



CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS AVANZADOS  
DEL INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL

Unidad Monterrey

**Desarrollo de un detector de transmisión para  
medición directa de la radiación dispersa en  
radiografía y tomografía de haz abierto**

Tesis que presenta:

**Ivan Eleazar Cipriano Urbano**

para obtener el grado de

**Doctor en Ciencias en**

**Ingeniería y Física Biomédicas**

Director de Tesis:

**Dr. Héctor M. Garnica Garza**

Apodaca, N.L.

Diciembre 2017



# AGRADECIMIENTOS

---

Al Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN (CINVESTAV) y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por apoyarme en mi preparación.

A mi director de tesis, el Dr. Héctor Garnica.

A mis sinodales la Dra. Dania Gutiérrez, el Dr. Jesús Rodríguez, el Dr. Daniel Sánchez y el Dr Francisco Hernández.

A mi esposa Bitia E. y padres.



# ÍNDICE GENERAL

---

<b>Agradecimientos</b>	<b>i</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>v</b>
<b>Lista de abreviaturas</b>	<b>xi</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
1.1 Imágenes de rayos-x . . . . .	1
1.2 Calidad de la imagen en THA y la radiación dispersada por el paciente . . . . .	2
1.3 Estado del arte en la cuantificación de la radiación dispersa en THA . . . . .	3
1.3.1 Métodos para radiografía . . . . .	4
1.3.2 Métodos basados en la medición de la componente dispersa	5
1.3.3 Métodos basados en post-procesamiento . . . . .	6
1.4 Planteamiento del Problema . . . . .	7
1.4.1 Objetivo general . . . . .	7
1.4.2 Objetivos particulares . . . . .	8
<b>2 Marco teórico</b>	<b>9</b>
2.1 Producción de rayos-x . . . . .	9
2.2 Interacción de de los rayos-x con la materia . . . . .	11
2.2.1 Atenuación exponencial . . . . .	11
2.2.2 Efecto Compton . . . . .	12
2.2.3 Efecto Fotoeléctrico . . . . .	13
2.3 Física de la formación de la imagen radiológica . . . . .	13
2.4 Tomografía axial computarizada . . . . .	16
2.5 Tomografía de haz abierto (THA) . . . . .	17
2.6 Radioterapia guiada por imágenes empleando THA . . . . .	19
2.7 Detectores de radiación . . . . .	20
2.7.1 Cámara de ionización . . . . .	20
2.7.2 Detectores digitales . . . . .	21
2.7.3 Cámaras de transmisión . . . . .	21
2.8 Método Monte Carlo . . . . .	22
2.8.1 Muestreo de distribuciones de probabilidad . . . . .	22
<b>3 Materiales y métodos</b>	<b>29</b>
3.1 Modelo de propagación de la radiación dispersa . . . . .	29
3.2 Reducción de parámetros: la Función Diferencial de Dispersión	33

3.3	Propuesta de Diseño de Detector de Radiación . . . . .	34
3.4	Caracterización Monte Carlo de la Función Diferencial de Dispersión y la Calibración Geométrica del Detector . . . . .	37
3.5	Consideraciones para la implementación del detector propuesto	40
3.5.1	Calibración de la respuesta de la cámara propuesta . . .	40
3.5.2	Extracción de la imagen primaria . . . . .	41
3.5.3	Retrodispersión de la radiación incidente desde el detector de imagen hacia la cámara de transmisión . . . . .	42
3.6	Optimización del detector por simulación MC . . . . .	43
3.6.1	Interferencia entre pixeles ( <i>cross-talking</i> ) . . . . .	44
3.6.2	Respuesta eléctrica del pixel . . . . .	45
3.6.3	Efecto del campo eléctrico sobre el <i>cross-talking</i> . . . . .	45
3.7	Diseño de <i>Hardware</i> y <i>Software</i> . . . . .	46
3.7.1	Diseño de <i>Hardware</i> . . . . .	46
3.7.2	Separación de los planos de electrodos . . . . .	51
3.7.3	Electrónica . . . . .	51
3.7.4	Pruebas y Calibración . . . . .	55
3.8	Montaje experimental . . . . .	57
3.8.1	Desarrollo de Software . . . . .	57
3.8.2	Respuesta por pixel . . . . .	59
3.8.3	Proyección . . . . .	62
<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>65</b>
4.1	Simulación Monte Carlo . . . . .	65
4.1.1	Propagación de dispersión y forma de las curvas de calibración . . . . .	65
4.1.2	Efecto de la radiación retrodispersada del detector de imágenes . . . . .	66
4.1.3	Recuperación de la imagen primaria . . . . .	70
4.2	Optimización del detector por simulación MC . . . . .	75
4.2.1	<i>Cross-talking</i> . . . . .	75
4.2.2	Influencia del campo eléctrico . . . . .	76
4.3	Desempeño del detector de transmisión . . . . .	76
4.3.1	Respuesta por pixel . . . . .	76
4.3.2	Proyecciones . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Conclusiones y perspectivas de trabajo</b>	<b>89</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>95</b>
<b>6</b>	<b>Apéndice</b>	<b>101</b>

