de utilidad para comparar respecto a otros haces de megavoltaje utilizados en la clínica.

*Tabla 4.1 Características dosimétricas y de calidad del haz de 2.5 MV-FFF*

| Parámetro                            | 2.5 MV/FFF              |                         |
|--------------------------------------|-------------------------|-------------------------|
|                                      | 10 × 10 cm <sup>2</sup> | 40 × 40 cm <sup>2</sup> |
| Energía promedio (MeV)               | 0.49                    | 0.48                    |
| CHR (cm de Cu)                       | 1.0                     | 1.0                     |
| Energía efectiva usando Cu (MeV)     | 0.63                    | 0.60                    |
| Dosis relativa a superficie (%)      | 60.8                    | 75.8                    |
| Profundidad de D <sub>max</sub> (cm) | 0.75                    | 0.55                    |
| TPR <sub>20/10</sub>                 | 0.50                    | 0.58                    |

## 4.2. Espectros de kV

Ahora bien, pasemos a las simulaciones Monte Carlo del tubo de rayos X del sistema OBI para el cálculo de espectros de haces usados en la adquisición de imágenes de CBCT. En la Figura 4.6 observamos los espectros obtenidos a la salida del ánodo de W para 80, 100, 110 y 125 kV, en los cuales se muestra la presencia de los bordes característicos del W (17.4, 19.6, 57.9, 59.3, 67.2 y 69.1 keV).



*Figura 4.6.* Espectros de kV del sistema OBI calculados a la salida del ánodo de W. Izquierda: Espectros en unidades de partículas/MeV/e<sup>-</sup> y Derecha: Normalizados respecto al área bajo la curva.

De igual forma se obtuvieron los espectros a la entrada y salida del filtro tipo moño, los cuales se aprecian en la Figura 4.7. Se puede notar que los hacen se endurecen debido a la presencia de los filtros (aluminio y acero), lo que ocasiona que la mayoría de los fotones con energías menores a 40 keV sean absorbidos. Es importante notar que las fluctuaciones estadísticas de estos espectros son considerablemente mayores respecto a las obtenidas en los espectros a la salida del ánodo (Figura 4.6), presentados anteriormente. Para obtener espectros con una menor cantidad de ruido estadístico habría que aumentar el número de historias simuladas, pero eso conllevaría mayor tiempo de cómputo; para evitar eso se hizo uso de técnicas de atenuación sobre espectros blandos con menor cantidad de ruido (como los presentados en la Figura 4.6 o bien espectros analíticos).

En la Figura 4.7 además de mostrar los espectros calculados a la salida del filtro tipo moño en este trabajo, se graficaron algunos puntos de espectros calculados y reportados previamente por (Abolaban, 2011). Observando que existe un muy buen acuerdo entre ambos conjuntos de espectros.

Los dos métodos usados para reducir el ruido en los espectros a la salida del filtro tipo moño fueron:

- Atenuando con filtros de aluminio el espectro calculado a la salida del ánodo (de la Figura 4.6).
- Atenuando con filtros de aluminio espectros obtenidos de forma analítica usando el modelo de Birch-Marshall (Birch and Marshall, 1979).

La diferencia entre ambos métodos consiste en que en el primero se hace uso de las simulaciones desarrolladas en este mismo trabajo mientras que el segundo considera espectros suavizados a partir de modelos analíticos previamente validados.

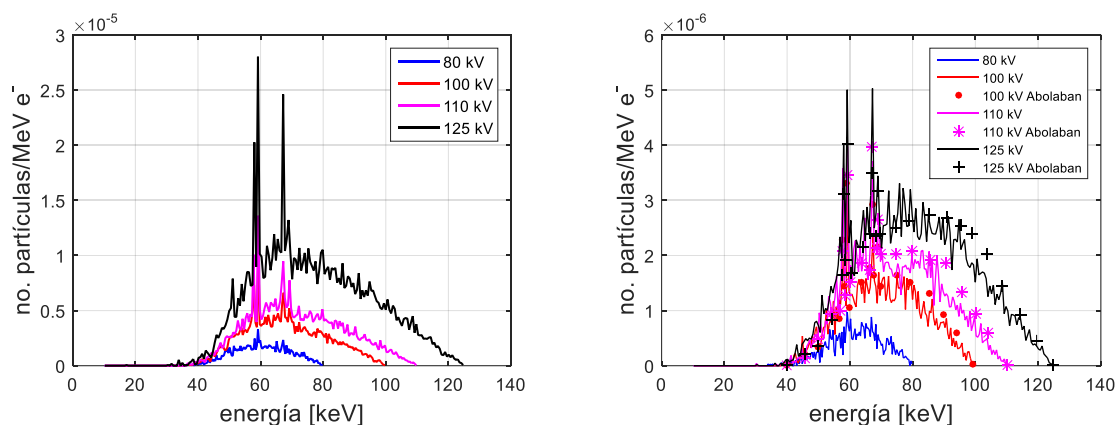


Figura 4.7. Espectros de kV del sistema OBI calculados antes de su entrada al filtro de moño (izquierda). Espectros de kV del sistema OBI calculados a la salida del filtro tipo moño comparados con lo reportado por (Abolaban, 2011) (derecha).

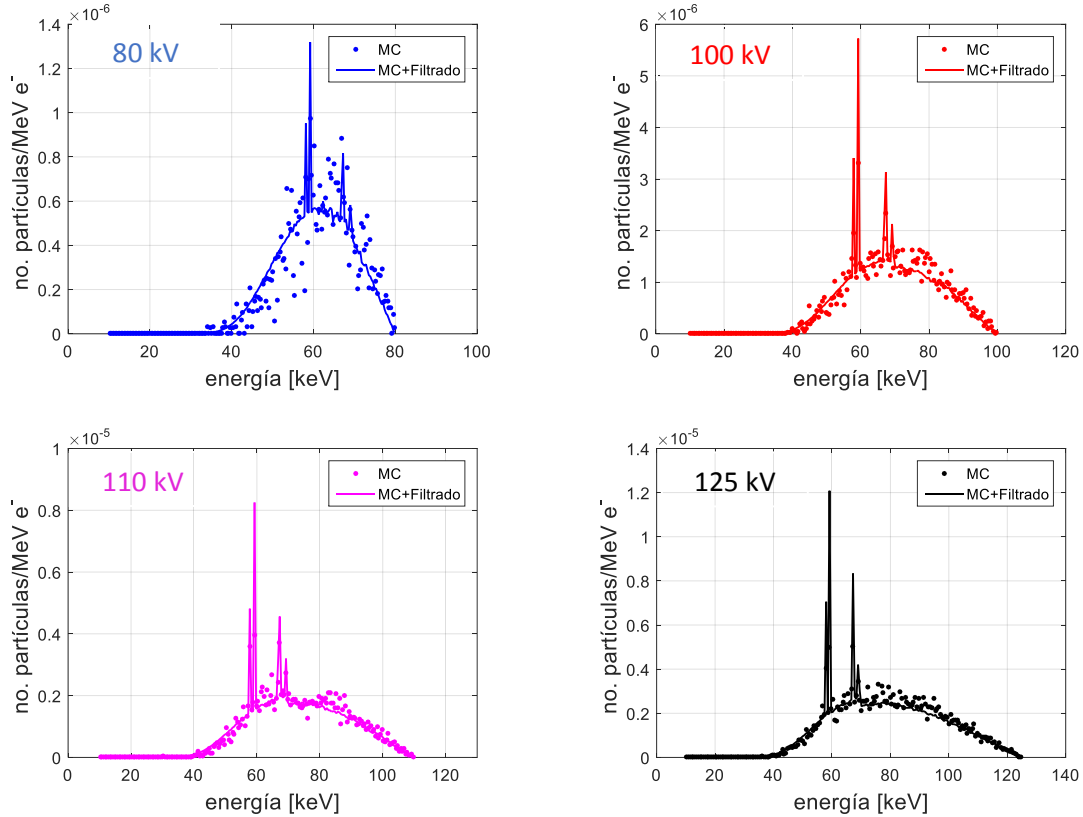


Figura 4.8. Espectros de kV a la salida del filtro tipo moño del sistema OBI calculados a partir de los obtenidos con Monte Carlo añadiendo un filtro de aluminio.

La Figura 4.8 muestra los espectros atenuados a partir de los espectros de la Figura 4.6. Para encontrar el espesor de aluminio necesario se calculó el error relativo para cada espesor hasta alcanzar un mínimo lo cual es mostrado en la Figura 4.9. La filtración añadida en términos mm de Al para cada uno de los haces fue de 4.6 cm para el haz de 80 kV y 5.1 cm para 100, 110 y 125 kV. Con estos espesores el error relativo entre el haz obtenido con MC y filtración, y el haz solo calculado con Monte Carlo es aproximadamente 27% para el haz de 80 kV menor al 15% para los haces de 100, 110 y 125 kV. Las diferencias mostradas anteriormente son significantes, pero la razón de su valor es debido a que la incertidumbre del cálculo Monte Carlo también es alta (aproximadamente del 10%).

Usando este método observamos que efectivamente se reproducen los espectros de la Figura 4.7 a pesar de observar grandes diferencias. Para observar la coincidencia de los espectros lo ideal sería obtener simulaciones Monte Carlo con menor ruido y verificar la correspondencia en los espectros. A pesar de esto, el método propuesto funciona de forma esperada y, dentro de sus limitaciones.

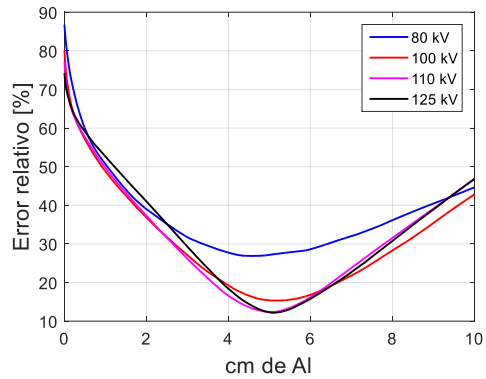


Figura 4.9. Error relativo entre el haz filtrado y el calculado por Monte Carlo para encontrar el filtro añadido del haz después de atravesar el filtro tipo moño.

En la Figura 4.10 se tienen los espectros calculados a partir del modelo de Birch-Marshall para lo cual solo se requiere colocar el kilovoltaje (80-125 kV), ángulo del ánodo ( $14^\circ$ ) y material del ánodo (W). Debido a que estos son espectros calculados de forma analítica las unidades que nos regresan son arbitrarias.

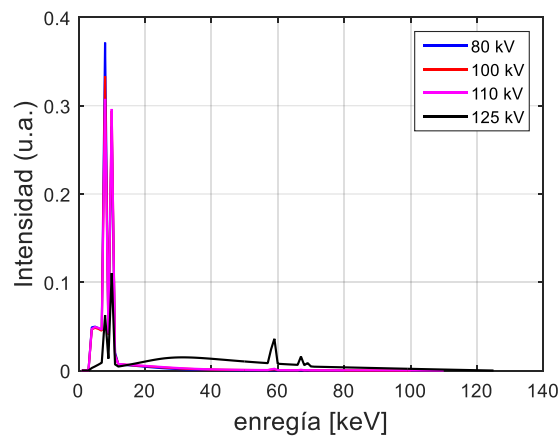


Figura 4.10.. Espectros calculados con el modelo de Birch-Marshall para el sistema OBI.

En Figura 4.11 se muestran los espectros de Birch-Marshall atenuados y ajustados a los espectros calculados con Monte Carlo, usando el mismo criterio de optimización (minimizando el error residual Figura 4.12). Los espesores de filtro de aluminio resultaron ser: 5.4 cm para 80 kV, 4.5 cm para 100 kV, 3.8 cm para 110 kV y 4.5 cm para 125 kV. Obteniendo de esta forma un error relativo entre 15% y 20% para los 4 haces calculados.

La principal razón por la cual estos espesores son diferentes de los encontrados previamente es debido a que los haces del modelo de Birch-Marshall consideran la autoatenuación en el blanco y

una ventana de berilio; en cambio los calculados por Monte Carlo consideran el espectro en la salida del ánodo donde solo se considera parcialmente la autoatenuación del blanco.

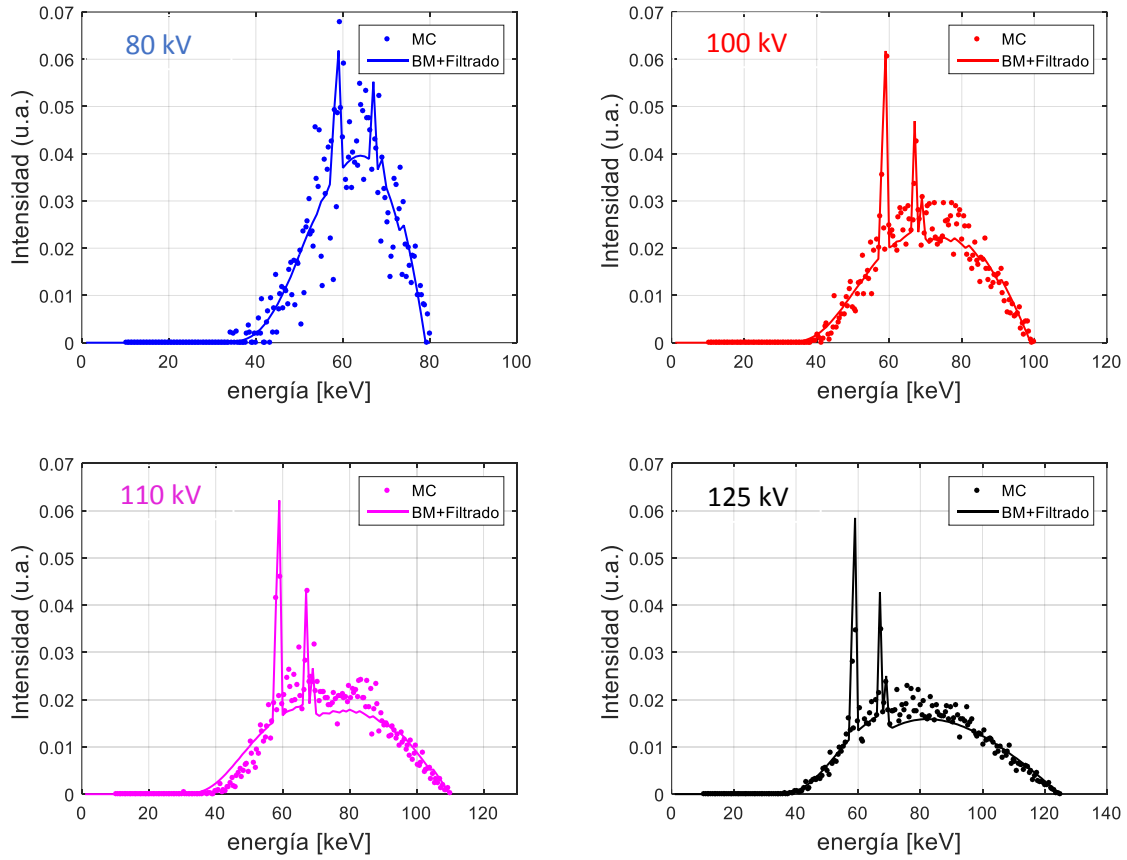


Figura 4.11. Espectros de kV del sistema OBI calculados a partir de una filtración de aluminio del haz calculado con el modelo de Birch-Marshall.

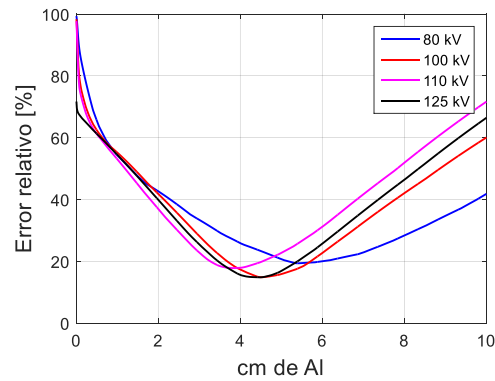


Figura 4.12. Error relativo entre el haz filtrado y el calculado por Monte Carlo



Por último, en la Figura 4.13 se muestran los espectros filtrados por los dos métodos descritos, en los cuales podemos apreciar la reducción del ruido y que se obtienen resultados similares, siendo el haz de 80 kV el que presenta mayor diferencia. Los espectros que se utilizaron para los cálculos posteriores fueron aquellos obtenidos con el primer método, es decir, calculados primero con Monte Carlo seguido de una filtración equivalente.

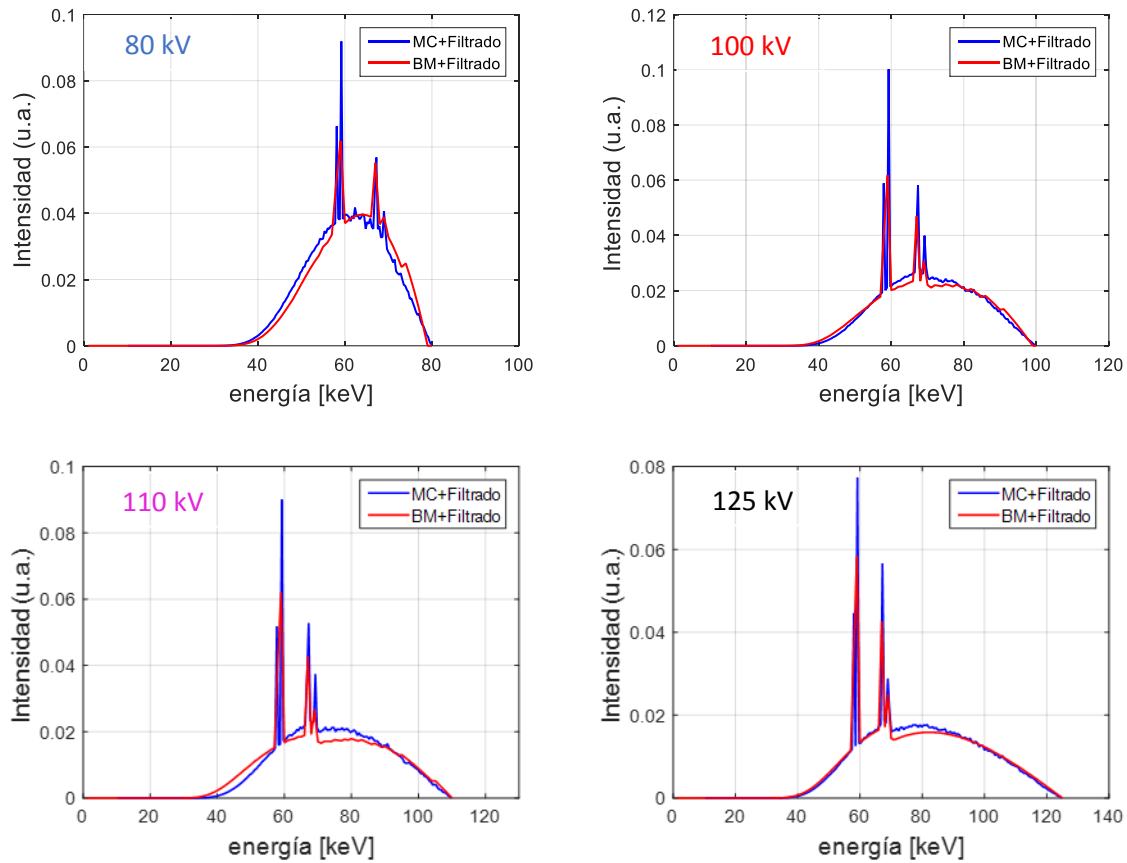


Figura 4.13. Comparación de espectros sin ruido obtenidos mediante el método 1.- MC + filtrado y el método 2.- Modelo Birch-Marshall + filtrado.

En la Tabla 4.2, se listan algunas características de calidad de haz del sistema OBI, encontradas usando los espectros suavizados a la salida del filtro tipo moño.

| Parámetro                          | 80 kV | 100 kV | 110 kV | 125 kV |
|------------------------------------|-------|--------|--------|--------|
| Energía media (keV)                | 64.2  | 71.0   | 73.7   | 80.5   |
| CHR (mm de Al)                     | 0.97  | 1.08   | 1.11   | 1.22   |
| Energía efectiva usando Al (keV)   | 62.4  | 68.2   | 70.3   | 76.5   |
| CHR (cm de Agua)                   | 3.43  | 3.57   | 3.62   | 3.75   |
| Energía efectiva usando agua (keV) | 62.5  | 68.8   | 71.2   | 78.3   |

### 4.3. Proyecciones CBCT

Para comenzar con el cálculo de proyecciones de CBCT, además de requerir los parámetros discutidos en el capítulo anterior (geometría, espectro, medida del detector etc.), se requiere la curva de respuesta de detector la cual considera un cálculo de kerma en el cristal centellador, el cual consiste en una placa CsI de 0.6 mm de espesor para el sistema OBI y una placa  $Gd_2O_2S$  de 0.34 mm de espesor para el sistema EPID.

En la Figura 4.14 se muestran las dos curvas de respuesta del detector para ambos sistemas estudiados, donde podemos apreciar un comportamiento similar, que es una alta eficiencia para fotones de baja energía debido a la prevalencia del efecto fotoeléctrico, seguido de un descenso en la curva hasta encontrarse en un borde K, el cual es de 33.2 y 35.9 keV para el CsI y 50.2 keV para el  $Gd_2O_2S$ , y continua el descenso en la respuesta. Para el caso del detector de megavoltaje es importante observar que aproximadamente después de los 0.5 MeV la curva se vuelve plana e incluso aumenta ligeramente debido a la influencia del efecto Compton a estas energías.

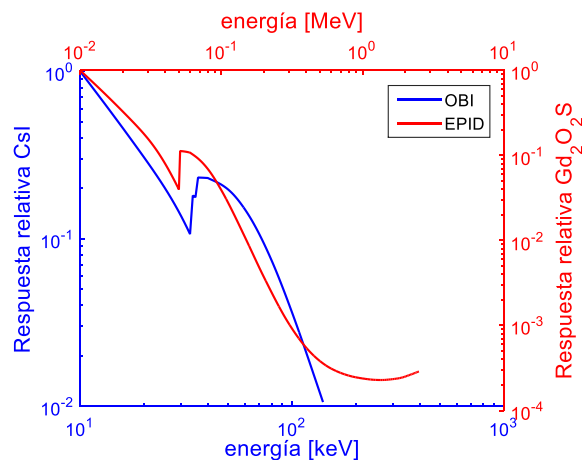


Figura 4.14. Curvas de respuesta para los detectores PaxScan 4030CB del sistema OBI (azul) y as1200 del sistema EPID (rojo).

La Figura 4.15 muestra las proyecciones bidimensionales calculadas con geometría de haz de cono. En estas imágenes se muestran los elementos necesarios para el cálculo de las proyecciones los cuales son: 1. Contribución primaria, 2. Contribución dispersa, 3. Imagen de campo plano que funciona para normalizar las intensidades registradas y 4. proyección logarítmica, la cual es un reflejo tanto del coeficiente lineal de atenuación como del espesor del material en ese punto.

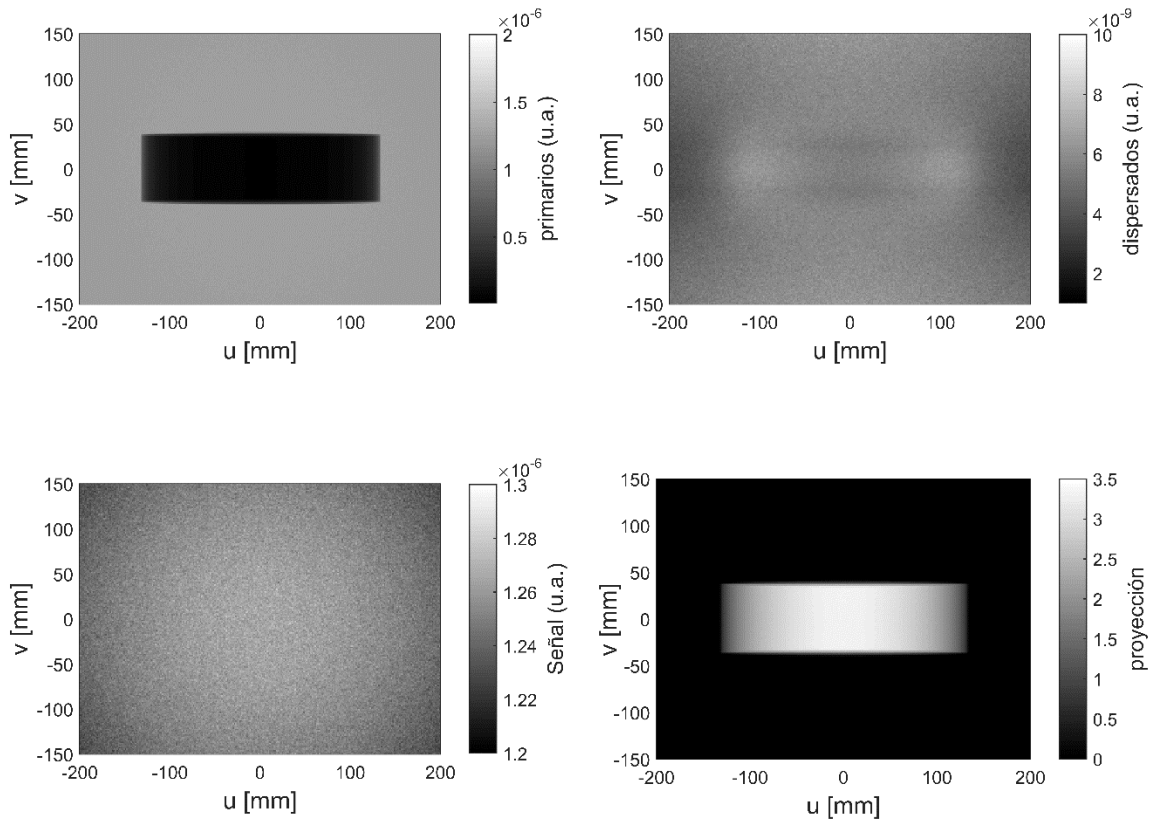


Figura 4.15. Proyecciones CBCT para un maniquí de agua con  $\varnothing=180$  mm y altura=50 mm. Arriba: Primarios (izquierda) y dispersados (derecha). Abajo: campo plano (izquierda) y proyección (derecha).

Debido a que tenemos separada la contribución primaria de la dispersa es posible calcular la proyección real (compuesta de la suma de primarios y dispersos) y la debida solo a radiación primaria (que correspondería a un caso ideal) para poder observar sus diferencias. Estas diferencias pueden ser cuantificadas haciendo el siguiente análisis.

Siendo  $P$  el campo primario,  $S$  el campo de dispersión y  $B$  el campo plano, la proyección de totales  $p_T$  y primarios  $p_p$  puede expresarse como (4.1)-(4.4):

$$p_p = -\ln\left(\frac{P}{B}\right) \quad (4.1)$$

$$p_T = -\ln\left(\frac{P+S}{B}\right) \quad (4.2)$$

$$p_T = -\ln\left(\frac{P}{B} \cdot (1 + SPR)\right) \quad (4.3)$$

$$p_T = p_p + \ln(1 + SPR) \quad (4.4)$$

Por tanto,  $|p_p - p_T| = \ln(1 + SPR)$ , que para un  $SPR \ll 1$  puede aproximarse como  $|p_p - p_T| \approx SPR$ . En la Figura 4.15 podemos observar tanto la señal registrada por el detector como las proyecciones calculadas para primarios y totales.

De igual forma, en la Figura 4.16 se presenta el perfil de la señal, calculada con el haz de 125 kV, separando las proyecciones en primarias y totales. Mientras que la Figura 4.17 muestra el perfil de las proyecciones (logarítmicas) tanto de primarios como totales.

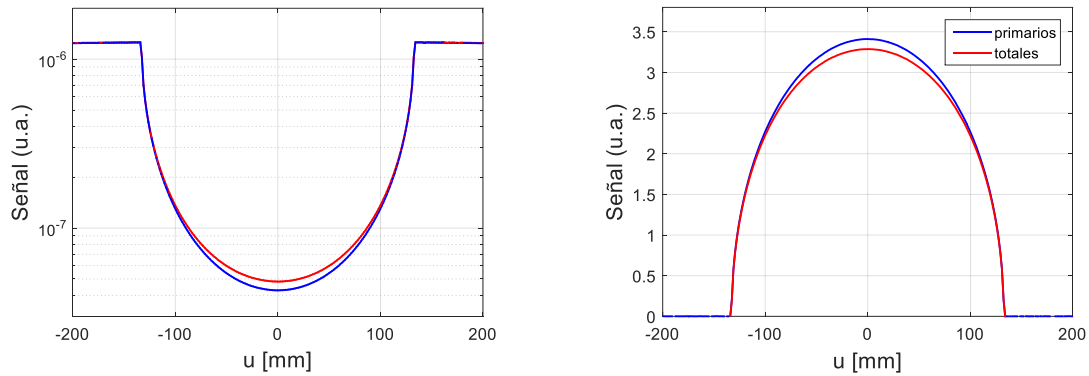


Figura 4.16. Perfiles de la señal calculada en el detector (izquierda) y de las proyecciones (derecha) para primarios y totales para el haz de 125 kV.

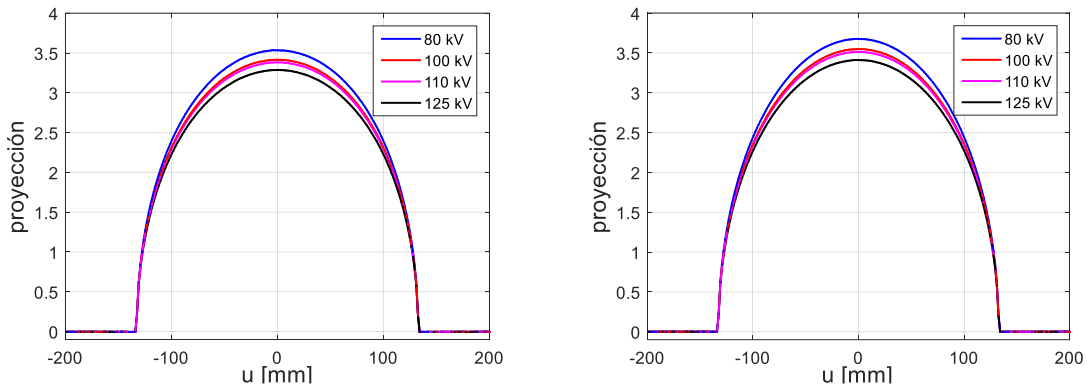


Figura 4.17. Proyecciones logarítmicas para los diferentes haces de kV. Totales (izquierda) y primarios (derecha).

Para el caso del haz de 2.5 MV se muestra también un ejemplo de la señal primaria y dispersada, así como las proyecciones (Figura 4.18).

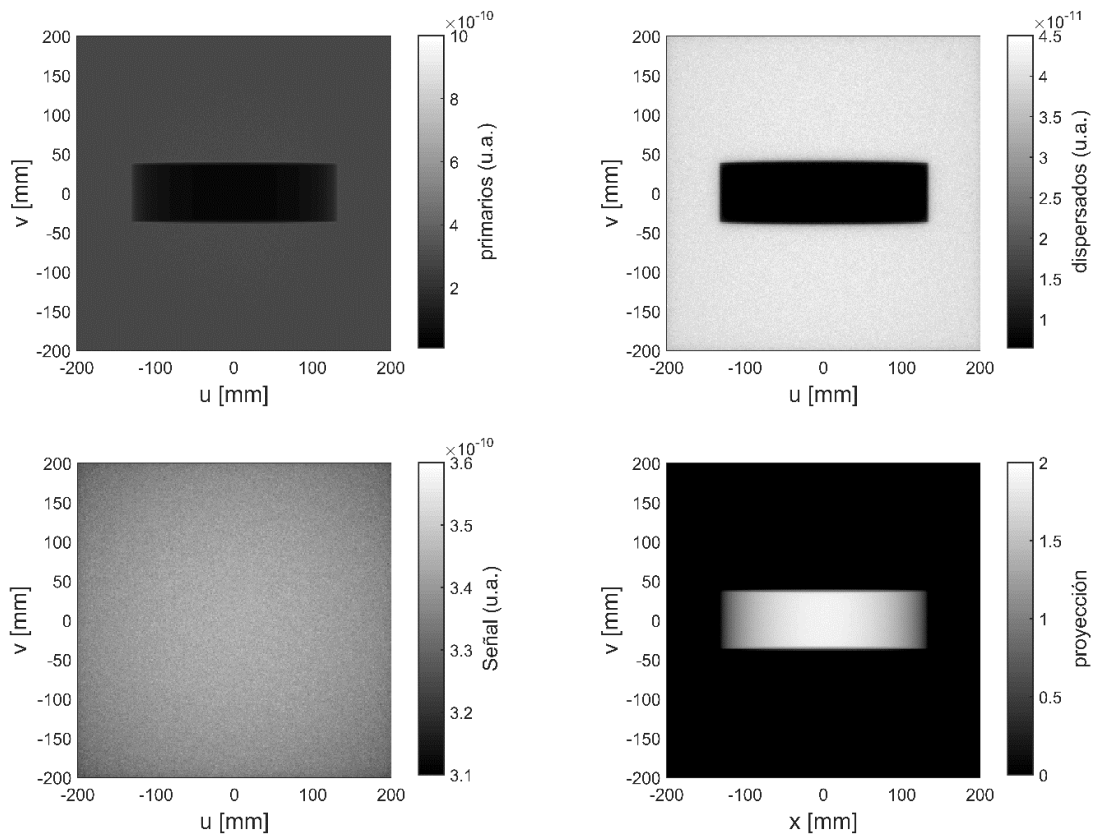


Figura 4.18. Proyecciones de 2.5 MV para un maniquí de agua con  $\varnothing=180$  mm y altura=50 mm. Arriba: Primarios (izquierda) y dispersados (derecha). Abajo: campo plano (izquierda) y proyección (derecha).

Es importante mencionar que una diferencia entre las proyecciones calculadas con el sistema OBI y EPID, es que este segundo tiene una placa de cobre antes del detector la cual también fue simulada. Como resultado de la presencia de esta placa dispersión incide en todo el detector, no solo en la región del maniquí, por lo que al calcular las proyecciones primarias se observa un *offset* en las regiones fuera del maniquí, tal como se ve en la Figura 4.19.

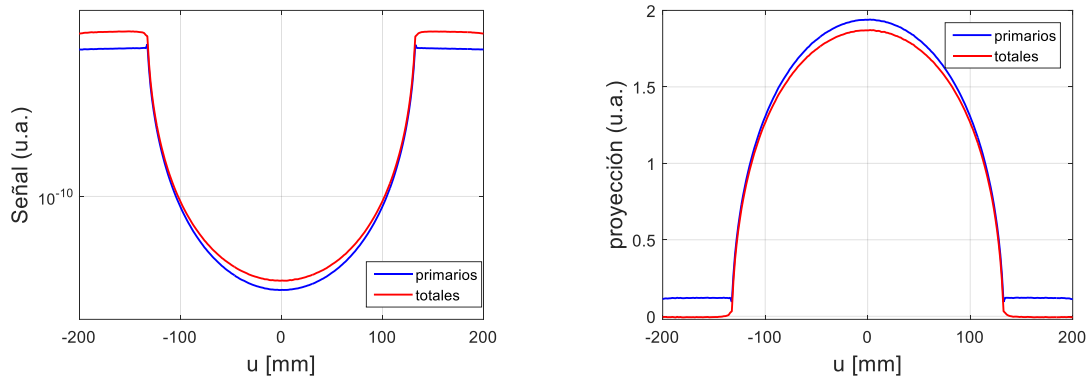


Figura 4.19. Perfiles de las proyecciones primarias vs totales. Señal en el detector (rojo) y proyección logarítmica (azul).

Las figuras anteriores mostraron un ejemplo de cómo obtener proyecciones en CBCT y la importancia de separar las componentes primarias y dispersadas. Lo que sigue será realizar un análisis más profundo acerca de los parámetros de las simulaciones para que sean optimizadas y obtener un conjunto de proyecciones con bajo ruido estadístico en el menor tiempo posible.

El primer y más importante parámetro es el número de historias debido a la naturaleza estadística del método Monte Carlo. La dependencia entre el número de historias  $N$  y la incertidumbre por simulación va como  $\sqrt{N}$ . Por ejemplo, se necesitarían 100 veces más historias para disminuir el ruido en un factor de 10. En cambio, el número de historias es directamente proporcional al tiempo de cómputo empleado.

La Figura 4.20 muestra una serie de imágenes de contribución primaria y dispersada para un número variable de historias que van de  $10^5$  a  $10^{10}$  usando el espectro de 125 kV. Se observa cómo el número de historias es menos influyente en el cálculo de la contribución primaria que en la contribución secundaria. Esto debido a que para el cálculo de la contribución primaria se usan algoritmos acelerados de trazado de rayos, en cambio, para el cálculo de dispersión se requiere seguir el transporte de los fotones dispersados lo cual conlleva mayor tiempo de cómputo.

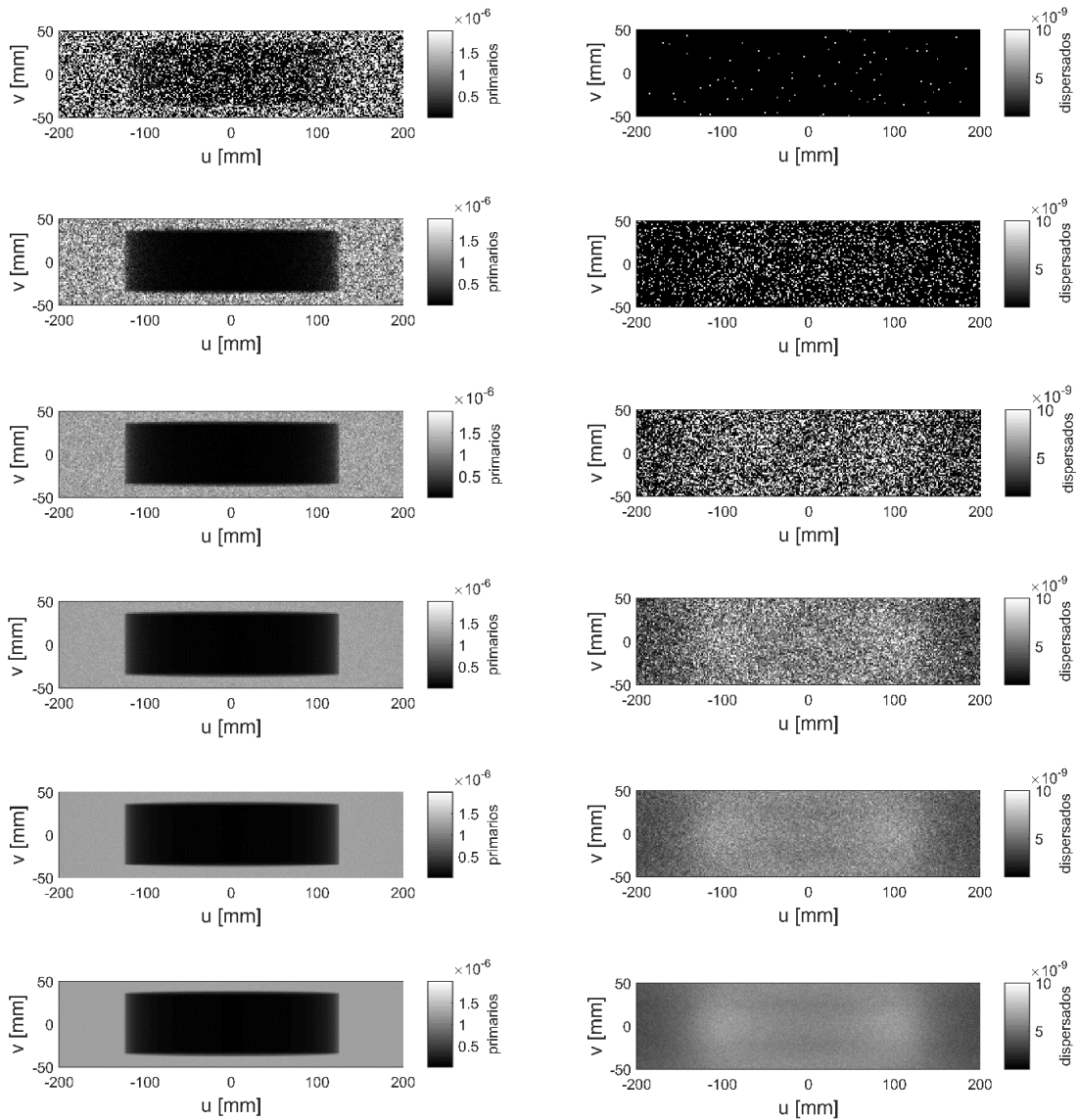


Figura 4.20. Proyecciones usando diferente número de historias de  $10^5$ - $10^{10}$ , respectivamente. Primarios (izquierda) y dispersados (derecha).

Para cada una de las simulaciones antes presentadas el programa calcula el error relativo y la eficiencia de la simulación tanto para el cálculo de la radiación primaria como dispersa, lo cual se enlista en la Tabla 4.3. En esta tabla podemos apreciar la dependencia con la  $\sqrt{N}$  en cuanto al error estadístico en la contribución primaria, en cambio en la contribución dispersada esta relación no es tan clara con un número de historias pequeño. En cuanto a la eficiencia de la simulación (que como podemos recordar, además de tomar en cuenta el MSE toma en cuenta el tiempo de cómputo), observamos que aumenta en el caso de la radiación primaria obteniendo un máximo para  $10^8$  con

una eficiencia igual a 16.53 y para  $10^{10}$  usando multinúcleos se obtiene una eficiencia igual a 15.92, mientras la eficiencia dispersada disminuye conforme se aumenta el número de historias.

Tabla 4.3 Error y eficiencia de las simulaciones por número de historia.

| No. Historias | Error relativo (primaria) [%] | Error relativo (dispersa) [%] | Eficiencia (primaria) | Eficiencia (dispersa) |
|---------------|-------------------------------|-------------------------------|-----------------------|-----------------------|
| $10^5$        | 90.5                          | 98.7                          | 1.14                  | 0.95                  |
| $10^6$        | 39.8                          | 94.5                          | 4.31                  | 0.73                  |
| $10^7$        | 11.2                          | 67.6                          | 13.4                  | 0.40                  |
| $10^8$        | 3.6                           | 30.5                          | 16.53                 | 0.23                  |
| $10^9^*$      | 1.1                           | 11.6                          | 12.8                  | 0.12                  |
| $10^{10}^*$   | 0.36                          | 3.9                           | 15.92                 | 0.13                  |

*\*En estas simulaciones se hizo uso de multinúcleos para acelerar el tiempo de cómputo.*

Usando los resultados mostrados en la Figura 4.20, calculamos los mapas del cociente dispersos a primarios (SPR), los cuales son apreciados en la Figura 4.21 junto a un perfil de la señal dispersada y el mapa SPR para los diferentes números de historias simulados. En el caso de la contribución dispersa observamos cómo se observan dos “picos” en lo que serían los bordes del maniquí y un mínimo al centro de él. Esto nos daría la idea de que la dispersión es mayor a los lados del maniquí, pero la forma de evaluar esto de forma objetiva es mediante el mapa de SPR, debido a que se normaliza por los fotones primarios que atravesaron el maniquí. Viendo este mapa se observa cómo aumenta a partir de los lados de forma lineal hasta llegar al centro donde tiene una forma curva, alcanzando un máximo al centro del maniquí con un valor de  $SPR = 0.12$ .