# ÍNDICE DE FIGURAS

---

1.1	Degradación del contraste por radiación dispersa [1] . . . . .	2
1.2	Radiación dispersa en TC con haz tipo abanico. (A) Vista Frontal (2) Vista Lateral [8] . . . . .	3
1.3	THA. Imagen transversal de un cilindro de agua bajo condiciones de (A) baja (B) alta dispersión [3] . . . . .	4
1.4	Rejilla antidispersión. [7] . . . . .	4
1.5	Espacio entre el paciente y el detector ( <i>air gap</i> ). [1] . . . . .	5
1.6	Diagrama del sistema de movimiento de rejilla sincronizado. [13]	6
1.7	Geometría del sistema de rayos-x con el modulador. [14] . . . . .	6
1.8	Ejemplo de imágenes de: (A) THA y (B) TC convencional [10]	8
2.1	Diagrama simple de un tubo de rayos-x . [15] . . . . .	9
2.2	(A) Tubo de rayos-x estacionario. (B) Tubo de rayos-x rotatorio. [16] . . . . .	10
2.3	Espectro de rayos-x típico calculado por método Monte Carlo para un tubo Phoenix con blanco de tungsteno filtrado con 2mm de Al a 150 keV . . . . .	10
2.4	Interacción de fotones primarios, y dispersos debido a fotones primarios. . . . .	12
2.5	Probabilidades de interacción de los efectos más importantes. [17]	12
2.6	Diagrama de la cinemática del efecto Compton. [17] . . . . .	13
2.7	Diagrama de la cinemática del efecto fotoeléctrico. [17] . . . . .	13
2.8	Diagrama de formación de la imagen. [1] . . . . .	14
2.9	Ejemplo de una radiografía. [18] . . . . .	15
2.10	Ejemplo de radiografías tomadas con una energía de (A) 75 kVp (B) 120 kVp [19] . . . . .	15
2.11	Equipos de Tomografía de (A) 3ra generación y (B) 4ta generación	16
2.12	Proyecciones para reconstrucción de la imagen de TC . . . . .	17
2.13	Ejemplo de una imagen de TC [20] . . . . .	18
2.14	Esquema de tomografía de haz abierto . . . . .	18
2.15	Equipo THA acoplado a un acelerador lineal médico . . . . .	19
2.16	Diagrama de cámara de ionización tipo Farmer . . . . .	20
2.17	Diagrama de un detector plano de imagen [32] . . . . .	21
2.18	Foto de la cámara DAVID de PTW. [33] . . . . .	22
2.19	Ejemplo de una distribución de probabilidad típica. [36] . . . . .	23
2.20	Distribución de probabilidad acumulativa. [36] . . . . .	24
2.21	Distribución de probabilidad acumulativa inversa. [36] . . . . .	25

2.22	Distribución de probabilidad típica escalada para el método de rechazo. [36]. . . . .	26
3.1	Geometría con las superficies de detección. . . . .	30
3.2	Geometría para cuantificar la componente de dispersión del haz transmitido en función de la distancia radial de la fuente de rayos-x. . . . .	31
3.3	Comportamiento representativo de la radiación dispersa en función de la distancia radial en tres posiciones angulares diferentes. Los datos están ajustados a una función exponencial. . . . .	32
3.4	Diagrama para obtener los parámetros, donde se muestran los dos detectores, tanto el de imagen como el de transmisión. Se puede observar pixeles que quedan fuera del campo de irradiación. . . . .	35
3.5	Corte de Torax del fantoma de Zubal. (A) Vista del arreglo de voxels, cada número representa un material. (B) Vista en escala de grises. . . . .	38
3.6	Diagrama en 2 dimensiones de la geometría. Las líneas transversales sobre los semicírculos que representan los planos de detección, son los pixeles. . . . .	39
3.7	Diagrama de flujo del proceso de recuperación de la señal primaria a partir de lecturas de una cámara de transmisión y un detector de imagen. . . . .	42
3.8	Diagrama del efecto de la retrodispersión sobre la cámara de transmisión. En verde se muestra la radiación primaria, en rojo la dispersa y en amarillo la retrodispersada desde el detector de imagen. . . . .	43
3.9	Vista superior de la geometría para simulación de <i>cross-talking</i>	44
3.10	Vista lateral de la geometría para simulación de <i>cross-talking</i> .	44
3.11	Vista lateral de la geometría para simulación de <i>cross-talking</i> . .	45
3.12	Seleccionar un volumen específico para obtener una lectura. . .	46
3.13	Malla generada en COMSOL Multiphysics®. . . . .	47
3.14	Izquierda, gráfica de potencial eléctrico con 3 electrodos activos. Derecha, campo eléctrico. . . . .	48
3.15	(A) Fotografía de los electrodos impresos. (B) Fotografía de 2 películas con electrodos impresos colocados perpendicularmente.	49
3.16	Estructura de soporte para los electrodos. Se nombran los componentes de la estructura. . . . .	50
3.17	Esquemático del blindaje electromagnético. El fondo gris representa el haz de rayos-x el cual puede pasar por el área activa pero no por otras partes del detector. . . . .	50

3.18	Prototipo del detector de transmisión de 10 x 10 pixeles. (A) Vista de los electrodos entrecruzados y la parte inferior de la ventana de grafito. (B) Vista sin la ventana de grafito. . . . .	51
3.19	Etapas de la adquisición de la señal. . . . .	53
3.20	Circuito de conversión y preamplificación. . . . .	54
3.21	Diagrama de tiempo del circuito de conversión/preamplificación. . . . .	54
3.22	PCB de adquisición y preamplificación. Esta imagen es la vista superior de la tarjeta donde se puede observar los amplificadores operacionales y los conectores con pines de oro. . . . .	55
3.23	PCB para aplicar alto voltaje. Vista superior de la tarjeta, en donde se puede observar los transistores para el acondicionamiento de la señal y los relevadores de estado sólido para aplicar el alto voltaje. . . . .	56
3.24	Resistencia de calibración. . . . .	56
3.25	Diagrama en bloques del arreglo experimental para calibración. . . . .	57
3.26	Diagrama del montaje experimental. . . . .	58
3.27	Diagrama de bloques del proceso general de operación. . . . .	58
3.28	Diagrama en bloques de Labview. Sección de contadores digitales. Del lado izquierdo se encuentran los bloques de inicialización donde se colocan los parámetros de operación, después de la ejecución, representada por el bloque con la flecha verde, se coloca un ciclo <i>while</i> a manera de buffer. . . . .	59
3.29	Diagrama en bloques de Labview. Sección de adquisición de señal. Del lado izquierdo se encuentran los bloques de inicialización con los parámetros de operación, después se coloca una secuencia de ejecución donde primero se pone en espera la captura de datos y luego se inicia con el contador. Por último los ciclos buffer y terminado del proceso. . . . .	60
3.30	Interfaz de usuario. Botón <i>Settings</i> sirve para configurar contadores y ciclos de operación, este abre una ventana que se muestra en la Figura 3.31. El botón <i>Acquire</i> inicia el programa para capturar los datos. Por último el botón <i>Exit</i> termina el programa. . . . .	60
3.31	Interfaz de usuario. Botón de configuración de contadores. De lado izquierdo se colocan los parámetros para iniciar el programa y del lado derecho se colocan los parámetros para los contadores y sincronización con la sección de adquisición de datos. . . . .	61
3.32	Diagrama de proyección con un fantoma de cabeza. . . . .	62
3.33	Fantoma de cabeza (A) Vista frontal. (B) Vista semilateral. . . . .	63
4.1	Propagación de la componente de dispersión transmitida a través de un fantoma de agua de 130 a 150 cm de la fuente de rayos-x. . . . .	66