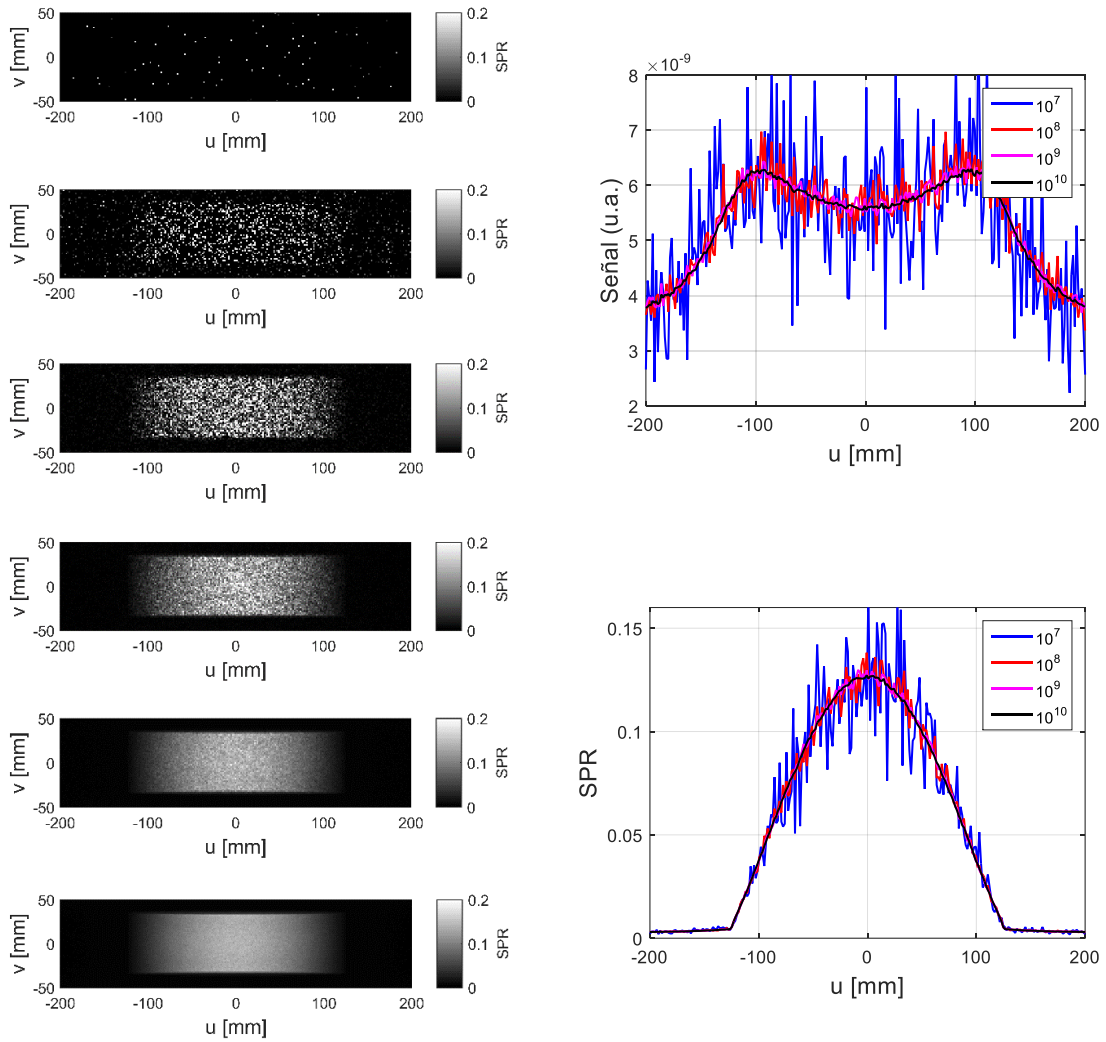


Figura 4.21. Derecha: Mapas de SPR para los diferentes números de historias. Izquierda: Perfiles para los diferentes números de historias de dispersión (arriba) y SPR (abajo).

En la Figura 4.22 se muestran los resultados para la evaluación del número de historias para el haz de 2.5 MV-FFF, mostrando tanto la contribución primaria como dispersa. Notamos la diferencia que hay entre el mapa de dispersados en el haz de 2.5 MV respecto al de kilovoltaje, esto debido principalmente a que la placa de cobre produce una dispersión uniforme fuera del maniquí.

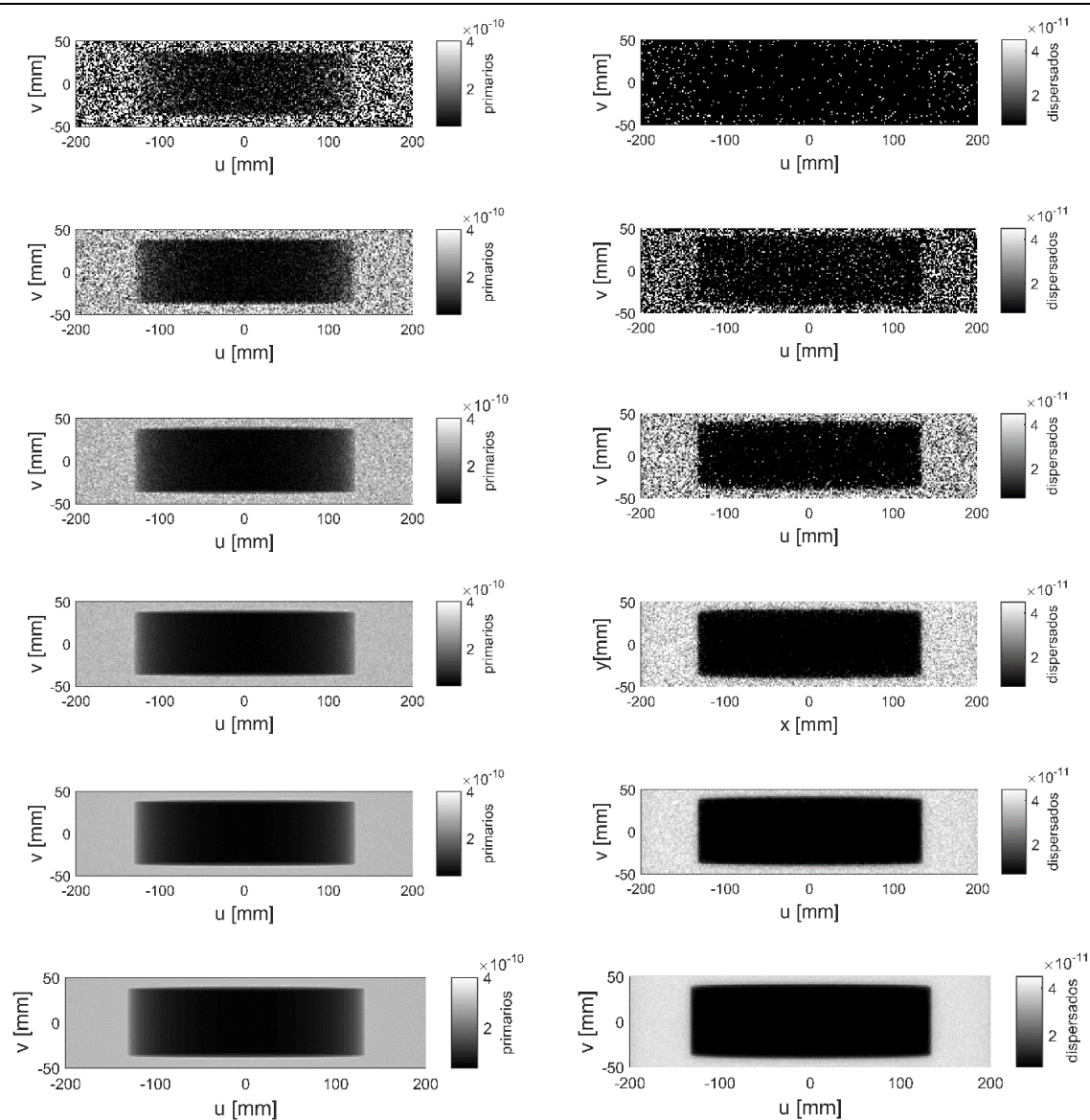


Figura 4.22. Proyecciones usando diferente número de historias de  $10^5$ - $10^{10}$ , respectivamente. Primarios y dispersados

En la Tabla 4.4 se muestra el error y eficiencia de cada simulación desarrollada. Similar al caso de kilovoltaje el error se comporta de forma  $\sqrt{N}$ , siendo el error ligeramente mayor que en el caso de las proyecciones calculadas a 125 kV; debido principalmente a que la eficiencia de detección es menor a energías de megavoltaje.

En cambio, para la relación con el error de la contribución secundaria no se observa esa relación sino a partir de  $10^7$  historias. La eficiencia primaria aumenta conforme el número de historia hasta las  $10^9$  alcanzando una eficiencia igual a 7.14, siendo aproximadamente la mitad que la obtenida en las simulaciones de 125 kV. La eficiencia dispersada se mantiene prácticamente constante en un intervalo entre 0.24 y 0.32.

Tabla 4.4 Error y eficiencia de las simulaciones por número de historia.

| <b>No. Historias</b> | <b>Error relativo (primaria) [%]</b> | <b>Error relativo (dispersa) [%]</b> | <b>Eficiencia (primaria)</b> | <b>Eficiencia (dispersa)</b> |
|----------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| 10 <sup>5</sup>      | 92.1                                 | 96.7                                 | 0.27                         | 0.24                         |
| 10 <sup>6</sup>      | 44.3                                 | 89.3                                 | 0.97                         | 0.24                         |
| 10 <sup>7</sup>      | 12.8                                 | 51.9                                 | 4.51                         | 0.27                         |
| 10 <sup>8</sup>      | 4.0                                  | 18.5                                 | 6.78                         | 0.32                         |
| 10 <sup>9</sup> *    | 1.3                                  | 6.0                                  | 7.14                         | 0.32                         |
| 10 <sup>10</sup> *   | 0.5                                  | 1.9                                  | 3.9                          | 0.29                         |

\*En estas simulaciones se hizo uso de multinúcleos para acelerar el tiempo de cómputo.

Ahora bien, evaluaremos la forma que tiene el mapa de la componente de dispersa y el mapa SPR para el haz de 2.5 MV, ilustrados en la Figura 4.23. En este caso el mapa de la componente dispersa es muy distinto al encontrado en kilovoltaje, debido a que en este caso la dispersión fuera del maniquí es mucho mayor que dentro de él, debido a la placa de cobre. Al evaluar el mapa de SPR vemos que sigue siendo mayor fuera del maniquí llegando a un máximo igual a 0.13, una vez entrando a la región del maniquí el SPR comienza a aumentar llegando a un máximo de 0.07.

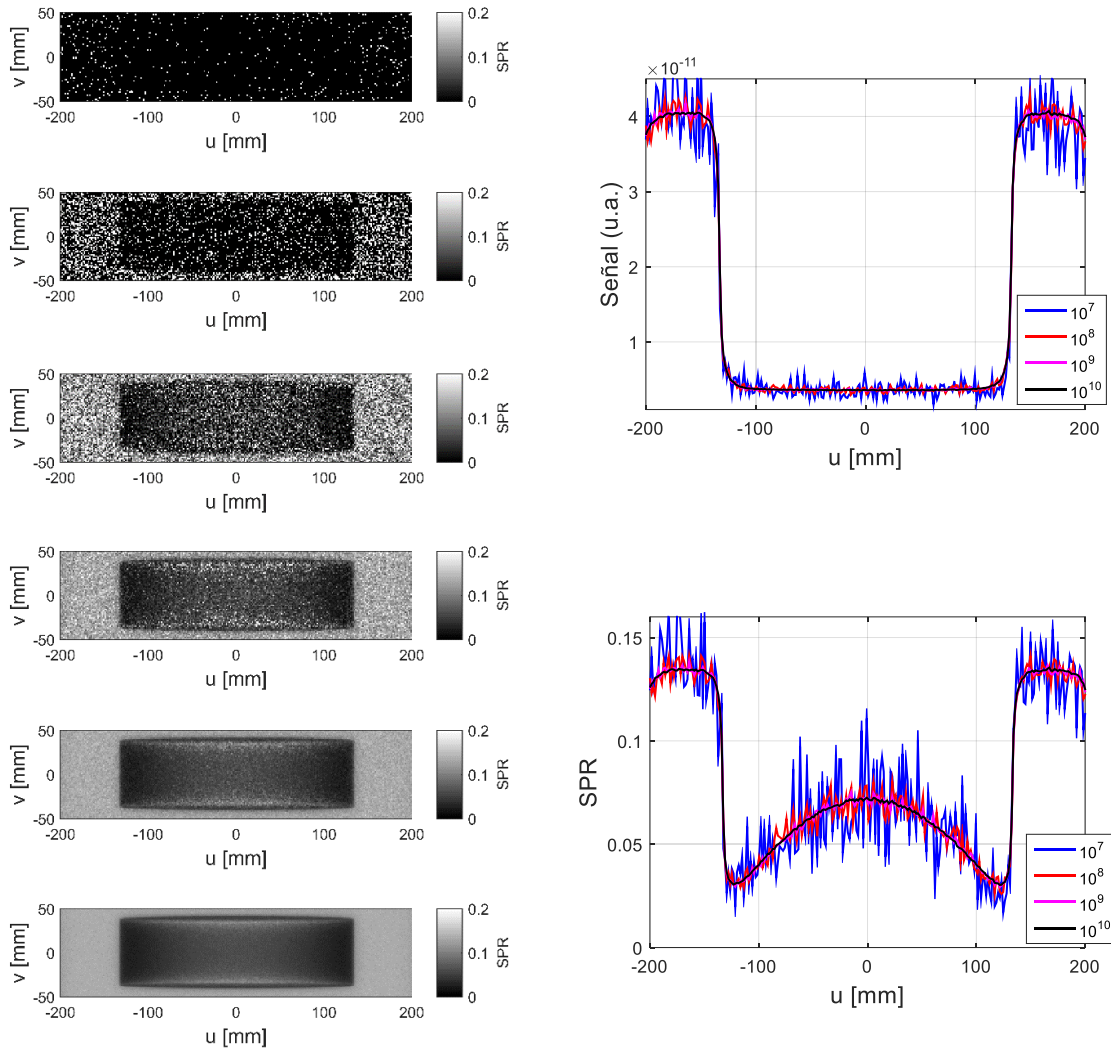


Figura 4.23. Derecha: Mapas de SPR para los diferentes números de historias. Izquierda: Perfiles para los diferentes números de historias de dispersión (arriba) y SPR (abajo).

#### 4.4. Evaluación de técnicas de reducción de varianza

En esta sección se presentan los resultados de pruebas que se realizaron para optimizar las técnicas de reducción de varianza para aumentar la precisión en el cálculo de la componente dispersa y disminuir el tiempo de cálculo, todo esto para preparar el entorno necesario para realizar el conjunto de simulaciones necesaria para obtener imágenes de CBCT.

A continuación, presentaremos los resultados de estas pruebas para el haz de 125 kV. La Figura 4.24 muestra los resultados efectuados para  $10^6$  historias, en la imagen de la izquierda se muestra el error relativo el cual se ve como disminuye al aumentar los parámetros de *división fija*  $N_p$  y  $N_s$ , la imagen de la derecha muestra la eficiencia normalizada (a la eficiencia sin uso de VRTs), en la cual podemos apreciar la dependencia con los parámetros. La eficiencia máxima se alcanza con los parámetros  $N_p=180$  y  $N_s=200$  con una eficiencia normalizada de 3.5, es decir, usando estos

parámetros es posible obtener resultados en el mismo tiempo con un MSE 3.5 (o bien, un error relativo 1.87) veces menor. En la Figura 4.25 podemos ver la comparación entre la señal dispersada sin y con el uso de las técnicas de reducción de varianza optimizado, así como un perfil de esta. Es evidente el cambio que tiene en la reducción del ruido el cálculo de la señal dispersada.

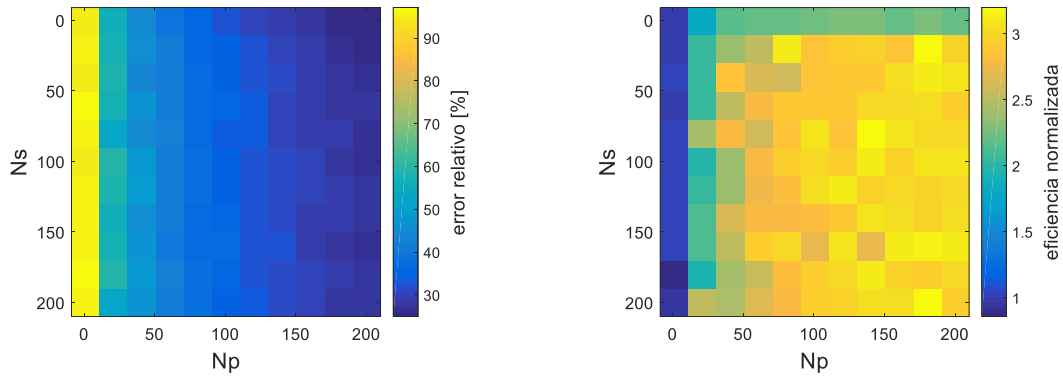


Figura 4.24. Error relativo para una proyección (izquierda) y eficiencia normalizada (derecha) para una proyección usando  $10^6$  historias a 125 kV.

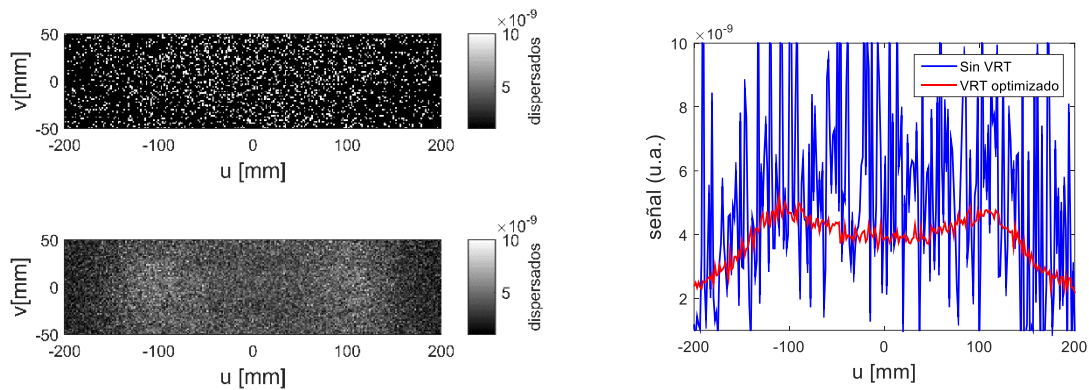


Figura 4.25. Derecha señal dispersada para  $10^6$  historias, sin VRT (arriba) y VRT optimizado (abajo). Izquierda perfil central de la señal dispersada.

Para mostrar que la eficiencia no tiene dependencia con el tamaño del maniquí se realizó la misma simulación que en el caso anterior, pero aumentando la altura del maniquí de 50 a 200 mm. Se obtuvieron resultados muy similares, una eficiencia máxima de 3.2 usando los mismos parámetros ( $N_p=180$  y  $N_s=20$ ). Tal como se observa en la Figura 4.26.

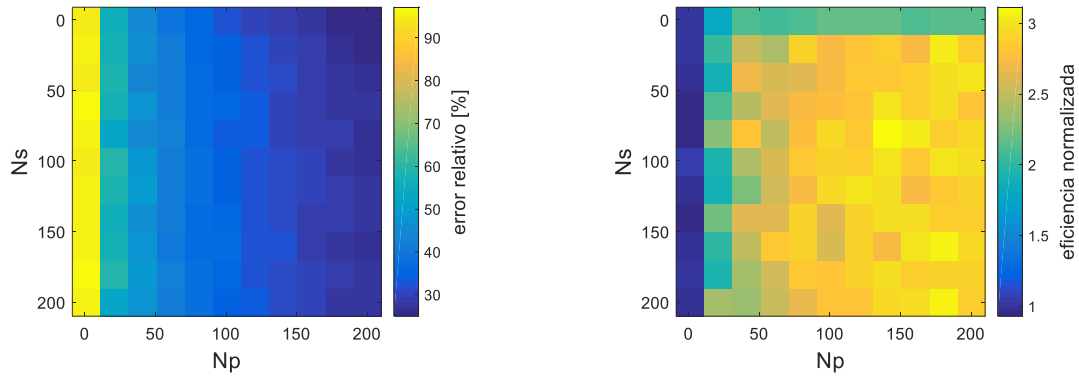


Figura 4.26. Error relativo para una proyección (izquierda) y eficiencia normalizada (derecha) para el cálculo de una proyección usando  $10^6$  historias y 125 kV en un maniquí con una altura de 200 mm.

Para el caso de  $10^7$  historias se obtiene una eficiencia normalizada máxima igual a 24, usando los parámetros  $N_p=200$  y  $N_s=20$ , que es mayor a lo encontrado en  $10^6$  (Figura 4.27).

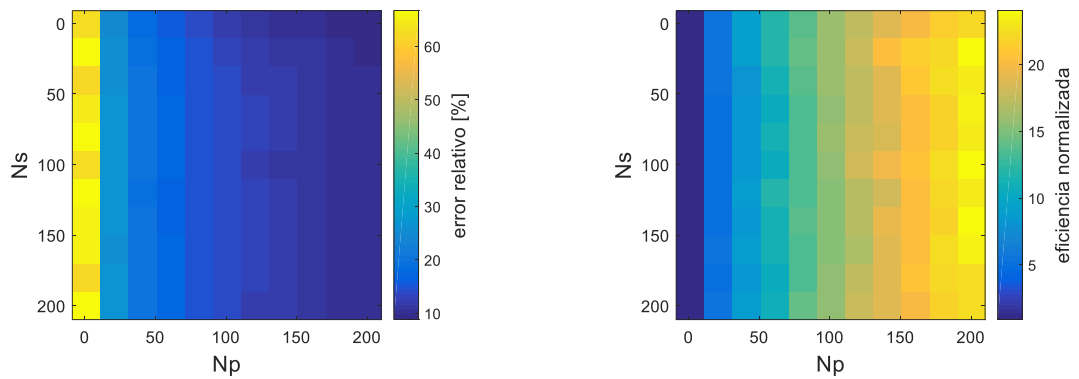


Figura 4.27. Error relativo para una proyección (izquierda) y eficiencia normalizada (derecha) para el cálculo de una proyección usando  $10^7$  historias y 125 kV.

En la Figura 4.28 tenemos la comparación entre la dispersión sin el uso y con el uso de VRTs, lo cual presenta la gran utilidad que tiene el óptimo uso de las VRTs para el cálculo con precisión de la componente dispersada.

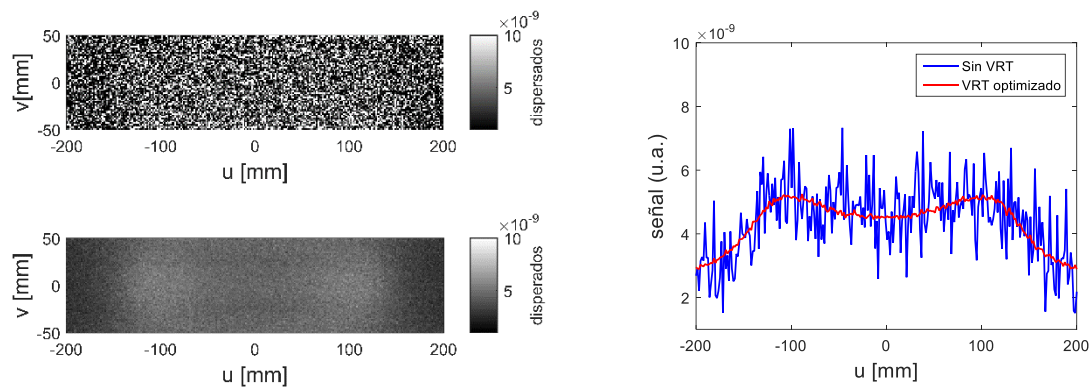


Figura 4.28. Derecha Señal dispersada para  $10^7$  historias, sin VRT (arriba) y VRT optimizado (abajo). Izquierda perfil central de la señal dispersada.

Para el caso de  $10^8$  (Figura 4.29) obtenemos que la eficiencia normalizada máxima alcanza un valor de 16 usando los parámetros  $N_p=200$  y  $N_s=20$ . Por lo cual se deduce que los parámetros anteriores son los óptimos para el desarrollo de las simulaciones usando un número de historias entre  $10^7$  y  $10^8$ . La Figura 4.30 presenta la comparación sin y con VRTs para esta prueba.

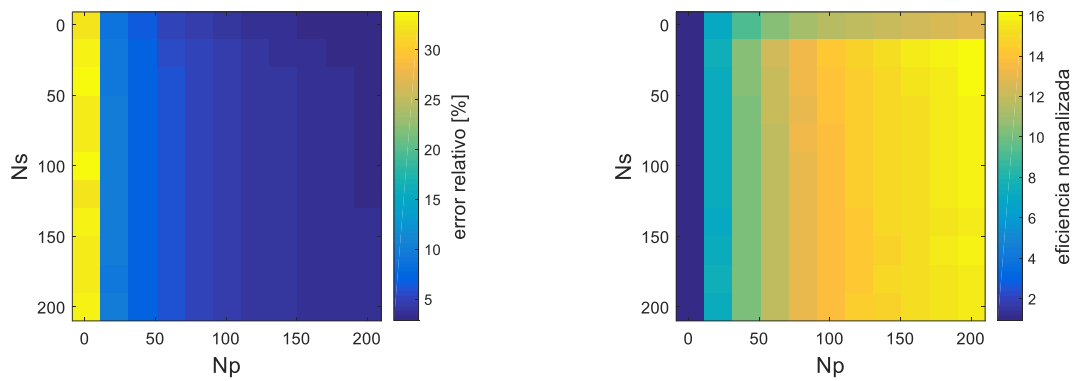


Figura 4.29. Error relativo para una proyección (izquierda) y eficiencia normalizada (derecha) para el cálculo de una proyección con  $10^8$  historias y 125 kV.

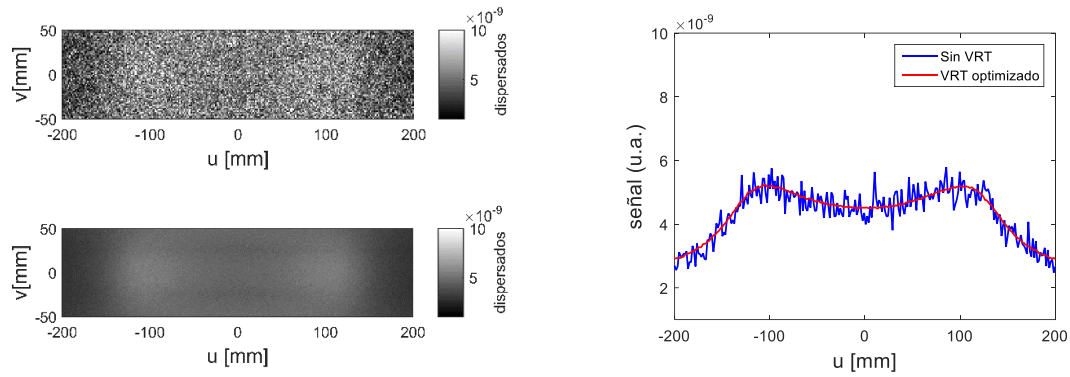


Figura 4.30. Derecha Señal dispersada para  $10^8$  historias, sin VRT (arriba) y VRT optimizado (abajo). Izquierda perfil central de la señal dispersada.

Ahora se presentan los mismos resultados de las pruebas de optimización para el haz de 2.5 MV-FFF. El caso de  $10^6$  historias es mostrado en la Figura 4.31 y se obtuvo una eficiencia normalizada máxima de 2.6 para los parámetros  $N_p=20$  y  $N_s=20$ , es importante resaltar que en este caso se alcanzó una optimización de forma rápida. La Figura 4.32 muestra la comparación entre las componentes dispersada para el caso sin VRT y optimizado.

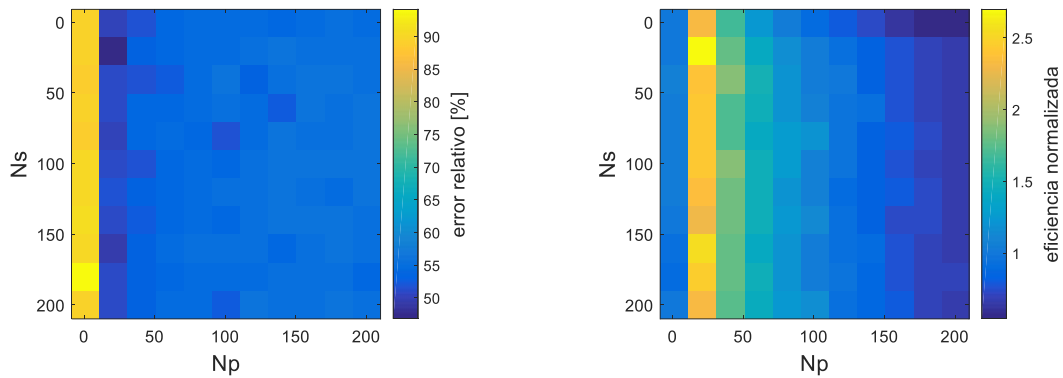


Figura 4.31. Error relativo para una proyección (izquierda) y eficiencia normalizada (derecha) para el cálculo de una proyección con  $10^6$  historias y 2.5 MV.



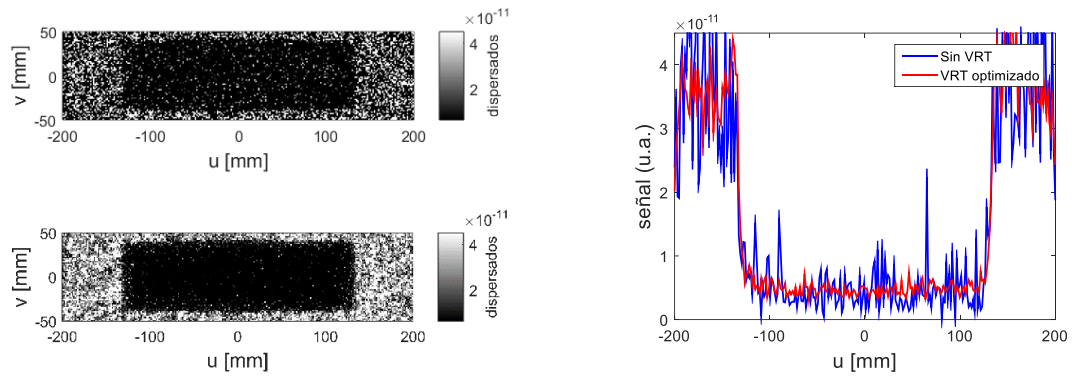


Figura 4.32. Derecha Señal dispersada para  $10^6$  historias, sin VRT (arriba) y VRT optimizado (abajo). Izquierda perfil central de la señal dispersada.

Para el caso de  $10^7$  historias (Figura 4.33) tenemos una eficiencia normalizada máxima de 11 la cual es alcanzada usando los parámetros  $N_p=100$  y  $N_s=20$ . La Figura 4.34 compara estas diferencias en la señal dispersada.

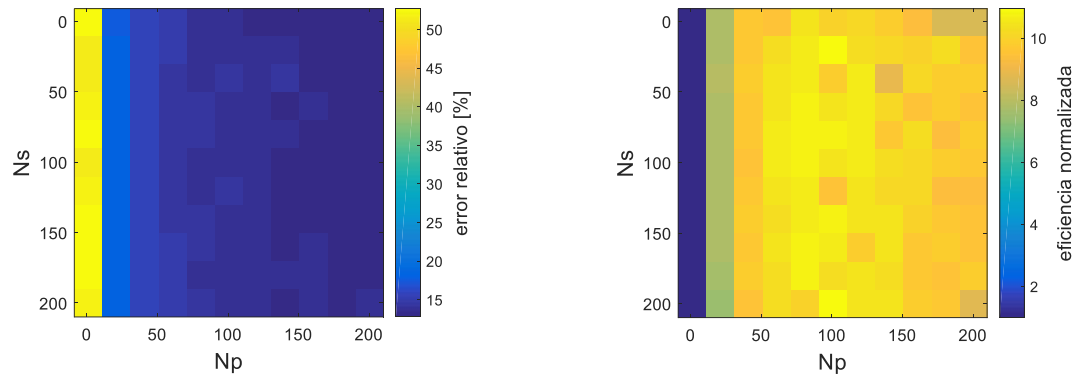


Figura 4.33. Error relativo para una proyección (izquierda) y eficiencia normalizada (derecha) para el cálculo de una proyección con  $10^7$  historias con 2.5 MV.

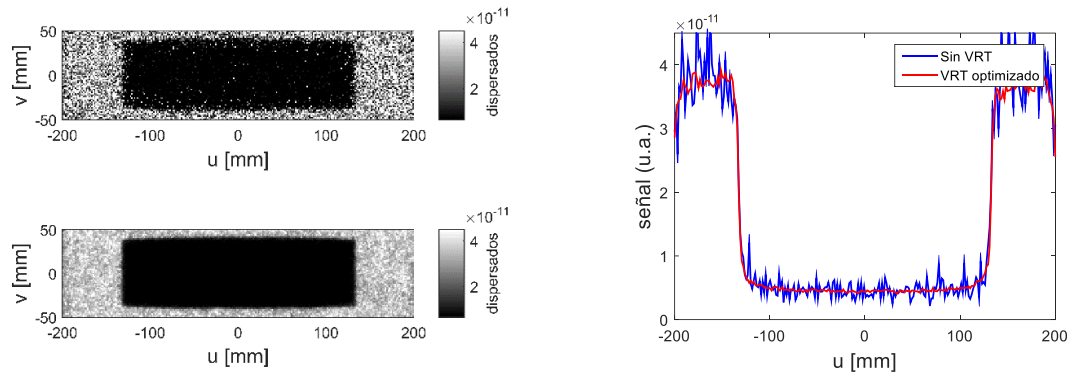


Figura 4.34. Derecha Señal dispersada para  $10^7$  historias, sin VRT (arriba) y VRT optimizado (abajo). Izquierda perfil central de la señal dispersada.

Para  $10^8$  historias se alcanza una eficiencia máxima de 7.2 alcanzada con  $N_p=40$  y  $N_s=80$ , mostrando que la eficiencia es aproximadamente la mitad que en el caso de las proyecciones adquiridas con 125 kV (Figura 4.35). La Figura 4.36 muestra la comparación entre usar y no las técnicas de reducción de varianza.

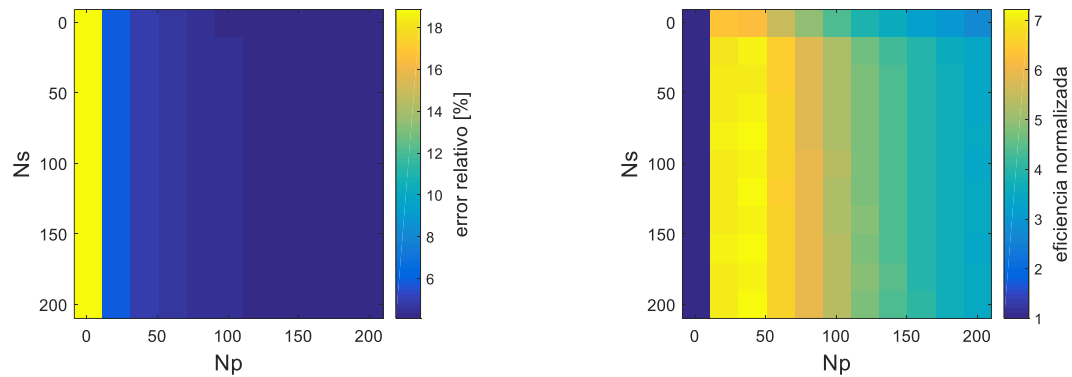


Figura 4.35. Error relativo para una proyección (izquierda) y eficiencia normalizada (derecha).

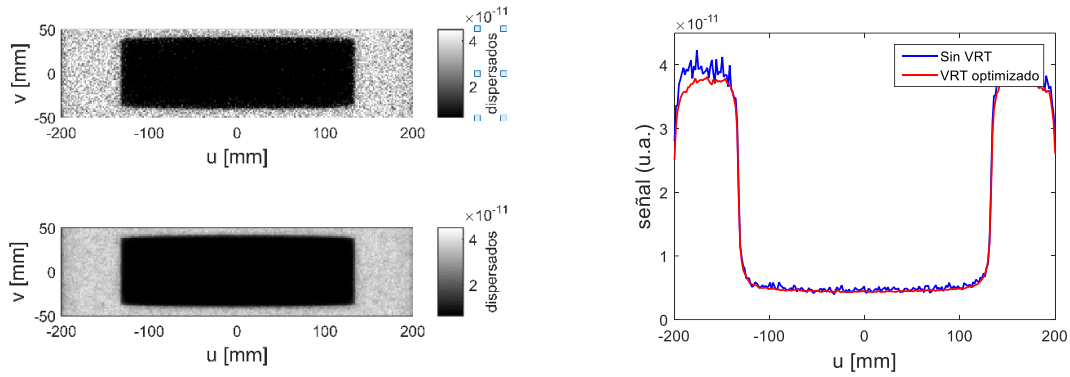


Figura 4.36. Derecha Señal dispersada para  $10^8$  historias, sin VRT (arriba) y VRT optimizado (abajo). Izquierda perfil central de la señal dispersada.

## 4.5. Reconstrucción CBCT

Para evaluar las reconstrucciones con el método de Feldkamp, así como el método de corrección por dispersión usaremos el maniquí compuesto de dos módulos, uno con insertos de diferentes materiales y otro completamente homogéneo (Figura 3.9). La Figura 4.37 presenta los resultados de la simulación de una proyección para este maniquí usando el haz de 80 kV, como es debido de la simulación obtenemos los primarios y dispersados de forma independiente para así calcular el mapa de SPR. Es importante ver que debido a las dimensiones del maniquí y el hecho de haber materiales más densos como el hueso, el SPR máximo que se alcanza es cercano a 3. Lo que nos dice que la radiación dispersa toma más presencia en este maniquí por lo que los artefactos que se observen serán más significativos. Esta figura también muestra un perfil de la proyección tanto para primarios (azul) como totales (rojo) siendo la línea continua la región homogénea del maniquí y la punteada la región con los insertos.

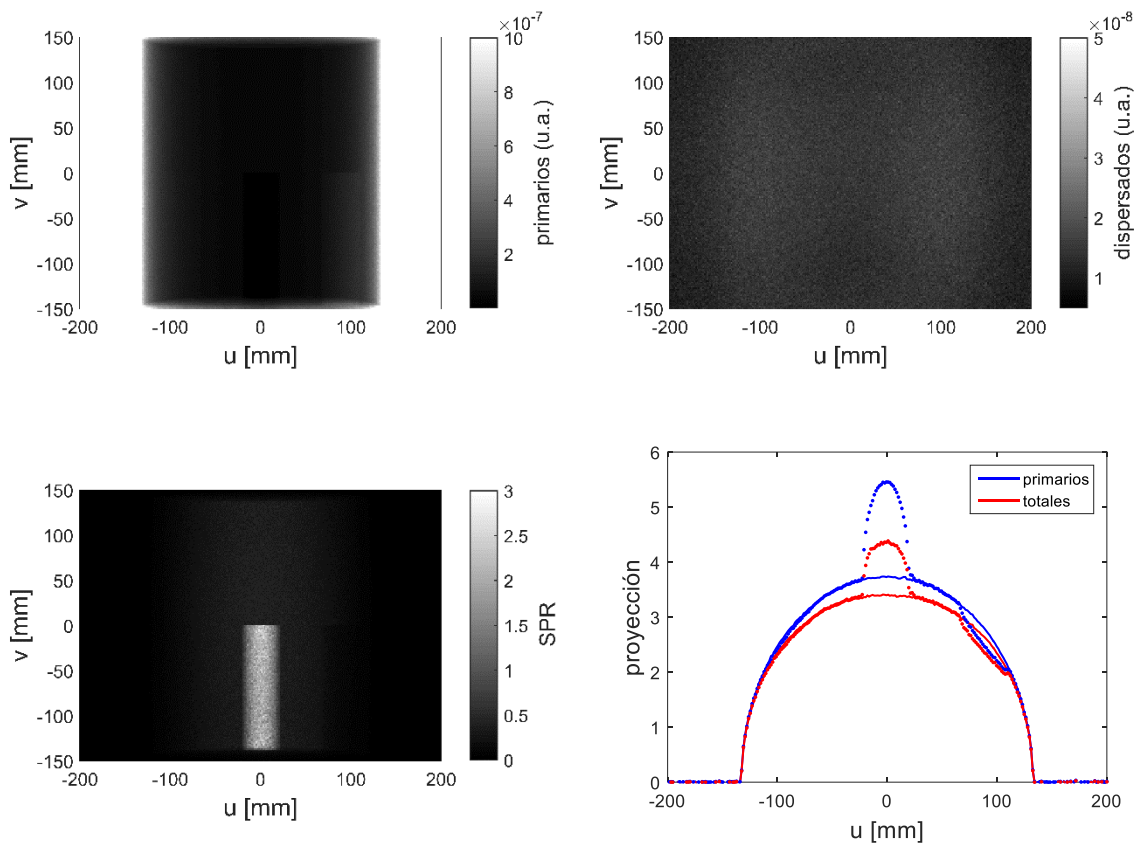


Figura 4.37. Simulación de una proyección con el haz de 80 kV. Arriba: contribución primaria (izquierda) y dispersados (derecha). Abajo: mapa de SPR (izquierda) y perfil de proyección (derecha) en línea continua región homogénea del maniquí y en línea punteada región con insertos cilíndricos.

La Figura 4.38 muestra la simulación para una proyección usando el haz de 125 kV, a partir del cual puede observarse resultados similares al haz de 80 kV, con la diferencia que el SPR en promedio es menor para esta energía utilizada y por tanto hay menor influencia de la radiación dispersa en la proyección, además que en el perfil se nota un menor contraste entre la región del hueso cortical y el agua, esto debido a que al ser un haz más duro el contraste en general disminuye.

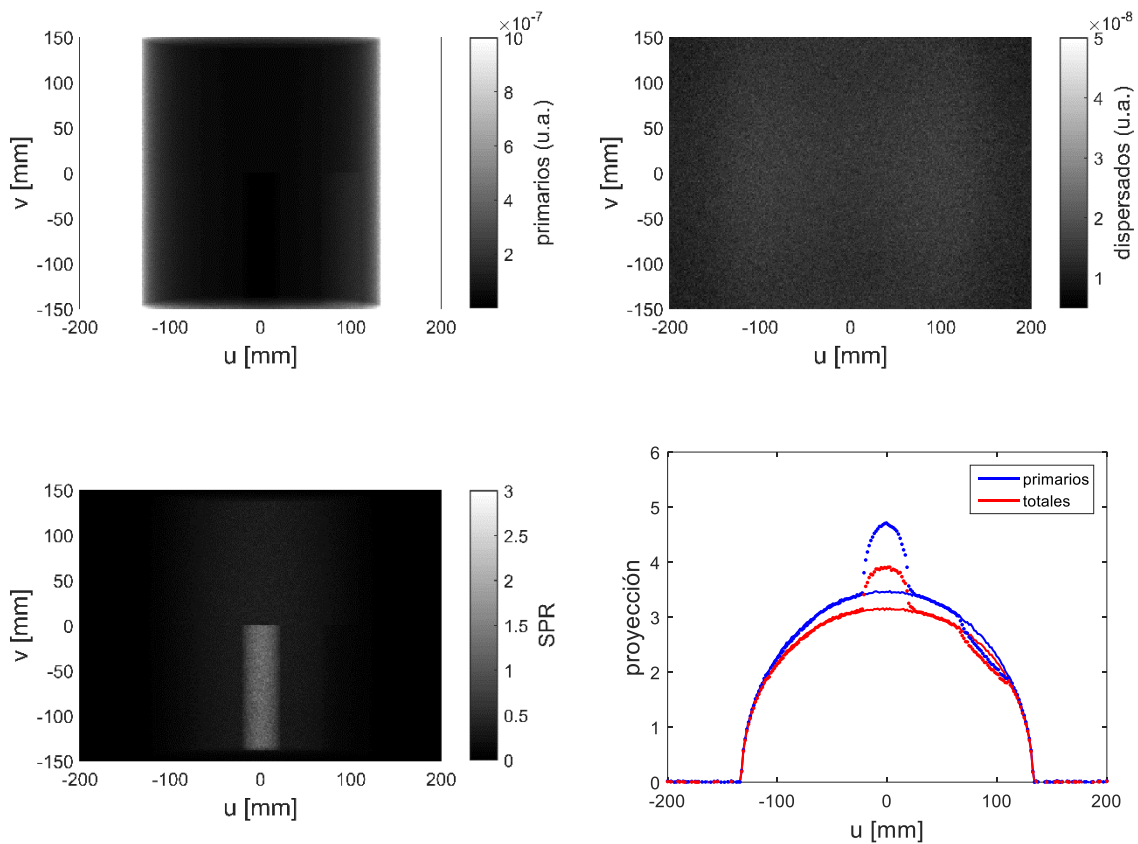


Figura 4.38. Simulación de una proyección con el haz de 125 kV. Arriba: contribución primaria (izquierda) y dispersados (derecha). Abajo: mapa de SPR (izquierda) y perfil de proyección (derecha) en línea continua región homogénea del maniquí y en línea punteada región con insertos cilíndricos.

La Figura 4.39 muestra la simulación para el haz de 2.5 MV, en el cual podemos apreciar que la contribución de la dispersión es relativamente homogénea en el maniquí sin importar los diferentes tejidos que lo componen y fuera de él es mayor debido a la placa de cobre que presenta el detector. El SPR en este caso no aumenta considerablemente, llegando a un valor máximo de 0.5 en la zona correspondiente al hueso cortical. Por lo cual para esta energía se esperaría que el efecto de la radiación dispersa sobre la imagen sea menos importante que en las imágenes de kilovoltaje.