4.2	Propagación de la componente de dispersión transmitida a través de un fantoma Zubal de pelvis de 130 a 150 cm de la fuente de rayos-x. . . . .	67
4.3	Propagación de la componente de dispersión transmitida a través de un fantoma Zubal de tórax de 130 a 150 cm de la fuente de rayos-X. . . . .	68
4.4	Datos de la curva de calibración y ajuste polinomial de segundo grado para el fantoma de agua. Puntos negros: píxeles dentro del haz primario; Puntos blancos: píxeles de referencia. Los coeficientes mostrados se obtuvieron centrado y escalando los datos. . . . .	68
4.5	Datos de la curva de calibración y ajuste polinomial de segundo grado para el fantoma Zubal de pelvis. Puntos negros: píxeles dentro del haz primario; Puntos blancos: píxeles de referencia. . . . .	69
4.6	Datos de la curva de calibración y ajuste polinomial de segundo grado para el fantoma Zubal de torax. Puntos negros: píxeles dentro del haz primario; Puntos blancos: píxeles de referencia. . . . .	69
4.7	Efecto de la radiación retrodispersada en la cámara de transmisión por el detector de imágenes cuando se irradia un fantoma de agua con un tamaño de campo de 20 cm x 20 cm. Panel izquierdo: cámara de transmisión a 1 cm del detector de imágenes; Panel derecho: cámara de transmisión a 10 cm del detector de imágenes. . . . .	70
4.8	Efecto de la radiación retrodispersada en la cámara de transmisión por el detector de imágenes cuando se irradia un fantoma de pelvis Zubal con un tamaño de campo de 20 cm x 20 cm. Panel izquierdo: cámara de transmisión a 1 cm del detector de imágenes; Panel derecho: cámara de transmisión a 10 cm del detector de imágenes. . . . .	70
4.9	La radiación retrodispersada en la cámara de transmisión por el detector de imágenes cuando se irradia el fantoma de tórax de Zubal. Panel izquierdo: cámara de transmisión a 1 cm del detector de imágenes; Panel derecho: cámara de transmisión a 10 cm del detector de imágenes. . . . .	71
4.10	Panel superior: señal total en el detector de imagen y señal primaria recuperada combinando datos de detectores de imagen y transmisión; Panel inferior: error de porcentaje de píxel a píxel tanto para la señal primaria como para la señal de dispersión, de acuerdo con la ecuación 3.9. . . . .	72

4.11 Paneles superiores: imágenes originales y con corrección de dispersión del fantoma Zubal de pelvis; Paneles inferiores: porcentaje de error para los componentes primario y de dispersión. . . . .	73
4.12 Paneles superiores: imágenes originales y con corrección de dispersión del fantoma Zubal de torax; Paneles inferiores: porcentaje de error para los componentes primario y de dispersión. . . . .	74
4.13 Curva de calibración de dispersión para el fantoma de tórax en dos resoluciones. Puntos negros: píxeles dentro del haz primario. Puntos blancos: píxeles de referencia. . . . .	74
4.14 Porcentaje de error en la señal primaria recuperada a diferentes resoluciones de detector. . . . .	75
4.15 Porcentaje de error en la señal primaria recuperada a diferentes resoluciones de detector. . . . .	77
4.16 Respuesta de un pixel a lo largo del tiempo una vez encendido el equipo. . . . .	78
4.17 Tres lecturas consecutivas una hora después de encender el equipo.	78
4.18 Respuesta del pixel cambiando la polaridad del potencial aplicado.	79
4.19 Respuesta del pixel central a diferentes energías y diferentes distancias. . . . .	80
4.20 Respuesta del pixel cambiando un parámetro de tubo (kV). . .	80
4.21 Respuesta del pixel cambiando un parámetro de tubo (mA). . .	80
4.22 Respuesta del pixel cambiando un parámetro de tubo (s). . .	81
4.23 Respuesta del pixel a mayor energía. . . . .	81
4.24 Espectro de frecuencias de ruido blanco. Cuando el detector está tomando lecturas de ruido de fondo. . . . .	82
4.25 Espectro de frecuencias cuando el detector esta tomando lecturas y está siendo irradiado. 100 kV,20 mA. . . . .	82
4.26 Electrodo largo de 45 cm. . . . .	83
4.27 Espectro de frecuencias cuando se aumenta el tamaño del electrodo a 45 cm. Ruido de fondo. . . . .	83
4.28 Espectro de frecuencias cuando se aumenta el tamaño del electrodo a 45 cm. Lectura a 100 kV, 20 mA. . . . .	83
4.29 Imagen de offset. Los ejes muestran los pixeles y la barra en escala de grises representa el valor en nC. . . . .	84
4.30 Imagen de ganancia. Los ejes muestran los pixeles y la barra en escala de grises representa el valor en nC. . . . .	85
4.31 Imagen desplegada sin la corrección. Los ejes muestran los pixeles.	86
4.32 Imagen de un prisma de plexiglas. Los ejes muestran los pixeles y la barra en escala de grises representa el valor en nC. . . . .	86