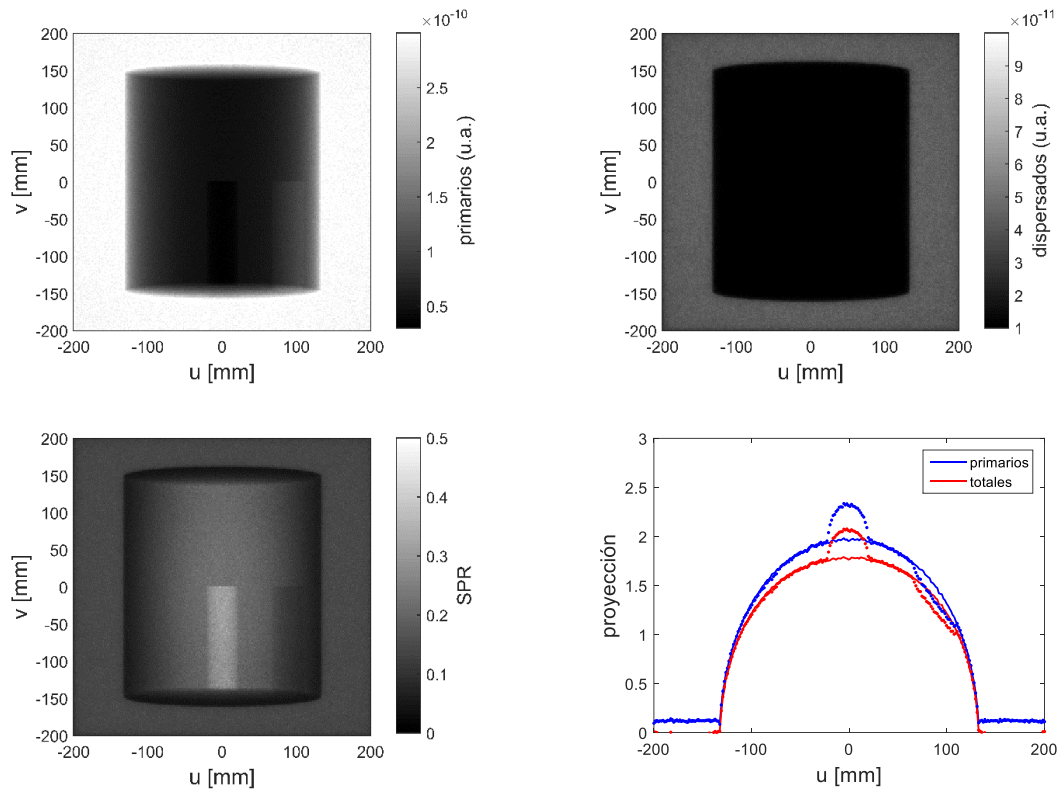


Figura 4.39. Simulación de una proyección con el haz de 2.5 MV. Arriba: contribución primaria (izquierda) y dispersados (derecha). Abajo: mapa de SPR (izquierda) y perfil de proyección (derecha) en línea continua región homogénea del maniquí y en línea punteada región con insertos cilíndricos.

Tomando las energías promedio de cada haz, presentadas en la Tabla 4.1 y Tabla 4.2. Y con la información proveída por el fabricante acerca de la composición de cada uno de los insertos tejidos podemos calcular los no. CT de cada material. La Tabla 4.5 muestra los no. CT de cada material para 3 haces diferentes.

Tabla 4.5 Número CT de cada material para diferentes haces.

| Material\Haz     | 80 kV | 125 kV | 2.5 MV |
|------------------|-------|--------|--------|
| Hueso cortical   | 3552  | 2976   | 1982   |
| Hueso trabecular | 1301  | 1233   | 1117   |
| Agua             | 1000  | 1000   | 1000   |
| Tejido adiposo   | 915   | 927    | 949    |
| Pulmón exhalado  | 500   | 500    | 500    |
| Aire             | 0     | 0      | 0      |

De esta forma el agua y aire servirán como medios para calibrar las imágenes reconstruidas ya que se conoce que sus valores por definición son 1000 y 0, respectivamente. La Figura 4.40 muestra la reconstrucción para la tomografía de 80 kV; en la parte superior se muestra la imagen reconstruida a partir de las proyecciones totales para los dos módulos y en la parte inferior se muestran la imagen reconstruida a partir de las proyecciones primarias. En la primera reconstrucción se observan algunos artefactos como: un efecto copa en el módulo de homogeneidad lo que aparenta tener un menor no. CT al centro del maniquí y en el caso del módulo de insertos se observa que alrededor del hueso surge sombra que disminuye el no. CT del material homogéneo. En cambio, en las imágenes primarias estos dos efectos no se observan. Por lo que podemos concluir que los principales artefactos que se tienen en CBCT son debidos a la radiación dispersa y no al endurecimiento de haz como ocurre en otros sistemas de tomografía convencional.

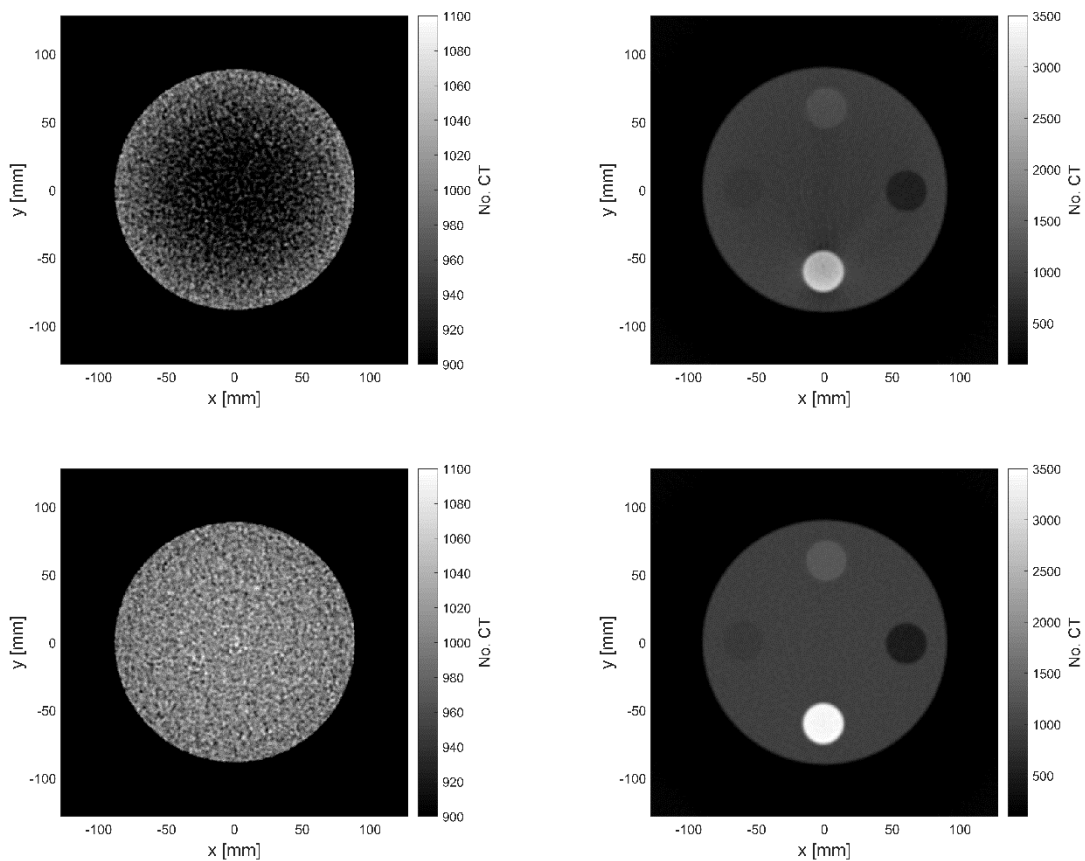


Figura 4.40. Imágenes CBCT de 80 kV. Arriba: módulo de uniformidad (izquierda) y módulo de insertos (derecha) usando las proyecciones totales. Abajo: módulo de uniformidad (izquierda) y módulo de insertos (derecha) usando solo las proyecciones primarias.

La Tabla 4.6 muestra parámetros de calidad de imagen de las imágenes anteriores, como son la señal o número CT (S), ruido (N), cociente señal a ruido (SNR) y cociente contraste a ruido (CNR). Además, muestra el parámetro de **Error [%]** el cual nos indica el error relativo entre el número CT de la imagen con el teórico (Tabla 4.5).

*Tabla 4.6* Parámetros de calidad de imagen para tomografía de 80 kV.

| Tejido           | Imagen original |             |          |               |                 | Imagen primaria |            |          |                |                |
|------------------|-----------------|-------------|----------|---------------|-----------------|-----------------|------------|----------|----------------|----------------|
|                  | S               | Error [%]   | N        | SNR           | CNR             | S               | Error [%]  | N        | SNR            | CNR            |
| Hueso cortical   | 2466±26         | <b>30.0</b> | 116±3.3  | <b>21±0.7</b> | <b>13.8±0.2</b> | 3385±3.6        | <b>4.8</b> | 27.8±1.4 | <b>122±6.0</b> | <b>86±0.4</b>  |
| Hueso trabecular | 1160±4.9        | <b>10.6</b> | 29.6±1.8 | <b>39±2.3</b> | <b>9.9±0.3</b>  | 1284±2.0        | <b>4.2</b> | 23.4±1.4 | <b>55±3.2</b>  | <b>12±0.2</b>  |
| Adiposo          | 874±2.4         | <b>4.6</b>  | 25.0±1.7 | <b>35±2.4</b> | <b>0.3±0.1</b>  | 906±1.7         | <b>1.0</b> | 24.1±1.4 | <b>38±2.2</b>  | <b>3.6±0.2</b> |
| Pulmón           | 561±1.6         | <b>12.1</b> | 24.0±1.5 | <b>23±1.5</b> | <b>12.7±0.3</b> | 514±1.5         | <b>2.6</b> | 23.6±1.2 | <b>22±1.1</b>  | <b>20±0.2</b>  |

De la tabla se observa que se tiene una mejor estimación de los números CT para la imagen formada a partir de los primarios, en cambio, la imagen original presenta variaciones importantes en la estimación de los no. CT que van desde un 5% para tejido adiposo hasta un 30% para hueso cortical. Lo cual es importante ya que se recomienda que en un equipo clínico el error sea menor al 10 % en tejidos muy densos (hueso) o muy poco densos (pulmón) y en tejidos suaves (músculo, agua o grasa) menor del 5% (Mutic et al., 2003). En cuanto al SNR este aumenta en la imagen primaria principalmente para los tejidos densos, hueso trabecular y cortical, donde el aumento es 1.4 y 5 veces mayor, respectivamente. En cuanto al CNR también hay un aumento en la imagen de primarios excepto para el hueso trabecular, para los demás el cambio va de 1.4 veces mayor (hueso cortical y pulmón) a 4 veces mayor (tejido adiposo).

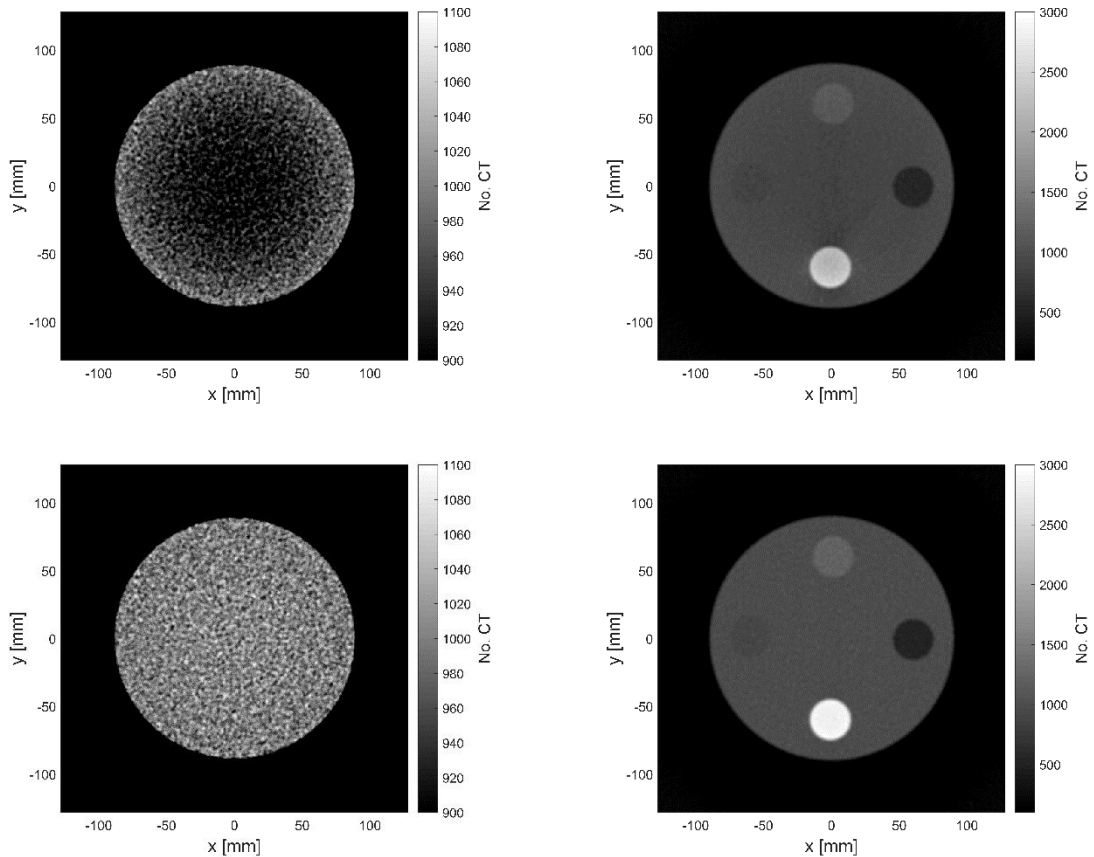
Para evaluar el módulo de uniformidad se utilizan los parámetros de ruido-imagen y no uniformidad, el primero cuantifica el ruido intrínseco de la imagen, mientras el segundo cuantifica la variación que existe en el maniquí a lo largo de él, es decir, cuantifica el efecto copa que apreciamos visualmente. En la Tabla 4.7 apreciamos estos parámetros observando como efectivamente tenemos que en la imagen original existe un efecto copa muy pronunciado mayor al 5% contra el 0.7% que vemos en la imagen primaria. En cuanto al ruido en la imagen, este también es ligeramente mayor en la imagen original, debido principalmente a que en esta imagen se combina el error estadístico presente en el cálculo de la radiación primaria más el cálculo de la radiación dispersa. Cabe resaltar que este último ruido estadístico es menor al 1%.

*Tabla 4.7* Evaluación del módulo de uniformidad para tomografía de 80 kV.

| Imagen/Parámetro | Ruido-Imagen [%] | No Uniformidad [%] |
|------------------|------------------|--------------------|
| Original         | 2.88±0.27        | 5.09±1.08          |
| Primaria         | 2.43±0.22        | 0.71±0.45          |

La Figura 4.41 muestra los resultados obtenidos de la reconstrucción para la imagen de 125 kV, en la cual observamos el efecto copa del módulo de uniformidad y la ligera sombra alrededor del hueso cortical. Mientras que en la imagen primaria se observa cómo estos artefactos no se presentan.





*Figura 4.41.* Imágenes CBCT de 125 kV. Arriba: módulo de uniformidad (izquierda) y módulo de insertos (derecha) usando las proyecciones totales. Abajo: módulo de uniformidad (izquierda) y módulo de insertos (derecha) usando solo las proyecciones primarias.

La Tabla 4.8 presenta los resultados de los parámetros de calidad de imagen, donde al igual que el caso anterior, vemos que los no. CT de los distintos materiales se estiman mejor a partir de la imagen primaria, mientras que en la imagen original se presentan variaciones que van de un 4% para tejido adiposo hasta un 25% para hueso cortical, las cuales son menores que las encontradas en la tomografía de 80 kV. En cuanto al SNR vemos que aumenta para los tejidos densos, hueso trabecular y cortical en 1.4 y 4 veces en la imagen primaria. El CNR igual aumenta entre 1.5 veces para el hueso cortical y pulmón a 5 veces para el tejido adiposo, para el hueso trabecular el cambio fue mínimo.

La Tabla 4.9 muestra la evaluación del módulo de uniformidad de la tomografía a 125 kV en la cual apreciamos que el ruido intrínseco de la imagen original sigue siendo mayor al de la imagen primaria, siendo este mayor al de su equivalente de 80 kV. En cuanto a la no uniformidad, en la imagen original sigue prevaleciendo el efecto copa con un valor aproximado de 5%, en cambio el de la imagen primaria es menor al 1%, un valor por abajo al de la imagen primaria de 80 kV.

*Tabla 4.8. Parámetros de calidad de imagen para tomografía de 125 kV.*

| Tejido           | Imagen original |             |          |               |                 | Imagen primaria |            |          |               |                 |
|------------------|-----------------|-------------|----------|---------------|-----------------|-----------------|------------|----------|---------------|-----------------|
|                  | S               | Error [%]   | N        | SNR           | CNR             | S               | Error [%]  | N        | SNR           | CNR             |
| Hueso cortical   | 2220±16         | <b>25.6</b> | 86.1±2.0 | <b>26±0.6</b> | <b>15.6±0.2</b> | 2835±2.7        | <b>4.8</b> | 34.0±2.3 | <b>83±5.6</b> | <b>54±0.35</b>  |
| Hueso trabecular | 1117±4.0        | <b>9.5</b>  | 30.3±1.8 | <b>37±2.1</b> | <b>8.0±0.2</b>  | 1225±2.0        | <b>0.8</b> | 26.7±1.5 | <b>46±2.6</b> | <b>8.8±0.2</b>  |
| Adiposo          | 881±2.8         | <b>5.0</b>  | 27.5±1.8 | <b>32±2.1</b> | <b>0.3±0.1</b>  | 920±1.9         | <b>1.0</b> | 27.2±1.4 | <b>34±1.7</b> | <b>2.6±0.2</b>  |
| Pulmón           | 557±1.8         | <b>11.4</b> | 25.6±1.5 | <b>22±1.3</b> | <b>12.4±0.2</b> | 519±1.5         | <b>4</b>   | 26.2±1.5 | <b>20±1.2</b> | <b>18.0±0.2</b> |

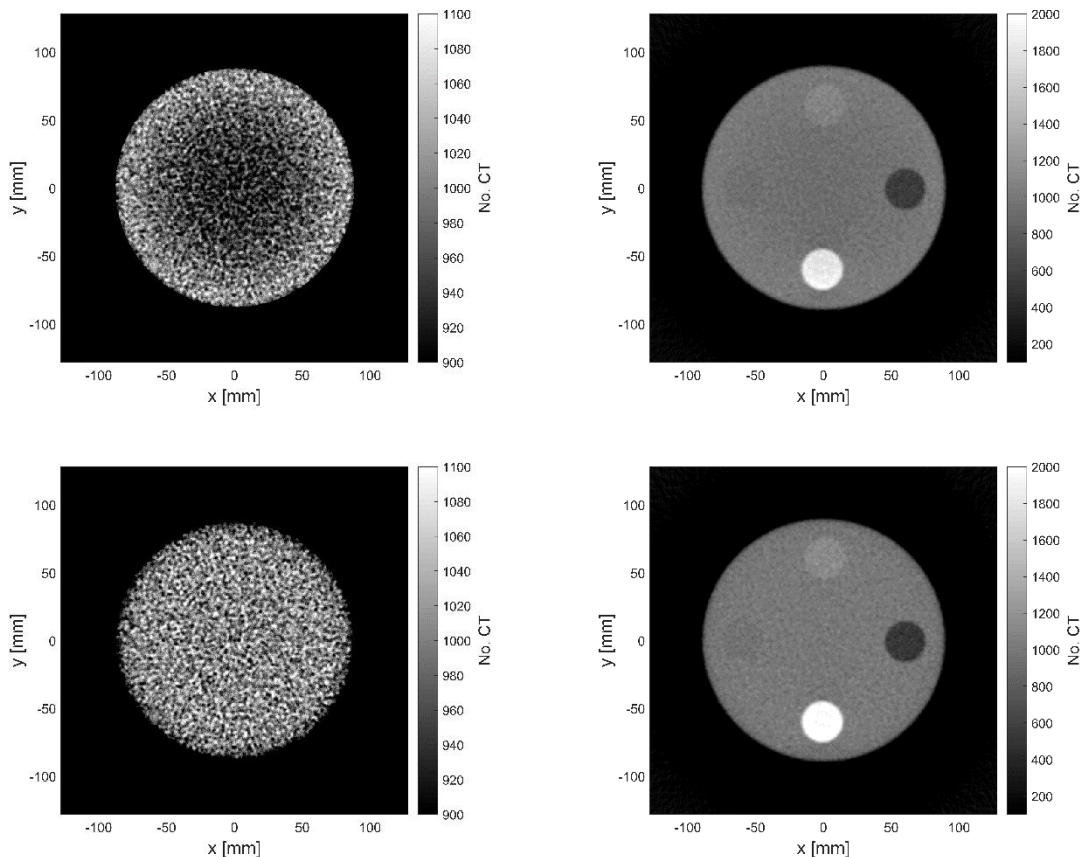
*Tabla 4.9 Evaluación del módulo de uniformidad para tomografía de 125 kV.*

| Imagen/Parámetro | Ruido-Imagen [%] | No Uniformidad [%] |
|------------------|------------------|--------------------|
| Original         | 3.2±0.23         | 5.13±0.91          |
| Primaria         | 2.8±0.20         | 0.52±0.47          |

En cuanto la reconstrucción de la imagen formada con el haz de 2.5 MV, podemos apreciarla en la Figura 4.42, en la cual lo primero que notamos es la reducción abrupta de contraste entre los diferentes tejidos, esto debido a que a estas energías la distinción entre los tejidos es debido únicamente por la densidad del tejido, por lo que tejidos como es el adiposo o hueso trabecular terminan siendo muy similares al agua. En la imagen original sigue viéndose un efecto tipo copa tal como en las tomografías de kilovoltaje, siendo eliminado en la imagen primaria.

El análisis de calidad de imagen lo podemos observar en la Tabla 4.10 de la cual observamos que el ruido tanto en la imagen original como en la primaria aumenta de forma significativa respecto a las imágenes de kilovoltaje, esto debido a que las proyecciones simuladas tenían una cantidad de ruido mayor debido a que se realizaron con un número de historias tal que se requiriera un tiempo de cómputo igual al de las proyecciones de kilovoltaje. Por lo cual en general el SNR y CNR es menor.

En cuanto a la comparación entre la imagen original y primaria podemos observar que la estimación del número CT sigue siendo mejor para el caso de la imagen primaria, siendo que la imagen original presenta variaciones que van de un 1.5% para el tejido adiposo hasta un 8% para el hueso cortical, siendo estas menores que en el caso de kilovoltaje debido a que como vimos, tenemos un menor impacto de la radiación dispersa en este tipo de imágenes. Lo cual es favorable según los reportes técnicos de calidad de imagen en CT (Mutic et al., 2003) el cual menciona que la incertidumbre o error en los números CT no debe ser mayor al 10 % en tejidos muy densos o muy poco densos y menor al 5 % en tejidos de densidad similar al agua.