4.33	Imagen de un fantoma de cabeza. Los ejes muestran los pixeles y la barra en escala de grises representa el valor en nC. . . . .	87
6.1	Vista frontal del programa en Labview . . . . .	102
6.2	Ventana de configuración de parámetros de operación . . . . .	103
6.3	Código en Labview del programa (ajuste de datos) . . . . .	104
6.4	Código en Labview del programa (Inicialización de contadores)	105
6.5	Código en Labview del programa (Sincronización de contadores y toma de lecturas) . . . . .	106

# LISTA DE ABREVIATURAS

---

CERN: *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*

CNC: *Computer numerical control* (Control numérico por computadora)

CPU: *Central Processing Unit* (Unidad central de procesamiento)

CsI: Ioduro de cesio

CT: *Computed tomography* (Tomografía computarizada)

DSF: *Differential scatter function* (Función diferencial de dispersión)

FPGA: *Field Programmable Gate Array* (Matriz de compuertas programables)

Gd<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O: Oxysulfuro de gadolinio

IC: *Integrated Circuit* (Circuitos integrados)

IMRT: *Intensity-modulated radiation therapy* (Radioterapia de intensidad modulada)

keVp: kilo electrón-Volt pico

kVp: kilo Volt pico

MC: *Monte Carlo*

MCNP: *Monte Carlo N-Particle*

PENELOPE: *Penetration and ENERGY LOSS of Positrons and Electrons*

PC: *Personal computer* (Computadora personal)

PCB: *Printed circuit board* (Tarjeta de circuito impreso)

SPR: *Scatter-primary ratio* (Relación primaria-dispersa)

TAC: Tomografía axial computarizada

TC: Tomografía computarizada.

THA: Tomografía de haz abierto



---

## **Resumen:**

La degradación de las imágenes radiológicas debido a rayos-X dispersados por el objeto irradiado es un problema que siempre ha estado presente, en este trabajo de tesis se analizó esta problemática y además se propone una solución y su implementación. Primeramente, mediante simulación Monte Carlo se determinaron las características de la propagación de la radiación dispersada y como esta propagación difiere de la forma en que el haz de rayos-X primario es transmitido a través del paciente en su camino al detector. Se muestra que, al considerar la propagación tanto de la componente primaria y dispersa del haz transmitido en una geometría radial, es posible diferenciar o hacer una separación entre ambas componentes mediante la medición del cambio en la señal a dos distancias radiales diferentes de la fuente primaria de rayos-X. Se construyó un modelo de la propagación de la radiación dispersa basado en estos resultados. Con el fin de implementar el modelo obtenido, se propone el uso de una cámara de ionización de transmisión pixelada que, cuando se coloca entre el objeto irradiado y el detector de imágenes radiológicas nos permite medir y separar la componente primaria y la componente dispersa del haz de rayos-X transmitido mediante el análisis del cambio de la señal obtenida a medida que el haz se propaga. Se diseñó un prototipo de detector basado en un arreglo pixelado tipo cámara de ionización y su electrónica asociada, mismo que se construyó en el laboratorio. Además, se elaboró un programa para PC con su interfaz de usuario para adquirir, procesar y mostrar la señal de rayos-X capturada por el detector prototipo. También se muestra que el diseño propuesto posee todas las características deseables en un detector de radiación tales como linealidad con la fluencia de rayos-X así como una respuesta rápida y reproducible.

---

---

## **Abstract:**

In this Ph.D. dissertation, the problem of radiological image degradation due to the presence of x-rays scattered by the irradiated object is analyzed and a solution proposed and implemented. First, Monte Carlo simulation was used to determine the characteristics of the scattered radiation propagation and how this propagation differs from the way the primary x-ray beam transmitted through the patient travels on its way to the detector. It was shown that by considering the propagation of both the primary and scatter components of the transmitted beam through so-called radial geometries, it is possible to differentiate between both components by measuring the change in signal at two different radial distances from the primary x-ray source. A scattered radiation propagation model is built based on these results. In order to implement the derived model, the use of a pixelated transmission ion chamber is proposed that, when placed in between the irradiated object and the radiological imaging detector allows for the measurement and separation of the primary and scatter components of the transmitted x-ray beam by analyzing the change in the x-ray signal as it propagates. A prototype 64 x 64 pixels transmission ion chamber and its associated electronics was designed and built as part of this work. A software interface designed to acquire, process and display the x-ray signal was implemented. It was shown that this design possesses all the desirable characteristics in a radiation detector, such as linearity with the x-ray fluence as well as a fast and reproducible response.

---

# 1

## INTRODUCCIÓN

---

### 1.1 Imágenes de rayos-x

---

Desde el descubrimiento de los rayos-x se han desarrollado diferentes tecnologías enfocadas al diagnóstico por imágenes explotando la propiedad de transmisión que presentan. Una imagen de rayos-x muestra la variación en la transmisión causada por las estructuras internas del paciente u objeto a estudiar, el volumen, densidad y la composición atómica.

En la radiografía planar la imagen que se obtiene es una proyección en dos dimensiones de los tejidos que se encuentran entre una fuente de rayos-x y una película/detector plano. En tomografía computarizada (TC) la fuente de rayos-x está colimada en forma de abanico, la fuente de rayos-x y una serie de detectores rotan alrededor del paciente produciendo una serie de proyecciones de una sola dimensión a diferentes ángulos y usando una computadora se reconstruye la imagen con los datos de atenuación calculados con un algoritmo [1].

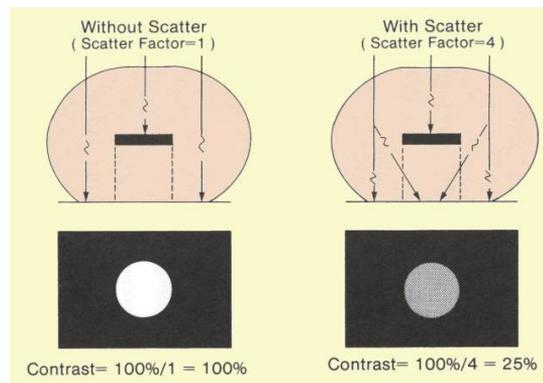
La tomografía computarizada tiene la capacidad de producir imágenes en tres dimensiones a diferencia de radiografías. El equipo para producir estas imágenes ha ido cambiando con el tiempo, mejorando las partes mecánicas, reduciendo el tiempo de exposición del paciente y mejorando los algoritmos de reconstrucción, pero en las últimas tres décadas se ha estudiado una técnica llamada tomografía de haz abierto (THA). Ésta ha recibido un particular interés por las ventajas que presenta para el diagnóstico y planeamiento de tratamiento de radioterapia. Las principales características a destacar son: Menor tiempo de adquisición que las anteriores tecnologías, dosis de radiación significativamente menor al paciente y volumen de adquisición mayor en una sola exposición [2]. Sin embargo presenta una menor calidad en la imagen respecto a resonancia magnética y tomografía computarizada convencional [3].

Actualmente la THA se encuentra implementada comercialmente en dos ambientes: en aplicaciones dentales desde 2001 [4] y en radioterapia guiada por imágenes a partir del 2007 [5]. Además se utilizan dos rangos de energía: de kilovoltaje y megavoltaje [6], siendo el primero de interés para este trabajo.

## 1.2 Calidad de la imagen en THA y la radiación dispersada por el paciente

Las imágenes radiológicas en general se encuentran afectadas por diferentes fuentes de artefactos y ruido que degradan la imagen tales como, movimiento del paciente, la respuesta del detector de imagen, el rango dinámico de los detectores de radiación y la radiación dispersa. La radiación dispersa es la que tiene el mayor impacto en la imagen. Esto es porque, cuando un haz de rayos-x interactúa con la materia, parte del haz incidente es absorbido, otra parte lo atraviesa, y otra parte se sale en diferentes direcciones (dispersión).

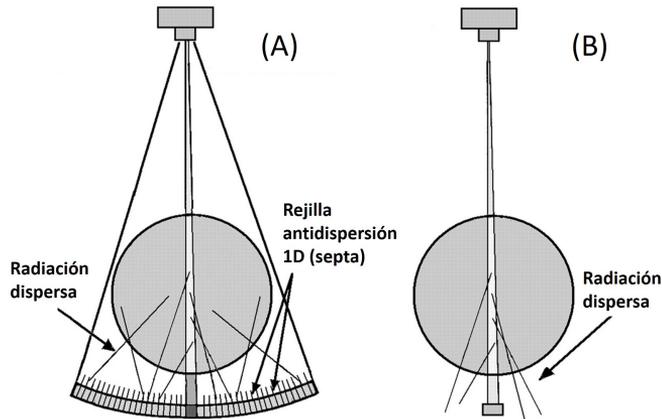
Idealmente la adquisición de la imagen asume una trayectoria en línea recta desde la fuente de rayos-x (punto focal) a través de un objeto y la detección completa del haz de rayos-x que incide sobre el detector [7] (radiación primaria). Pero esto no sucede así: los fotones dispersados crean una señal de fondo que degrada el contraste como se muestra en la Figura 1.1. Por lo tanto la radiación total que llega a la película o al detector de imagen será la suma de radiación primaria y radiación dispersa transmitida. Adicionalmente la cantidad de radiación dispersa aumenta cuando se incrementa la energía (kVp) a la cual se expone el paciente, el campo de irradiación y el volumen del paciente.



**Figura 1.1:** Degradación del contraste por radiación dispersa [1]

En TC convencional la radiación dispersa tiene poco impacto en la imagen

generada debido al diseño del haz y de las partes mecánicas. El uso de colimadores específicos tanto para la fuente de rayos-x como los colocados antes de los detectores de radiación y debido a que el haz de radiación utilizado es de tipo abanico, la dispersa que se genera puede ser detenida por la rejilla (septa) [8, 9] como se puede ver en la Figura 1.2, las líneas delgadas representan la radiación dispersa.

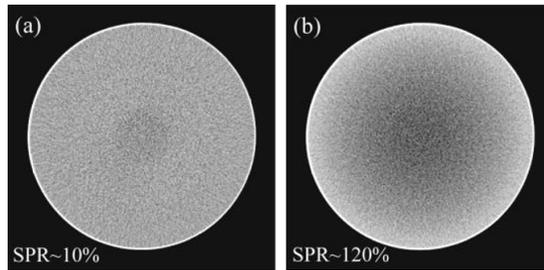


**Figura 1.2:** Radiación dispersa en TC con haz tipo abanico. (A) Vista Frontal (2) Vista Lateral [8]

Un campo de irradiación grande como en THA, a diferencia de TC convencional en donde la radiación dispersa es mayor, da como resultado artefactos (de tipo *cup* y *streak*) y errores en el número de CT. Además con un ángulo de apertura mayor del haz y en sí mismo el uso de un detector plano, es de esperarse que el efecto negativo sea considerablemente mayor. Siewerdsen *et al.* [3] reportan que, si se aumenta el ángulo de apertura del haz también se incrementa la relación dispersa-primaria (SPR). Por ejemplo, para un fantoma de pelvis un incremento en el ángulo en  $7^\circ$  puede dar un aumento de más del 100%. Un incremento tan grande provoca que se obtengan valores inexactos en la reconstrucción de la imagen por más del 30% (Figura 1.3).