*Figura 4.42.* Imágenes CBCT de 2.5 MV. Arriba: módulo de uniformidad (izquierda) y módulo de insertos (derecha) usando las proyecciones totales. Abajo: módulo de uniformidad (izquierda) y módulo de insertos (derecha) usando solo las proyecciones primarias.

El SNR este aumenta en las imágenes primarias en los tejidos más densos que el agua y disminuye para los tejidos menos densos que el agua, habiendo un aumento máximo del 15% para hueso cortical y una disminución máxima de 25% para el pulmón. El CNR aparentemente no cambia entre la imagen original y la primaria para el hueso cortical y el pulmón, mientras que para el hueso trabecular hay una disminución y para el tejido adiposo un aumento mayor a 10 veces.

En cuanto a la estimación de los números CT no existe un manual donde indique tolerancias como en el caso de kilovoltaje, pero basándonos en estos manuales podemos asegurar que las tolerancias se cumplen para la imagen primaria y en la imagen original no se cumplen para tejidos muy densos como el hueso cortical y poco densos como el pulmón.

Como se presenta en la Tabla 4.11 el ruido-imagen es mayor que en las imágenes de kilovoltaje, por las razones presentadas anteriormente, siendo aún mayor en la imagen original como es la tendencia hasta ahora. La no uniformidad esta sigue presente en la imagen original tiene un valor de 6.8%, similar al presentado en kilovoltaje y en la imagen primaria es casi despreciable siendo menor a 0.1% por lo cual para estas energías se puede asegurar que el efecto copa es debido únicamente a la dispersión y no al endurecimiento del haz como sucede con los haces de kilovoltaje.

*Tabla 4.10. Parámetros de calidad de imagen para tomografía de 2.5 MV.*

| Tejido           | Imagen original |             |          |               |                  | Imagen primaria |            |          |               |                  |
|------------------|-----------------|-------------|----------|---------------|------------------|-----------------|------------|----------|---------------|------------------|
|                  | S               | Error [%]   | N        | SNR           | CNR              | S               | Error [%]  | N        | SNR           | CNR              |
| Hueso cortical   | 1831±7.9        | <b>7.9</b>  | 54.7±2.8 | <b>33±1.7</b> | <b>16.6±0.21</b> | 2030±3.1        | <b>2.1</b> | 49.9±2.8 | <b>41±2.2</b> | <b>20.8±0.18</b> |
| Hueso trabecular | 1089±3.9        | <b>2.4</b>  | 39.6±2.6 | <b>28±1.8</b> | <b>4.3±0.18</b>  | 1136±2.9        | <b>1.0</b> | 42.9±3.0 | <b>26±1.8</b> | <b>3.3±0.13</b>  |
| Adiposo          | 934±2.8         | <b>1.5</b>  | 38.3±2.5 | <b>24±1.6</b> | <b>0.4±0.15</b>  | 954±2.4         | <b>0.1</b> | 42.9±2.7 | <b>22±1.4</b> | <b>0.9±0.11</b>  |
| Pulmón           | 562±2.7         | <b>12.8</b> | 37.6±2.2 | <b>15±0.9</b> | <b>9.5±0.19</b>  | 525±3.0         | <b>4.4</b> | 42.6±2.6 | <b>12±0.8</b> | <b>11.0±0.17</b> |

*Tabla 4.11 Evaluación del módulo de uniformidad para tomografía de 2.5 MV.*

| Imagen/Parámetro | Ruido-Imagen [%] | No Uniformidad [%] |
|------------------|------------------|--------------------|
| Original         | 4.1±0.31         | 5.7±0.68           |
| Primaria         | 4.4±0.32         | 0.79±0.46          |

Lo que seguirá en la presentación de estos resultados será la implementación y evaluación del método de corrección por dispersión, es por ellos que antes vimos cómo se vería la imagen primaria debido a que esta será nuestro estándar para comparar ya que aplicando exclusivamente este método no podemos obtener una calidad de imagen mayor a la imagen primaria.

#### 4.6. Evaluación de corrección por dispersión

Para iniciar la corrección por dispersión debemos de convertir la imagen de CBCT a un maniquí voxelizado que pueda ser usado en la simulación Monte Carlo, para ello usamos una curva de calibración que además de segmentar nuestro maniquí en los diferentes tejidos asigna diferentes densidades dependiendo el número CT. Esta curva se realizó partiendo de los no. CT teóricos presentados en la Tabla 4.5 y es representada en la Figura 4.43. De esta curva podemos discutir que se trata de una curva bilineal, cuyo punto de cambio de pendiente se encuentra alrededor del agua, siendo en general la de mayor pendiente los materiales menos densos, además de la particularidad de que esta primera pendiente no es muy diferente para las 3 energías. En cambio, la segunda pendiente (de materiales más densos que el agua) si cambia considerablemente con la energía, aumentando la pendiente con la energía. Lo anterior es debido a que a bajas energías tenemos una dominancia del efecto fotoeléctrico que ocasiona que un ligero cambio en la densidad se traduzca en un gran aumento de los números CT. En cuanto a la curva de 2.5 MV se observa que ambas pendientes son casi idénticas, lo que nos dice que el no. CT es directamente proporcional a la densidad física del material debido a que esta energía el efecto dominante es la dispersión Compton, que como vimos en la segunda sección de este trabajo, la probabilidad de interacción es directamente proporcional a la densidad del material.

Con esta curva y con la función *ctcreate* de EGSnrc es posible voxelizar el maniquí y realizar una simulación de baja resolución y esparcida angularmente para calcular la contribución de dispersión a la proyección con alta precisión.

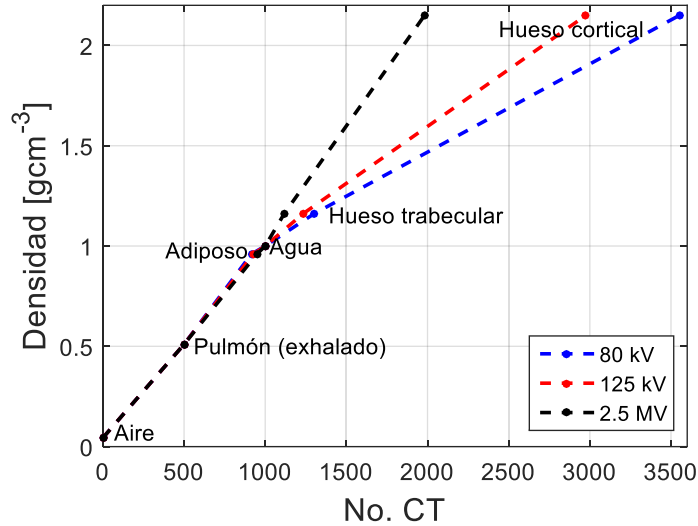


Figura 4.43. Curva de calibración de no. CT vs densidad física para los 3 haces estudiados: 80 kV (azul), 125 kV (rojo) y 2.5 MV (negro).

La Figura 4.44 muestra un ejemplo del cálculo de dispersión a baja resolución y su interpolación (para reescalar al tamaño de las proyecciones originales), estas simulaciones de baja resolución permiten un cálculo Monte Carlo con menos de 1% de incertidumbre.

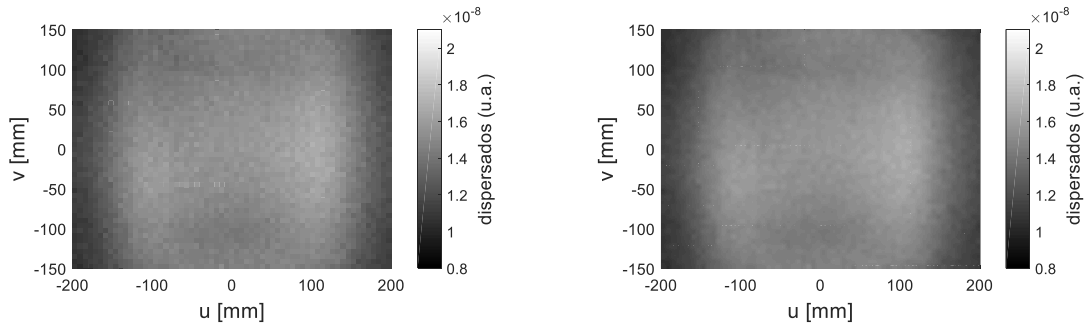


Figura 4.44. Cálculo de dispersión a baja resolución (izquierda) y su interpolación (derecha) para el haz de 80 kV.

La Figura 4.45 (módulo de insertos) y Figura 4.46 (módulo de homogeneidad) para las primeras 3 iteraciones de la imagen de 80 kV. La Tabla 4.12 muestra los parámetros de calidad imagen para las iteraciones, de los cuales podemos comentar lo siguiente.

Con la primera iteración se obtiene una mejor estimación de los números CT, pero a expensas de ello se obtienen artefactos en la imagen tipo raya que parecen salir del hueso cortical. Estos artefactos son debidos a que en estas regiones hay una sobreestimación de la dispersión y por tanto pareciera ser un tejido más dispersor. En la segunda iteración las estimaciones en no. CT son muy similares a la primera iteración, con la diferencia que los artefactos tipo raya se ven reducidos. En la tercera iteración los artefactos disminuyen, pero siguen siendo visibles y se preserva la estimación de los no. CT.

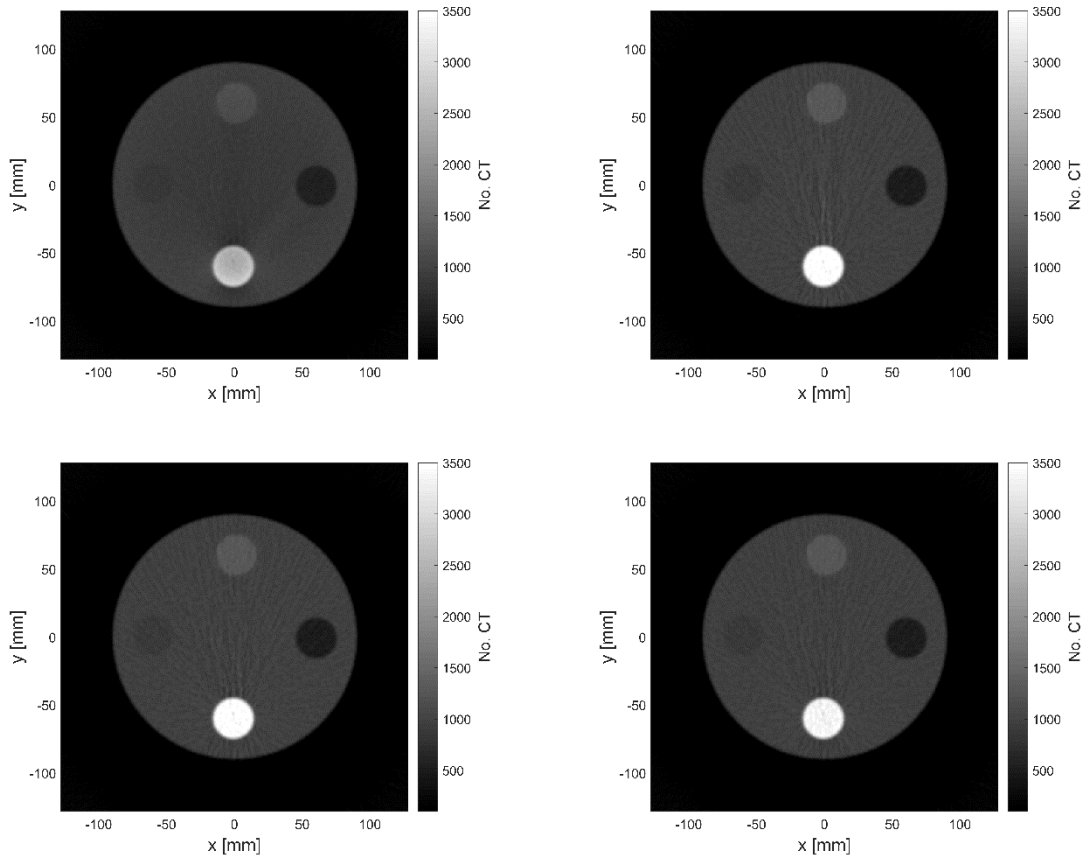


Figura 4.45. Módulo de insertos de la imagen de 80 kV. Arriba: imagen original (izquierda), 1ra iteración (derecha). Abajo: 2da iteración (izquierda) y 3ra iteración (derecha).

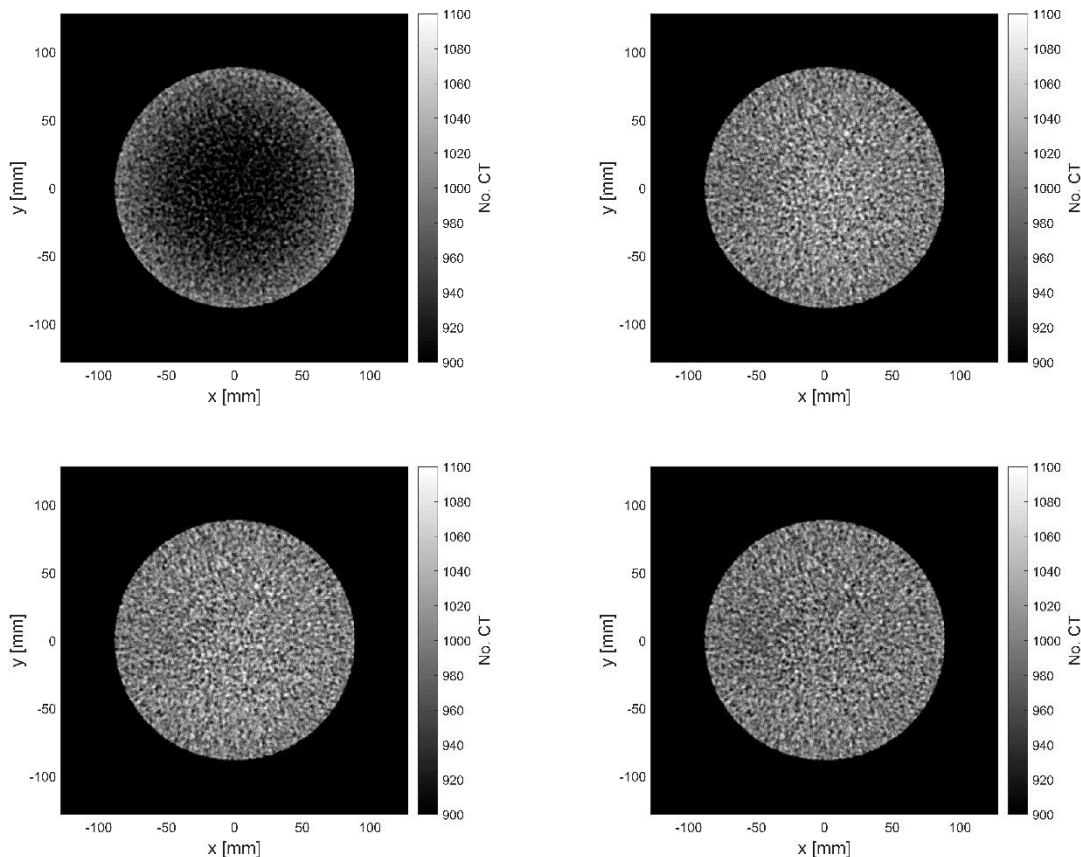


Figura 4.46. Módulo de uniformidad de la imagen de 80 kV. Arriba: imagen original (izquierda), 1ra iteración (derecha). Abajo: 2da iteración (izquierda) y 3ra iteración (derecha).

En la Figura 4.47 podemos observar los perfiles centrales a lo largo del *eje y* y para las diferentes tomografías a 80 kV (original e iteraciones) para comparar con el maniquí teórico simulado, en este perfil se aprecia claramente un efecto de endurecimiento de haz en los materiales densos como es el hueso trabecular y cortical.

La evaluación de los parámetros de calidad de imagen indica que; el SNR en todos los tejidos se observa que estos aumentan conforme se itera. Para el CNR, este aumenta en los tejidos más densos que el agua debido principalmente al incremento del contraste al ir eliminando la radiación dispersa, mientras que para los tejidos blandos al no ser de importancia la dispersión, este parámetro permanece prácticamente constante, este análisis se obtiene de la Tabla 4.12 y la Figura 4.48.

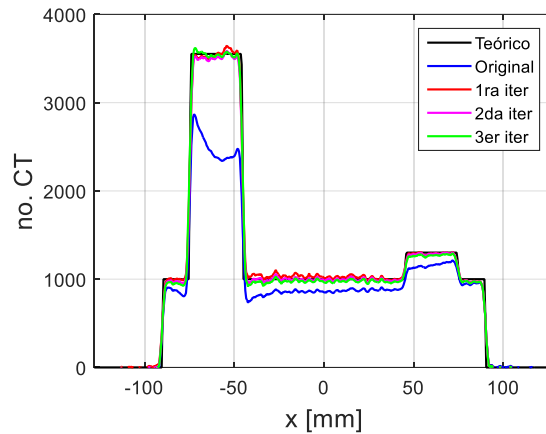


Figura 4.47. Perfiles centrales a lo largo del eje y del módulo de insertos de las tomografías de 80 kV (original e iteraciones).

Tabla 4.12 Parámetros de calidad de imagen para imagen de 80 kV.

| Tejido           | 1ra iteración |        |           | 2da iteración |        |           | 3ra iteración |        |           |
|------------------|---------------|--------|-----------|---------------|--------|-----------|---------------|--------|-----------|
|                  | No. CT        | SNR    | CNR       | No. CT        | SNR    | CNR       | No. CT        | SNR    | CNR       |
| Hueso cortical   | 3540±27       | 37±3.7 | 26.5±0.33 | 3525±30       | 39±3.7 | 28.0±0.37 | 3556±4.5      | 42±3.7 | 29.9±0.4  |
| Hueso trabecular | 1289±4.6      | 27±4.0 | 6.0±0.22  | 1289±3.9      | 29±3.3 | 6.7±0.19  | 1290±1.9      | 32±3.2 | 7.4±0.21  |
| Adiposo          | 902±3.3       | 25±1.9 | 2.9±0.22  | 903±3.5       | 25±2.0 | 2.4±0.18  | 901±1.7       | 27±2.0 | 2.2±0.18  |
| Pulmón           | 506±2.4       | 16±1.0 | 15.7±0.29 | 508±2.3       | 15±1.0 | 15.1±0.23 | 506±1.8       | 17±1.1 | 15.0±0.24 |

Los valores presentados en la tabla anterior indican una mínima variación en los parámetros SNR, CNR; pero la estimación de los números CT tiende a mejorar.

En la evaluación de la homogeneidad se obtuvo que el ruido-imagen aumenta respecto a la imagen original, manteniéndose constante en las iteraciones en un valor entre 0.3-0.5%; la razón por la cual el ruido aumenta en las iteraciones es debido a que al ir iterando más cálculos Monte Carlo se realizan, lo que ocasiona que el ruido de estos se vaya propagando de forma progresiva. La no uniformidad de la imagen disminuye significativamente a un nivel similar al de la imagen de primarios, teniendo un valor en la tercera iteración de 0.1%.



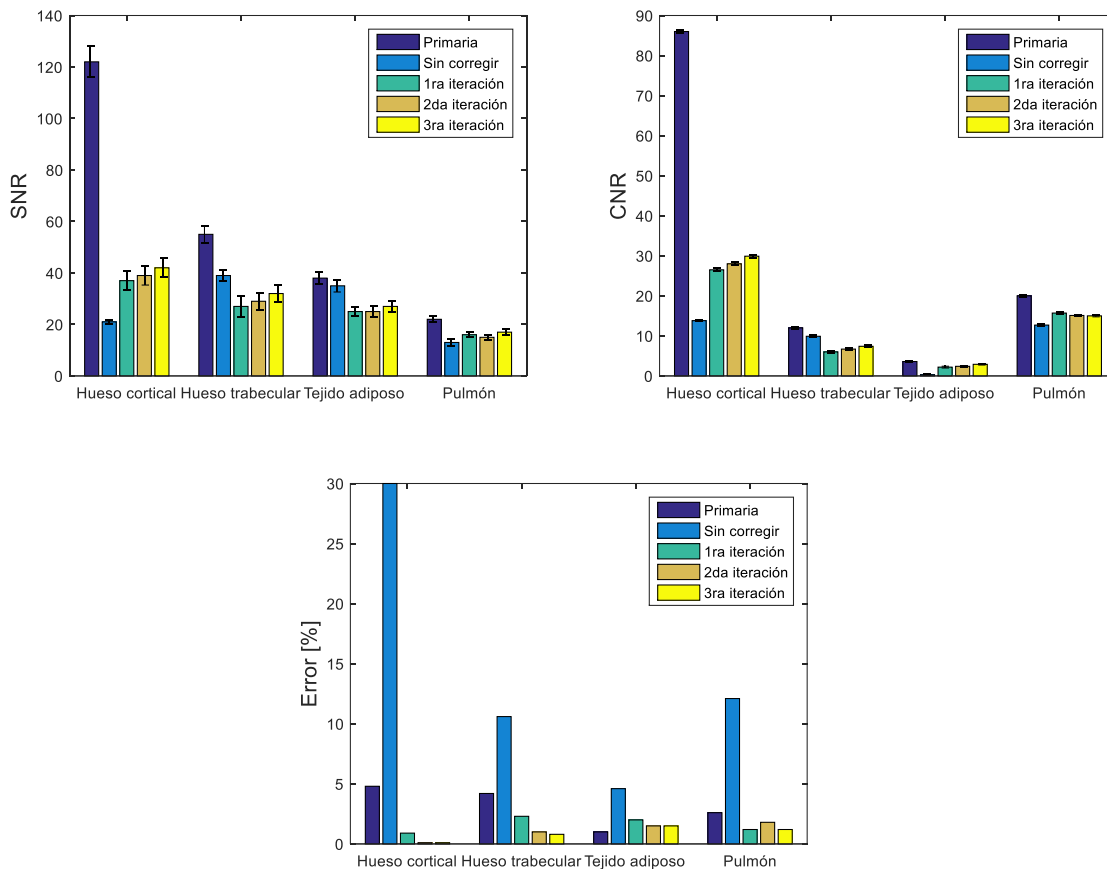


Figura 4.48. Cambios de los parámetros de calidad de imagen para los diferentes tejidos a través de las distintas iteraciones en la tomografía de 80 kV: a) SNR, b) CNR y c) error en la estimación de los números CT.

La convergencia del método se basó en el cálculo del error relativo entre los no. CT reales del maniquí dados en la Tabla 4.5 y los calculados en la reconstrucción. Estos valores son presentados en la Tabla 4.13. Obteniendo un menor error relativo en el módulo de uniformidad que en el de insertos

*Tabla 4.13 Error relativo para imágenes de 80 kV*

| Módulo       | Primarios | Original | 1ra iteración | 2da iteración | 3ra iteración |
|--------------|-----------|----------|---------------|---------------|---------------|
| Insertos     | 3.5%      | 9%       | 4.8%          | 4.6%          | 4.5%          |
| Homogeneidad | 2.1%      | 6.1%     | 2.5%          | 2.4%          | 2.4%          |

La Figura 4.49 muestra ambos módulos de la imagen original (izquierda) y de la imagen corregida (derecha) para la tomografía de 125 kV. Observando que se obtienen muy buenos resultados como

mejor estimación de los números CT, corrección de artefacto tipo copa y rayas, tal como en el caso de 80 kV.

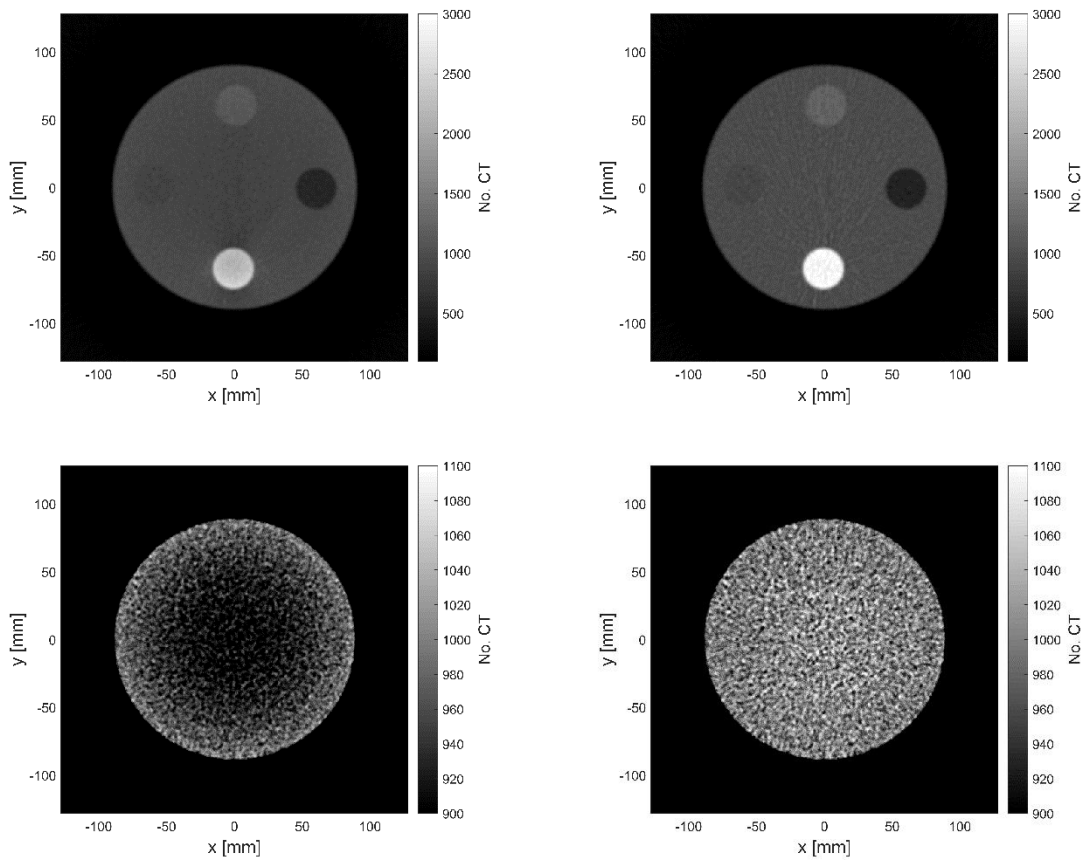


Figura 4.49. Tomografía de 125 kV. Imágenes originales (izquierda) e imágenes corregidas (derecha). Se muestran ambos módulos del maniquí.

La Figura 4.50 muestra los perfiles a lo largo del eje y del módulo de insertos de las tomografías donde se aprecia que se corrige el efecto de endurecimiento de los tejidos densos, así como se estiman de mejor forma los no. CT de los diferentes tejidos.

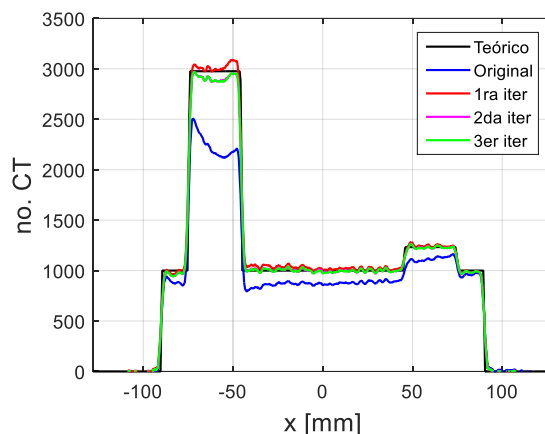


Figura 4.50. Perfiles centrales a lo largo del eje y del módulo de insertos de las tomografías de 125 kV (original e iteraciones).

En la Tabla 4.14 y la Figura 4.51 muestran los parámetros de calidad de imagen de las iteraciones de la tomografía de 125 kV en la que observamos que además de tener una mejor estimación de los No. CT, se observa que el SNR no aumenta respecto a la imagen original. EL CNR aumentó respecto a la imagen original y ligeramente entre iteraciones, principalmente en los tejidos más densos. En la tabla también se observa que en la segunda y tercera iteración se obtienen números CT semejantes, con la diferencia que con la tercera iteración el SNR y CNR aumentan, permitiendo una mejor visualización de la imagen.

La evaluación de la calidad de imagen del módulo de uniformidad arrojó que el ruido-imagen se mantuvo entre 0.3-0.6 % durante las iteraciones siendo un tanto mayor que en la imagen primaria y original, por las razones que ya se han presentado. En cuanto a la no uniformidad de la imagen se observa que disminuye conforme se itera hasta un valor de 0.6%, el cual es muy similar al de la imagen de primarios.

Tabla 4.14 Parámetros de calidad de imagen para imágenes de 125 kV.

| Tejido           | 1ra iteración |        |           | 2da iteración |        |           | 3ra iteración |        |           |
|------------------|---------------|--------|-----------|---------------|--------|-----------|---------------|--------|-----------|
|                  | No. CT        | SNR    | CNR       | No. CT        | SNR    | CNR       | No. CT        | SNR    | CNR       |
| Hueso cortical   | 3014±7.9      | 43±2.7 | 28.6±0.21 | 2902±10       | 46±2.7 | 30.3±0.25 | 2903±8.9      | 46±2.7 | 30.3±0.24 |
| Hueso trabecular | 1243±2.6      | 29±2.0 | 5.3±0.16  | 1229±2.5      | 31±2.0 | 5.9±0.20  | 1228±2.6      | 31±2.0 | 5.9±0.18  |
| Adiposo          | 921±3.0       | 24±1.9 | 2.6±0.17  | 918±3.0       | 25±1.9 | 2.1±0.20  | 919±2.8       | 26±1.9 | 2.1±0.19  |
| Pulmón           | 505±2.4       | 15±0.9 | 15.5±0.22 | 515±2.4       | 16±0.9 | 14.9±0.26 | 514±2.4       | 16±0.9 | 14.9±0.25 |

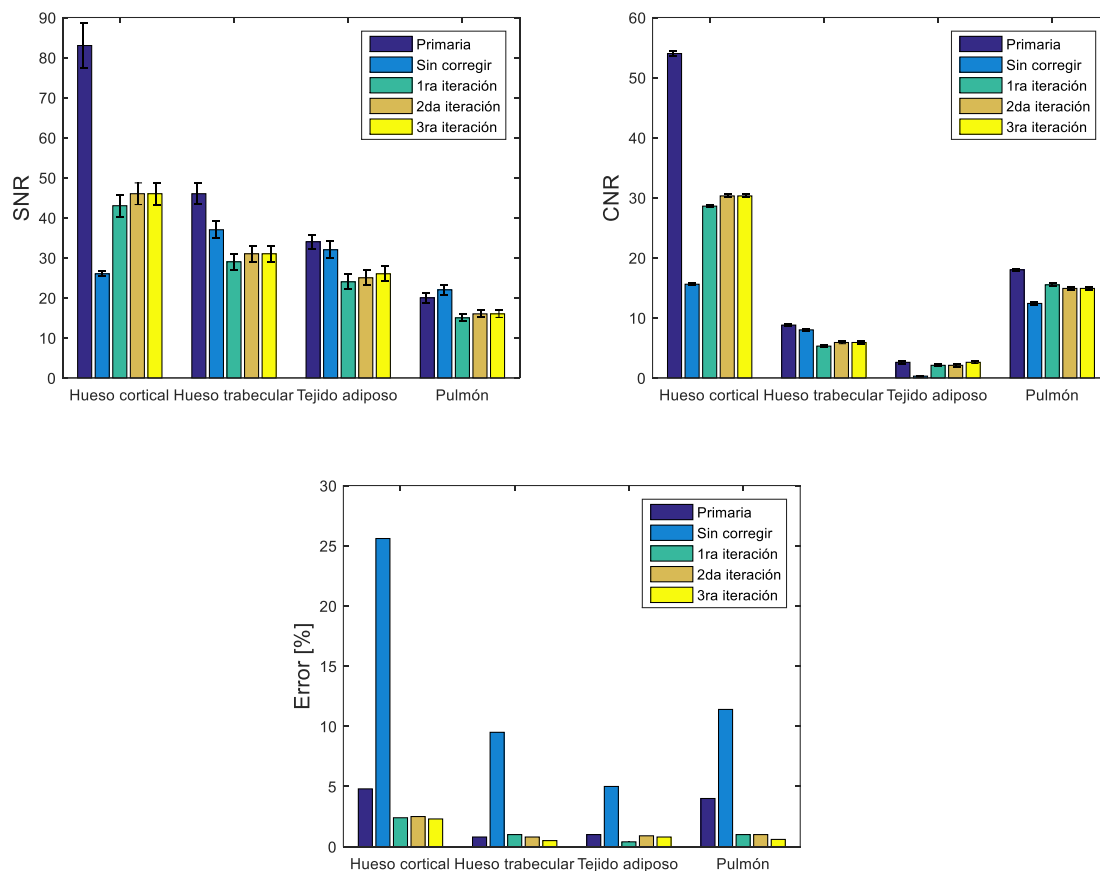


Figura 4.51. Cambios de los parámetros de calidad de imagen para los diferentes tejidos a través de las distintas iteraciones en la tomografía de 125 kV: a) SNR, b) CNR y c) error en la estimación de los números CT.

La Tabla 4.15 muestra la convergencia del método para la tomografía de 125 kV, mostrando resultados similares a el caso de 80 kV. Una disminución del error relativo siendo más rápida la convergencia en el módulo de homogeneidad que en el módulo de insertos.

| Tabla 4.15 Error relativo para imágenes de 125 kV |           |          |               |               |               |
|---|-----------|----------|---------------|---------------|---------------|
| Módulo  | Primarios | Original | 1ra iteración | 2da iteración | 3ra iteración |
| Insertos  | 3.5%      | 8.6%     | 4.4%          | 4.2%          | 4.2%          |
| Homogeneidad                                      | 2.1%      | 6.4%     | 2.9%          | 2.7%          | 2.7%          |

Finalmente, para la corrección de la imagen de 2.5 MV se puede comentar que la convergencia es más rápida y mejor debido en parte a como se había comentado en la sección anterior la cantidad de dispersión es menor hablando en términos relativos (es decir, SPR), por lo cual se requirió de dos

iteraciones para obtener la imagen corregida. La Figura 4.52 muestra ambos módulos de la imagen original (izquierda) y la corregida (derecha). De las cuales observamos visualmente que hay un mejor contraste, se retira el artefacto de copa y particularmente a esta energía no se encontraron los artefactos tipo raya que se habían visto en las tomografías de kilovoltaje.

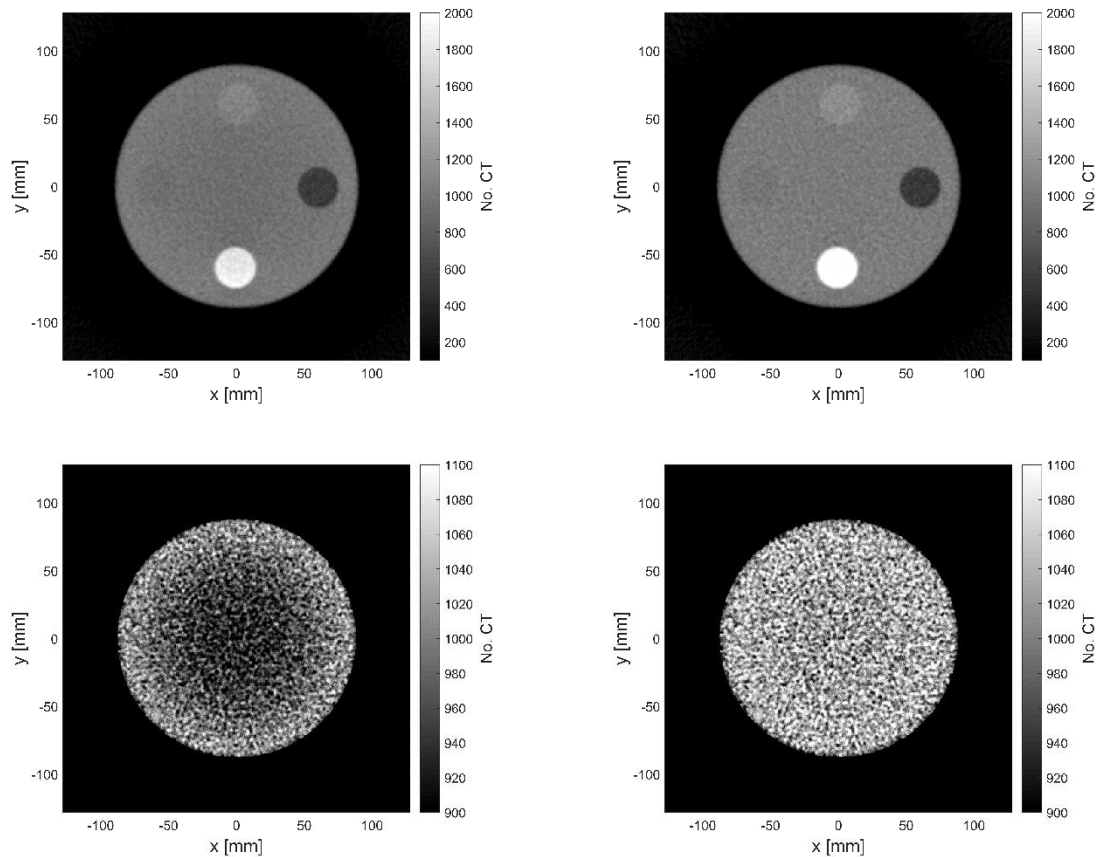


Figura 4.52. Tomografía de 2.5 MV. Imágenes originales (izquierda) e imágenes corregidas (derecha). Se muestran ambos módulos del maniquí.

La Figura 4.53 muestra los perfiles a lo largo del eje y en el módulo de insertos de las tomografías de 2.5 MV, en la cual podemos observar que a pesar de que las iteraciones sugieren que hay una mejor estimación de los no. CT, estos no se ajustan completamente bien a los valores reales del maniquí, e incluso es curioso observar que aún se aprecia un poco de efecto de endurecimiento en el hueso cortical y trabecular, pero no en la región homogénea del maniquí. Esto quizá se solucione utilizando técnicas de corrección por endurecimiento de haz.

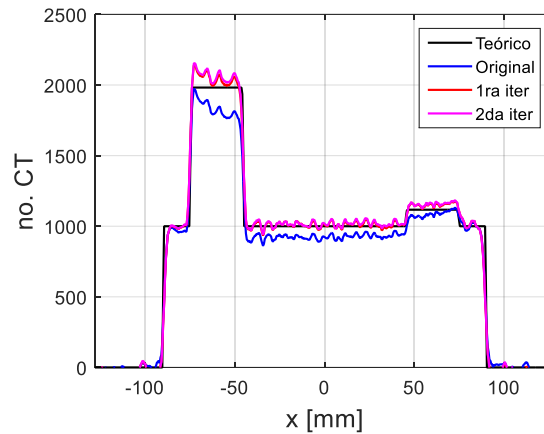


Figura 4.53. Perfiles centrales a lo largo del eje y del módulo de insertos de las tomografías de 2.5 MV (original e iteraciones).

La Tabla 4.16 y la Figura 4.54 muestran los parámetros de calidad de imagen de las tomografías obtenidas a 2.5 MV, de las cuales se puede decir que a pesar de que existe una mejor estimación de los números CT, también es cierto que son sobrestimadas por 20-40 números aproximadamente. En cuanto al SNR, este no aumenta considerablemente respecto al encontrado en la imagen original. El CNR muestra diferencias apreciables en tejidos de densidad cercana al agua como es, grasa y hueso trabecular, lo anterior se expresa en la imagen como un aumento en el contraste.

En el módulo de uniformidad se observa que el ruido-imagen se sitúa en 4.3% y 4.6% para la primera y segunda iteración respectivamente, lo cual es ligeramente mayor al ruido-imagen de la imagen original, esto debido a lo ya comentado de la propagación del error por el cálculo Monte Carlo en las imágenes. En cuanto a la no uniformidad esta se reduce al 1.5% lo que representa una uniformidad mayor a la de la imagen original.

Tabla 4.16 Número CT. Parámetros de calidad de imagen para imágenes de 2.5 MV.

| Tejido           | 1ra iteración |        |           | 2da iteración |        |           |
|------------------|---------------|--------|-----------|---------------|--------|-----------|
|                  | No. CT        | SNR    | CNR       | No. CT        | SNR    | CNR       |
| Hueso cortical   | 2046±3.7      | 39±2.2 | 19.7±0.17 | 2068±4.0      | 39±2.2 | 20.0±0.18 |
| Hueso trabecular | 1156±3.1      | 26±1.8 | 3.4±0.14  | 1162±3.0      | 26±1.8 | 3.3±0.14  |
| Adiposo          | 975±2.6       | 21±1.5 | 0.7±0.12  | 977±2.8       | 22±1.4 | 0.8±0.12  |
| Pulmón           | 546±3.1       | 13±0.7 | 12.6±0.13 | 544±3.1       | 12±0.7 | 10.6±0.17 |

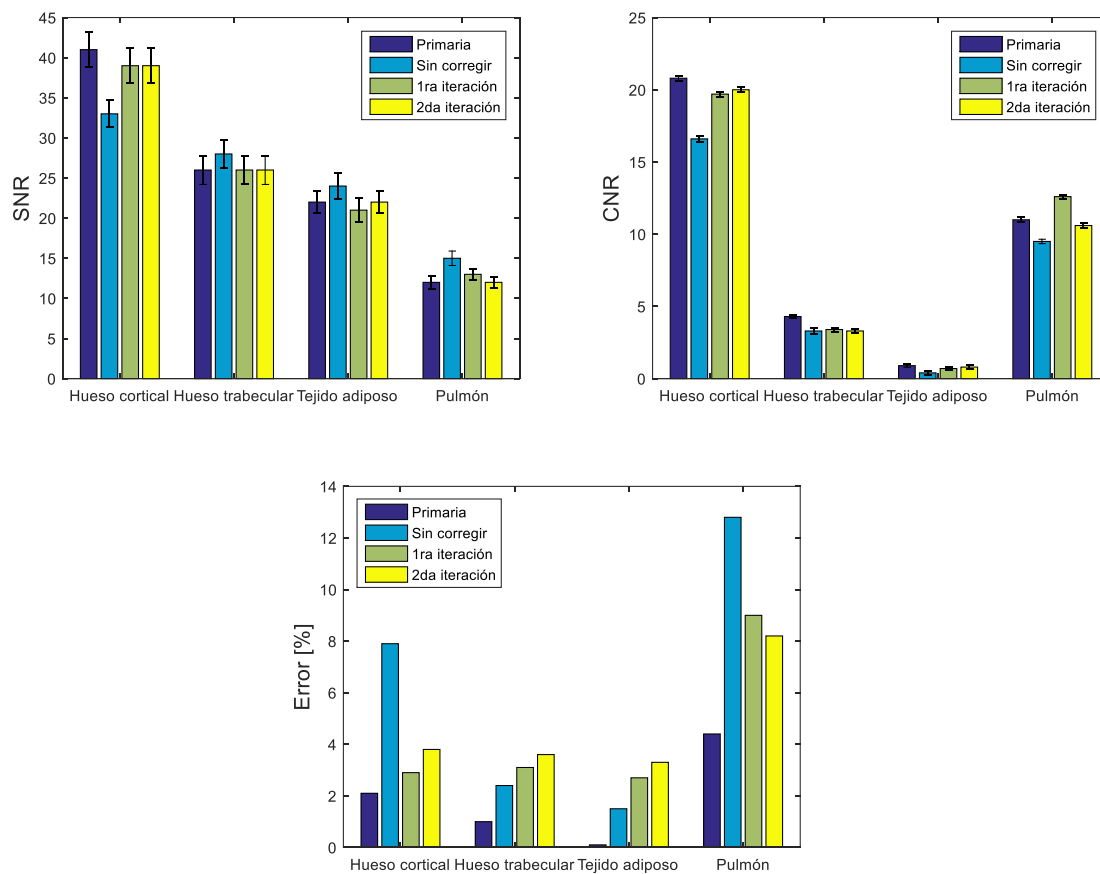


Figura 4.54. Cambios de los parámetros de calidad de imagen para los diferentes tejidos a través de las distintas iteraciones en la tomografía de 2.5 MV: a) SNR, b) CNR y c) error en la estimación de los números CT.

Por último, la Tabla 4.17 muestra el error relativo de las imágenes de 2.5 MV, de la cual se observa que el error en el módulo de uniformidad no cambia entre la imagen original y la corregida, en cambio en el módulo de insertos este error si se reduce en un 0.6%, siendo el error de la imagen corregida, en ambos módulos, ligeramente mayor a la de la imagen primaria.