### 1.3 Estado del arte en la cuantificación de la radiación dispersa en THA

En la literatura se mencionan y discuten varias formas y técnicas para reducir el efecto de la radiación dispersa. Podemos dividirlos en tres categorías: aquellas que están implementadas para radiografía, aquellas que intentan

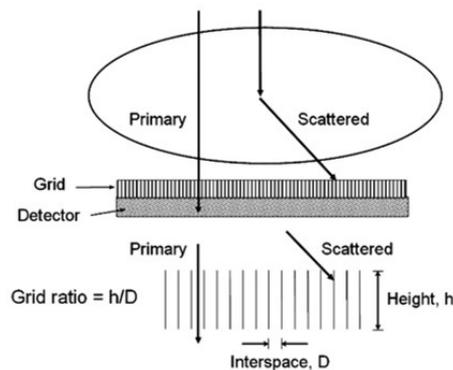


**Figura 1.3:** THA. Imagen transversal de un cilindro de agua bajo condiciones de (A) baja (B) alta dispersión [3]

corregir basandose en la reduccion y medicion de la componente dispersa y las que buscan corregir con post-procesamiento usando modelos y filtros [6, 10, 11, 12]. En las siguientes secciones se describen las más destacadas.

### 1.3.1 Métodos para radiografía

**Rejilla anti-dispersión:** Se coloca entre el paciente y el sistema de adquisición de imagen (detector o película). El diseño consiste en láminas finas de plomo (Pb) en dirección paralela al haz de radiación. Se requiere que el haz de radiación y la rejilla estén bien alineados. En una situación ideal la rejilla solo deja pasar la radiación entre las láminas de plomo paralela a ellas, absorbiendo todos los rayos que inciden en diferentes direcciones. El funcionamiento de una rejilla anti-dispersión se muestra en la Figura 1.4.



**Figura 1.4:** Rejilla antidispersión. [7]

Con el uso de estas rejillas se puede atenuar la radiación dispersa, pero esto también provoca una disminución de la radiación primaria, lo cual obliga a aumentar la dosis que recibe el paciente alrededor de un 30%, dependiendo

del tamaño de la rejilla y la relación entre la cuadrícula de la misma que se describe por el factor de Bucky [10].

**Air-gap:** El detector de imagen se coloca a una distancia respecto al paciente para que los fotones dispersados pierdan energía y no alcancen a llegar o por el ángulo al que salen dispersados se evite que entren en el campo de visión del detector como se muestra en la Figura 1.5.

Cuando la distancia de separación entre el detector de imagen y la fuente de rayos-x aumenta hay un efecto de magnificación que ocasiona una distorsión en la imagen y la aparición de penumbra. También a mayor energía el efecto de atenuación de la dispersa disminuye [1].

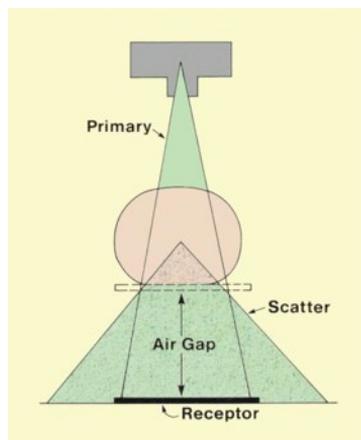


Figura 1.5: Espacio entre el paciente y el detector (*air gap*). [1]

1.3.2

Métodos basados en la medición de la componente dispersa

**Rejilla con movimiento sincronizado:** Se coloca rejilla entre la fuente y el paciente la cuál se hace oscilar como se muestra en la Figura 1.6. El sistema usa oscilamientos rápidos y sincronizados para obtener múltiples proyecciones parciales para diferentes posiciones de la rejilla. La rejilla es atenuante y funciona como reductora de dispersa y a la vez se usan los patrones capturados para estimar la dispersa. La corrección se realiza después de la toma de imágenes. Como resultado mejora hasta en un 16% la relación contraste-ruido (CNR) pero tiene una desventaja muy grave y es que requiere múltiples proyecciones [13].

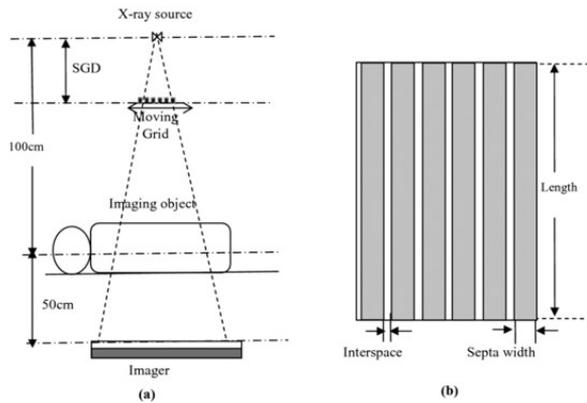


Figura 1.6: Diagrama del sistema de movimiento de rejilla sincronizado. [13]

### 1.3.3 Métodos basados en post-procesamiento

**Modulación de radiación primaria:** Hace uso de la modulación de la distribución de la radiación primaria, haciendo que la distribución primaria y secundaria estén separadas en el dominio de Fourier. Considerando solo la dispersión por Compton, las bajas frecuencias dominan en la distribución de dispersión, mientras que en la distribución primaria, es más arbitraria. Para agregar componentes de alta frecuencia, se introduce un modulador que consiste de bloques semitransparentes y bloques transparentes que forman un patrón (Figura 1.7). Utilizando el algoritmo de corrección y filtros paso-bajas y paso-altas, se pueden estimar los componentes de alta y baja frecuencia y la señal de dispersión [14]. Este método requiere doble exposición.

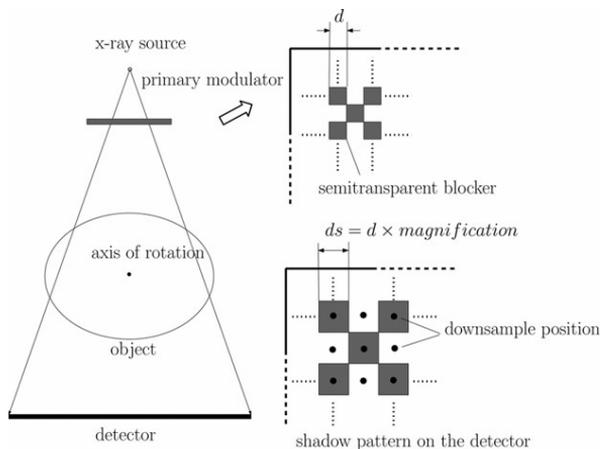


Figura 1.7: Geometría del sistema de rayos-x con el modulador. [14]

**Corrección de la dispersión basada en imágenes:** La dispersión se estima usando modelos analíticos o métodos Monte Carlo a partir de una imagen aproximada previamente reconstruida y una retroalimentación para compensar la radiación dispersa de los datos de proyección [6]. Aunque se obtienen buenos resultados el costo computacional es muy grande.

**Corrección de la dispersión basada en proyecciones:** Usando un modelo matemático para estimar la dispersión basado en el conocimiento del sistema geométrico y la imagen del objeto, se puede compensar el efecto de la radiación dispersa. Aunque la velocidad de cálculo en computadora (PC) es aceptable, son menos exactos por las simplificaciones que se tienen que hacer en el modelo que describe el proceso de la propagación de la radiación dispersa [6].

## 1.4 Planteamiento del Problema

---

Como se mencionó previamente hay soluciones establecidas comercialmente y en la literatura hay incluso patentes al respecto, no obstante ninguna de estas resuelve el problema de manera satisfactoria por lo que aún persisten los problemas que genera la radiación dispersa sobre las imágenes radiológicas, especialmente para THA donde la mayoría de los trabajos con mejores resultados tienen el inconveniente de requerir más de una exposición del paciente a radiación o un tiempo de computo muy largo.

El impacto del problema es muy notorio, tanto que Siewerdsen *et al.*[10] mencionan que casi cualquier corrección que se haga puede reducir significativamente los efectos de la radiación dispersa.

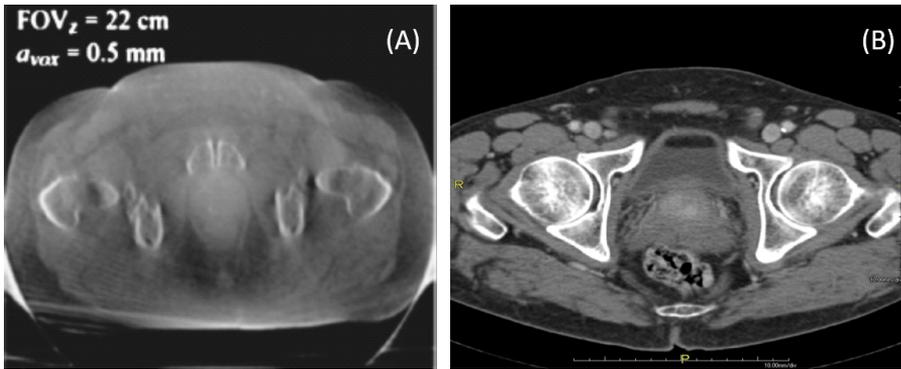
La realidad es que la imagen producida por THA aún se encuentra lejos en cuanto a calidad de imagen si se compara con TC convencional. En la siguiente Figura 1.8 se muestra un ejemplo de una imagen de tomografía de haz abierto y de tomografía convencional donde se puede apreciar claramente la diferencia en la calidad de la imagen.

Por lo anteriormente descrito se propone:

### 1.4.1 Objetivo general

---

El objetivo general de este trabajo es desarrollar un detector de radiación específicamente diseñado para permitir la medición de la radiación dispersa de manera directa



**Figura 1.8:** Ejemplo de imágenes de: (A) THA y (B) TC convencional [10]

#### 1.4.2 Objetivos particulares

1. Caracterizar, mediante simulación Monte Carlo y mediciones experimentales el comportamiento de la radiación dispersa generada por objetos con materiales de interés radiológico al ser irradiados con haces de rayos-x de energía en el rango de diagnóstico clínico, esto es, entre 20keV y 200keV.
2. En base a lo anterior, proponer el diseño de un detector pixelizado de radiación que explote las diferencias en comportamiento entre la radiación primaria y la radiación dispersa generada por el objeto irradiado para, de esta manera determinar el llamado cociente dispersa-primaria, esto es, el cociente entre la cantidad de radiación dispersa a radiación primaria.
3. Diseñar la electrónica necesaria que permita efectuar las mediciones de la ionización generada por la radiación incidente en el volumen activo del detector.
4. Construir este detector en nuestro laboratorio y determinar sus características relevantes.