*Tabla 4.17 Error relativo para imágenes de 2.5 MV*

| Módulo       | Primarios | Original | 1ra iteración | 2da iteración |
|--------------|-----------|----------|---------------|---------------|
| Insertos     | 4.3%      | 5.5%     | 5.1%          | 4.9%          |
| Homogeneidad | 3.5%      | 4.4%     | 4.3%          | 4.2%          |

---

## CAPÍTULO 5. CONCLUSIONES

---

En este trabajo se desarrollaron y validaron simulaciones Monte Carlo para dos tipos de haces utilizados en imágenes de IGRT. El primero de ellos un sistema EPID con un haz de 2.5 MV sin filtro de aplanado, y el segundo un sistema OBI el cual consiste en un tomógrafo de haz de cono de 40-140 kV. Los resultados de estas simulaciones se resumen en lo siguiente:

1. Se logró reproducir con éxito las simulaciones Monte Carlo tanto del cabezal del Linac TrueBeam STx y el tubo de rayos X del sistema OBI v1.5, obteniendo la información espectral de los mismos. A través de simulaciones de dosimetría relativa (curvas de dosis en profundidad y perfiles fuera de eje) se obtuvo un excelente acuerdo con resultados reportados previamente en la literatura (Abolaban, 2011; Ding and Munro, 2017).
2. Adicionalmente, a través de imágenes de transmisión adquiridas con un maniquí de cuña con el sistema EPID se validaron los espectros del haz de 2.5 MV-FFF usando un modelo dosimétrico del detector as1200. Se obtuvo un error relativo entre la señal medida y la predicha por el modelo menor al 3% para dos materiales (aluminio y cobre). Este procedimiento constituye un método de validación más sencillo y rápido que el común que se utiliza actualmente, el cual consiste en medidas puntuales realizadas con cámara de ionización o película radiocrómica.

Posterior a la validación de los espectros de los haces de los sistemas de imagen se modificó el código *egs\_cbct* para las simulaciones Monte Carlo del cálculo de proyecciones en tomografía de haz de cono. El código se tuvo que optimizar mediante de técnicas de reducción de varianza para obtener un cálculo de la radiación dispersa más preciso y exacto. Las técnicas implementadas que mostraron aumentar la precisión del cálculo fueron: *detección forzada*, *transporte delta* y *división fija*; de esta última se optimizaron los parámetros  $N_p=200$  y  $N_s=20$  para kilovoltaje y  $N_p=100$  y  $N_s=20$  para megavoltaje. Lo anterior permitió aumentar la eficiencia en el cálculo de dispersión en más de 20 veces para kilovoltaje y 7 veces para megavoltaje, obteniendo una incertidumbre en el cálculo de alrededor del 1%.

Después de reconstruir y calibrar las imágenes CBCT, se concluyó que los artefactos por radiación dispersa se veían reflejados en una subestimación y sobrestimación de los números CT para materiales con un número CT mayor y menor al del agua, respectivamente, lo cual se traduce en una pérdida de contraste, y en la presencia de un efecto tipo copa en regiones uniformes del maniquí. Este último efecto no se debe al endurecimiento del haz, pues es prácticamente despreciable para materiales con baja y media densidad debido a que los haces utilizados tanto de kV como de 2.5 MV ya son haces endurecidos. Los artefactos mencionados se redujeron usando el método iterativo de corrección por dispersión con un máximo de 3 iteraciones para kilovoltaje y 2 para megavoltaje, disminuyendo con este número de iteraciones el error en la estimación de los números CT en promedio al 1%, al igual que la no uniformidad. En cuanto al error relativo entre las imágenes y el maniquí digital, se redujo de un 9% en promedio a un 4%. Cabe mencionar que en el caso de las imágenes de 2.5 MV los resultados fueron menos favorables que en el caso de kilovoltaje, lo cual puede deberse a que la eficiencia de detección a estas energías es menor, o bien a que se requiere un código Monte Carlo que realice transporte en el detector, lo cual no ocurre en nuestra simulación.

En resumen, este trabajo muestra resultados favorables en la corrección por dispersión en imágenes CBCT usadas en radioterapia guiada por imagen, los cuales además son prometedores para su uso



en imágenes de uso clínico, como puede ser con maniqués antropomórficos, o bien pacientes oncológicos. Como un proyecto futuro se plantea investigar la viabilidad y utilidad de aplicar el método de corrección sobre imágenes obtenidas experimentalmente, tal como lo muestra el esquema de la Figura 5.1 y verificar la utilidad clínica que tiene.

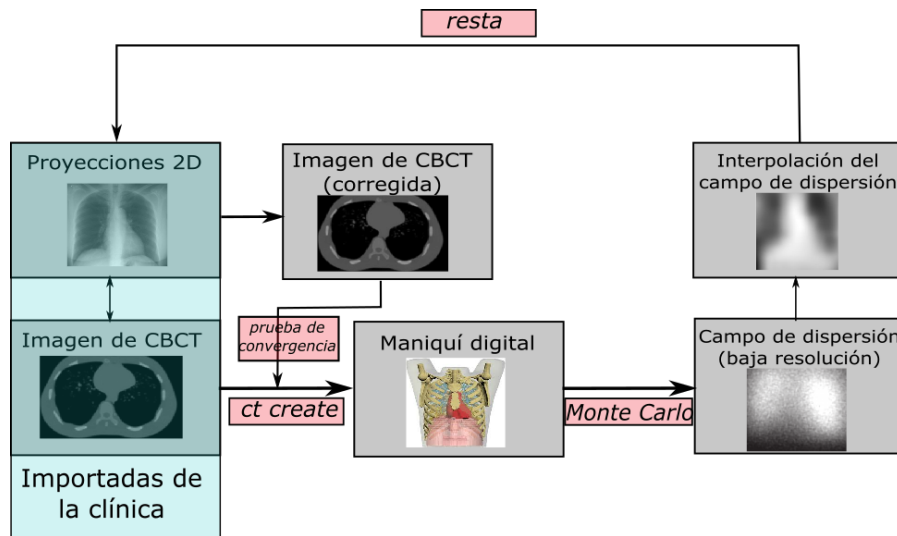


Figura 5.1 Método de corrección por dispersión aplicado a imágenes clínicas obtenidas en algún servicio de imagenología o radioterapia.

Como una aportación final el marco de simulación se encuentra completo, semiautomatizado y listo para su uso en el clúster del Laboratorio de Imágenes Biomédicas del Instituto de Física de la UNAM, con el fin de explorar otros temas de interés en cuanto a estudios de tomografía de haz de cono, entre los cuales podemos mencionar:

- Estudio de la tomografía de energía dual o espectral.
- Reconstrucción en geometrías no convencionales como puede ser de medio haz (*half beam*) y órbitas incompletas.
- Tomografía de ángulo limitado y submuestreo de proyecciones, como en la técnica de tomosíntesis.
- Implementación de algoritmos iterativos de reconstrucción.
- Desarrollo de algoritmos de radioterapia adaptativa.
- Desarrollo de una simulación detallada del detector incluyendo transporte en el cristal centellador.

---

## BIBLIOGRAFÍA

- A. Nahum, J.C. Rosenwakh, P. Mayles, 2007. Handbook of Radiotherapy Physics: Theory and Practice. Taylor & Francis Group, LLC, US.
- Abolaban, F.A., 2011. On Board Cone Beam CT for Treatment Planning in Image Guided Radiotherapy. University of Surrey, UK.
- Abuhaimed, A.A., 2015. Dosimetric Investigations of Kilovoltage Cone Beam Computed Tomography (kV-CBCT) Utilized in Image Guided Radiation Therapy (IGRT) using Monte Carlo Simulations. Glasgow, UK.
- Almond, P.R., Biggs, P.J., Coursey, B.M., Hanson, W.F., Huq, M.S., Nath, R., Rogers, D.W., 1999. AAPM's TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams. *Med. Phys.* 26, 1847–1870. <https://doi.org/10.1118/1.598691>
- American Cancer Society [WWW Document], 2020a. . *Radiat. Ther.* URL <https://www.cancer.org/treatment/treatments-and-side-effects/treatment-types/radiation.html> (accessed 5.6.20).
- American Cancer Society [WWW Document], 2020b. . *Radiat. Ther. Used Treat Cancer.* URL <https://www.cancer.org/treatment/treatments-and-side-effects/treatment-types/radiation/basics.html> (accessed 5.7.20).
- Attix, F.H., 2008. Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. John Wiley & Sons.
- Baldacci, F., Mittone, A., Bravin, A., Coan, P., Delaire, F., Ferrero, C., Gasilov, S., Létang, J.M., Sarrut, D., Smekens, F., Freud, N., 2015. A track length estimator method for dose calculations in low-energy X-ray irradiations: implementation, properties and performance. *Z. Med. Phys.* 25, 36–47. <https://doi.org/10.1016/j.zemedi.2014.04.001>
- Barrett, J.F., Keat, N., 2004. Artifacts in CT: Recognition and Avoidance. *RadioGraphics* 24, 1679–1691. <https://doi.org/10.1148/rg.246045065>
- Bautista, T.T., 2016. Reconstrucción espectral en tomografía computada mediante un algoritmo iterativo. Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México.
- Bielajew, A.F., 1996. A hybrid multiple-scattering theory for electron-transport Monte Carlo calculations. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.* 111, 195–208. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(95\)01337-7](https://doi.org/10.1016/0168-583X(95)01337-7)
- Birch, R., Marshall, M., 1979. Computation of bremsstrahlung X-ray spectra and comparison with spectra measured with a Ge(Li) detector. *Phys. Med. Biol.* 24, 505–517. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/24/3/002>
- Bracewell, R., 2003a. The Projection-Slice Theorem, in: Bracewell, R. (Ed.), *Fourier Analysis and Imaging*. Springer US, Boston, MA, pp. 493–504. [https://doi.org/10.1007/978-1-4419-8963-5\\_14](https://doi.org/10.1007/978-1-4419-8963-5_14)
- Bracewell, R., 2003b. Imaging by Convolution, in: Bracewell, R. (Ed.), *Fourier Analysis and Imaging*. Springer US, Boston, MA, pp. 386–401. [https://doi.org/10.1007/978-1-4419-8963-5\\_10](https://doi.org/10.1007/978-1-4419-8963-5_10)
- Bruyant, P.P., 2002. Analytic and Iterative Reconstruction Algorithms in SPECT. *J. Nucl. Med.* 43, 1343–1358.
- Bushberg, J.T. (Ed.), 2012. The essential physics of medical imaging, 3rd ed. ed. Wolters Kluwer Health/Lippincott Williams & Wilkins, Philadelphia.
- CENETEC, 2019. 5ta Reunión Nacional de Responsables de la Gestión de Equipo Médico [WWW Document]. URL <https://www.gob.mx/salud%7Ccenetec/acciones-y-programas/5-reunion-nacional-de-responsables-de-la-gestion-de-equipo-medico> (accessed 5.6.20).
- Cormack, A.M., 1963. Representation of a Function by Its Line Integrals, with Some Radiological Applications. *J. Appl. Phys.* 34, 2722–2727. <https://doi.org/10.1063/1.1729798>

- 
- Defrise, M., Clack, R., 1994. A cone-beam reconstruction algorithm using shift-variant filtering and cone-beam backprojection. *IEEE Trans. Med. Imaging* 13, 186–195. <https://doi.org/10.1109/42.276157>
- 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., 2005.
- Ding, G.X., Munro, P., 2017. Characteristics of 2.5 MV beam and imaging dose to patients. *Radiother. Oncol.* 125, 541–547. <https://doi.org/10.1016/j.radonc.2017.09.023>
- E.B. Podgorsak, 2005. *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. International Atomic Energy Agency, Vienna.
- Feldkamp, L.A., Davis, L.C., Kress, J.W., 1984. Practical cone-beam algorithm. *J. Opt. Soc. Am. A* 1, 612. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.1.000612>
- Friedman, S.N., Fung, G.S.K., Siewerdsen, J.H., Tsui, B.M.W., 2013. A simple approach to measure computed tomography (CT) modulation transfer function (MTF) and noise-power spectrum (NPS) using the American College of Radiology (ACR) accreditation phantom. *Med. Phys.* 40, 051907. <https://doi.org/10.1118/1.4800795>
- Gao, H., 2016. Fused analytical and iterative reconstruction (AIR) via modified proximal forward–backward splitting: a FDK-based iterative image reconstruction example for CBCT. *Phys. Med. Biol.* 61, 7187–7204. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/19/7187>
- Gräfe, J.L., Owen, J., Eduardo Villarreal-Barajas, J., Khan, R.F.H., 2016. Characterization of a 2.5 MV inline portal imaging beam. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 17, 222–234. <https://doi.org/10.1120/jacmp.v17i5.6323>
- Hammoud, R., 2014. *On-Board Imaging System: Implementation and Quality Assurance Procedures*.
- Hara, A.K., Paden, R.G., Silva, A.C., Kujak, J.L., Lawder, H.J., Pavlicek, W., 2009. Iterative Reconstruction Technique for Reducing Body Radiation Dose at CT: Feasibility Study. *Am. J. Roentgenol.* 193, 764–771. <https://doi.org/10.2214/AJR.09.2397>
- Kawrakow, I., Mainegra-Hing, E., Rogers, D.W.O., Tessier, F., Walters, B.R.B., 2017a. Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport 323.
- Kawrakow, I., Mainegra-Hing, E., Rogers, D.W.O., Tessier, F., Walters, B.R.B., 2017b. Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport.
- Khan, F.M., 2003. *The physics of radiation therapy*, 3rd ed. ed. Lippincott Williams & Wilkins, Philadelphia.
- Klein, O., Nishina, Y., 2013. On the scattering of radiation by free electrons according to Dirac's new relativistic quantum dynamics, in: *The Oskar Klein Memorial Lectures*. WORLD SCIENTIFIC, pp. 253–272. [https://doi.org/10.1142/9789814571616\\_0015](https://doi.org/10.1142/9789814571616_0015)
- Knoll, G.F., 2000. *Radiation detection and measurement*, 3rd ed. ed. Wiley, New York.
- Lechuga, L., Weidlich, G.A., 2016. Cone Beam CT vs. Fan Beam CT: A Comparison of Image Quality and Dose Delivered Between Two Differing CT Imaging Modalities. *Cureus* 8. <https://doi.org/10.7759/cureus.778>
- Lux, I., 2018. *Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations*. <https://doi.org/10.1201/9781351074834>
- Mainegra-Hing, E., Kawrakow, I., 2010. Variance reduction techniques for fast Monte Carlo CBCT scatter correction calculations. *Phys. Med. Biol.* 55, 4495–4507. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/55/16/S05>
- Maslowski, A., Wang, A., Sun, M., Wareing, T., Davis, I., Star-Lack, J., 2018. Acuros CTS: A fast, linear Boltzmann transport equation solver for computed tomography scatter - Part I: Core algorithms and validation. *Med. Phys.* 45, 1899–1913. <https://doi.org/10.1002/mp.12850>
- Memoria documental del acelerador lineal marca Varian, modelo TrueBeam STx, 2018.
-

- 
- Mohammed, M., Chakir, E., Boukhal, H., Saeed, M., El Bardouni, T., 2016. Evaluation of variance reduction techniques in BEAMnrc Monte Carlo simulation to improve the computing efficiency. *J. Radiat. Res. Appl. Sci.* 9, 424–430. <https://doi.org/10.1016/j.jrras.2016.05.005>
- Mutic, S., Palta, J.R., Butker, E.K., Das, I.J., Huq, M.S., Loo, L.-N.D., Salter, B.J., McCollough, C.H., Dyk, J.V., 2003. Quality assurance for computed-tomography simulators and the computed-tomography-simulation process: Report of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 66. *Med. Phys.* 30, 2762–2792. <https://doi.org/10.1118/1.1609271>
- National Cancer Institute [WWW Document], n.d. . *Radiat. Ther. Treat Cancer*. URL <https://www.cancer.gov/about-cancer/treatment/types/radiation-therapy> (accessed 5.6.20).
- National of Cancer Institute [WWW Document], n.d. . *Types Cancer Treat*. URL <https://www.cancer.gov/about-cancer/treatment/types> (accessed 5.6.20).
- Nikolaou, K., Bamberg, F., Laghi, A., Rubin, G. (Eds.), 2019. *Multislice CT*, 4th ed, Diagnostic Imaging. Springer International Publishing. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-42586-3>
- Nobah, A., Aldelaijan, S., Devic, S., Tomic, N., Seuntjens, J., Al-Shabanah, M., Mofteh, B., 2014. Radiochromic film based dosimetry of image-guidance procedures on different radiotherapy modalities. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 15, 229–239. <https://doi.org/10.1120/jacmp.v15i6.5006>
- Podgorsak, E.B., 2016. *Radiation Physics for Medical Physicists*, Graduate Texts in Physics. Springer International Publishing, Cham. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-25382-4>
- Poludniowski, G., Evans, P.M., Hansen, V.N., Webb, S., 2009. An efficient Monte Carlo-based algorithm for scatter correction in keV cone-beam CT. *Phys. Med. Biol.* 54, 3847–3864. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/54/12/016>
- Poludniowski, G., Evans, P.M., Kavanagh, A., Webb, S., 2011. Removal and effects of scatter-glare in cone-beam CT with an amorphous-silicon flat-panel detector. *Phys. Med. Biol.* 56, 1837–1851. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/56/6/019>
- Qi, X.S., 2017. Image-Guided Radiation Therapy, in: Maqbool, M. (Ed.), *An Introduction to Medical Physics*. Springer International Publishing, Cham, pp. 131–173. [https://doi.org/10.1007/978-3-319-61540-0\\_5](https://doi.org/10.1007/978-3-319-61540-0_5)
- Richmond, C., 2004. Sir Godfrey Hounsfield. *BMJ* 329, 687.
- Rodriguez, M., Sempau, J., Fogliata, A., Cozzi, L., Sauerwein, W., Brualla, L., 2015. A geometrical model for the Monte Carlo simulation of the TrueBeam linac. *Phys. Med. Biol.* 60, N219–N229. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/60/11/N219>
- Rogers, D.W.O., Kawrakow, I., Seuntjens, J.P., Walters, B.R.B., Mainegra-Hing, E., 2019. *NRC User Codes for EGSnrc* 97.
- Sajja, S., Lee, Y., Eriksson, M., Nordström, H., Sahgal, A., Hashemi, M., Mainprize, J.G., Ruschin, M., 2020. Technical Principles of Dual-Energy Cone Beam Computed Tomography and Clinical Applications for Radiation Therapy. *Adv. Radiat. Oncol.* 5, 1–16. <https://doi.org/10.1016/j.adro.2019.07.013>
- Salvat, 2006. *Penelope-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. Barcelona.
- Scarfe, W.C., Farman, A.G., 2008. What is Cone-Beam CT and How Does it Work? *Dent. Clin. North Am.* 52, 707–730. <https://doi.org/10.1016/j.cden.2008.05.005>
- Schulze, R., Heil, U., Groß, D., Bruellmann, D., Dranischnikow, E., Schwanecke, U., Schoemer, E., 2011. Artefacts in CBCT: a review. *Dentomaxillofacial Radiol.* 40, 265–273. <https://doi.org/10.1259/dmfr/30642039>
-

- 
- Sharp, G.C., Kandasamy, N., Singh, H., Folkert, M., 2007. GPU-based streaming architectures for fast cone-beam CT image reconstruction and demons deformable registration. *Phys. Med. Biol.* 52, 5771–5783. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/52/19/003>
- Siddon, R.L., 1985. Fast calculation of the exact radiological path for a three-dimensional CT array. *Med. Phys.* 12, 252–255. <https://doi.org/10.1118/1.595715>
- Sun, T., Sun, N., Wang, J., Tan, S., 2015. Iterative CBCT reconstruction using Hessian penalty. *Phys. Med. Biol.* 60, 1965–1987. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/60/5/1965>
- T. M. Buzug, 2008. *Computed Tomography: From Photon Statistics to Modern Cone-Beam CT*. Springer Berlin Heidelberg, Germany.
- Thing, R.S., Mainegra-Hing, E., 2014. Optimizing cone beam CT scatter estimation in **egs\_cbct** for a clinical and virtual chest phantom: CBCT scatter optimization in **egs\_cbct**. *Med. Phys.* 41, 071902. <https://doi.org/10.1118/1.4881142>
- Thomas, J.A., Chakrabarti, K., Kaczmarek, R., Romanyukha, A., 2005. Contrast-detail phantom scoring methodology. *Med. Phys.* 32, 807–814. <https://doi.org/10.1118/1.1862097>
- Tian, Z., Jia, X., Yuan, K., Pan, T., Jiang, S.B., 2011. Low-dose CT reconstruction via edge-preserving total variation regularization. *Phys. Med. Biol.* 56, 5949–5967. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/56/18/011>
- Tofts, P.S., 1981. Definitions of effective energy in computed tomography. *Phys. Med. Biol.* 26, 313–317. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/26/2/010>
- TomoTherapy ACCURAY [WWW Document], n.d. . Tomotherapy. URL <https://www accuray.com/tomotherapy/> (accessed 5.6.20).
- Townson, R., Tessier, F., Mainegra, E., Walters, B., 2018. Getting Started with EGSnrc 72.
- Treurniet, J.R., Walters, B.R., Kawrakow, I., Rogers, D.W.O., 2019. BEAMnrc, DOSXYZnrc and BEAMDP GUI User’s Manual 16.
- Turner, J.E., 2007. *Atoms, radiation, and radiation protection, 3rd completely rev. and enl. ed.* ed, Physics textbook. Wiley-VCH, Weinheim.
- Vandenberghe, S., D’Asseler, Y., Van de Walle, R., Kauppinen, T., Koole, M., Bouwens, L., Van Laere, K., Lemahieu, I., Dierckx, R.A., 2001. Iterative reconstruction algorithms in nuclear medicine. *Comput. Med. Imaging Graph. Off. J. Comput. Med. Imaging Soc.* 25, 105–111. [https://doi.org/10.1016/s0895-6111\(00\)00060-4](https://doi.org/10.1016/s0895-6111(00)00060-4)
- Vassiliev, O.N., 2017. *Monte Carlo Methods for Radiation Transport, Biological and Medical Physics, Biomedical Engineering*. Springer International Publishing, Cham. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-44141-2>
- Walters, B.R.B., Kawrakow, I., Rogers, D.W.O., 2002. History by history statistical estimators in the BEAM code system. *Med. Phys.* 29, 2745–2752. <https://doi.org/10.1118/1.1517611>
- Wang, J., Li, T., Xing, L., 2008. Iterative image reconstruction for CBCT using edge-preserving prior: Iterative CBCT reconstruction. *Med. Phys.* 36, 252–260. <https://doi.org/10.1118/1.3036112>
- Xing, Y., Zhang, L., 2007. A free-geometry cone beam CT and its FDK-type reconstruction 13.
- Zeng, G.L., 2010. *Medical Image Reconstruction*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-05368-9>
-