# 2

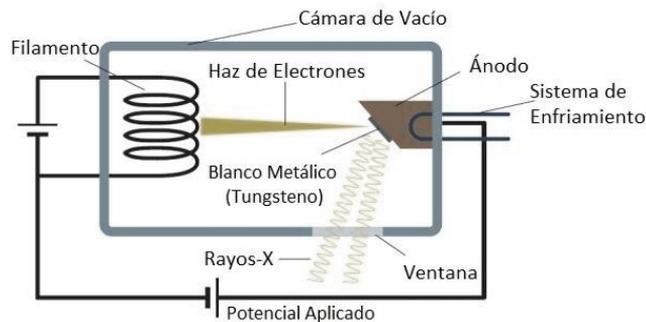
## MARCO TEÓRICO

---

### 2.1 Producción de rayos-x

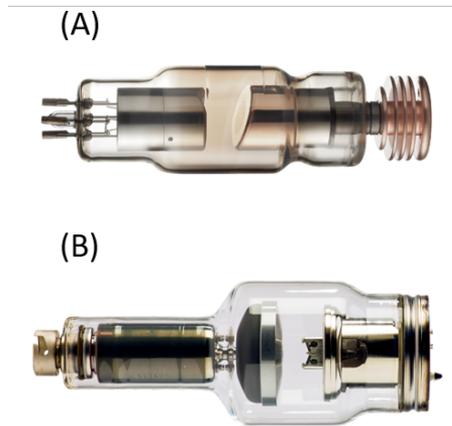
---

Los rayos-x se generan cuando electrones a gran velocidad chocan contra un blanco metálico, preferentemente un metal de alto número atómico tal como el tungsteno. Parte de la energía cinética que llevan los electrones es radiada en forma de energía electromagnética, los rayos-x, mientras que la otra parte se transforma en calor. Los rayos-x se producen en un tubo de rayos-x, el cual es un envase al vacío en cuyo interior se encuentran dos polos eléctricos, el ánodo y el cátodo. La Figura 2.1 muestra un diagrama esquemático de un tubo de rayos-x con sus principales componentes y en la Figura 2.2 se muestra un tubo estacionario y de uno rotatorio de Siemens.



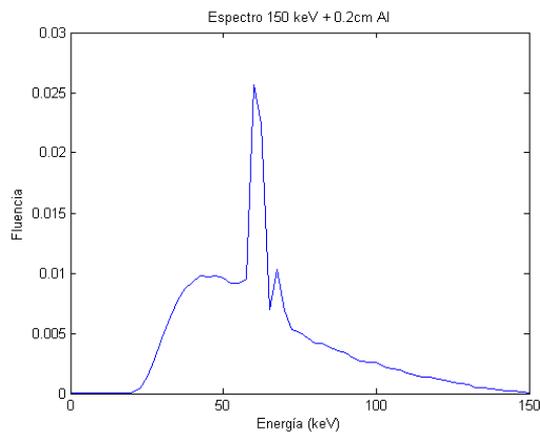
**Figura 2.1:** Diagrama simple de un tubo de rayos-x . [15]

El cátodo en un tubo de rayos-x, está formado por un filamento también fabricado de tungsteno, el cual al ser calentado emite electrones. Los electrones son acelerados debido a una diferencia de potencial aplicada entre el cátodo y el ánodo, formado por un blanco metálico de alto número atómico (comúnmente tungsteno como se mencionó anteriormente). Cuando estos electrones



**Figura 2.2:** (A) Tubo de rayos-x estacionario. (B) Tubo de rayos-x rotatorio. [16]

son frenados bruscamente en el blanco, se emite radiación electromagnética, conocida en este contexto como bremsstrahlung o radiación de frenado, con un espectro de energía característico que depende del número atómico del material del blanco y la velocidad del haz de electrones [1]. Un espectro de rayos-x producido en un blanco de tungsteno por electrones con una energía de 150keV se muestra en la Figura 2.3. La máxima energía de los fotones emitidos es determinada por el voltaje aplicado al tubo.



**Figura 2.3:** Espectro de rayos-x típico calculado por método Monte Carlo para un tubo Phoenix con blanco de tungsteno filtrado con 2mm de Al a 150 keV

## 2.2 Interacción de de los rayos-x con la materia

Los rayos-x pueden interaccionar con la materia por diferentes procesos resultando en la atenuación del haz. Para describir este fenómeno se introduce el término atenuación exponencial.

### 2.2.1 Atenuación exponencial

Al atravesar un material los fotones pueden ser absorbidos o dispersados en su trayectoria, resultando en una disminución exponencial de la intensidad original como se muestra en la Figura 2.4.

El producto de los fotones incidentes ( $N_0$ ), por la probabilidad de interacción ( $\mu$ ) (coeficiente de atenuación lineal), por el ancho del material ( $dx$ ) a atravesarnos da el número de fotones  $N$  que interactúan en  $dx$ :

$$N = N_0 \mu dx. \quad (2.1)$$

Resolviendo:

$$N = N_0 e^{-\mu x}, \quad (2.2)$$

donde la capa hemirreductora es el espesor necesario para reducir la intensidad de la radiación incidente a la mitad ( $X_{1/2}$  en la Figura 2.4).

El coeficiente de atenuación lineal es una característica del material que esta en función de la posición  $x$  y representa la suma de las posibles interacciones:

$$\bar{\mu}_{TOTAL} = \tau_{Foto} + \sigma_{Compton} + \kappa_{Par} + \sigma_{Raleigh}, \quad (2.3)$$

donde  $\tau_{Foto}$ ,  $\sigma_{Compton}$ ,  $\kappa_{Par}$ ,  $\sigma_{Raleigh}$  son las probabilidades de interacción individuales por unidad de longitud del efecto fotoeléctrico, efecto Compton, producción de pares y dispersión Raleigh respectivamente.

Para radiología de diagnóstico los efectos que predominan son Compton y Fotoeléctrico, producción de pares solo es relevante por encima de 1 MeV. La Figura 2.5 muestra las regiones de  $Z$  (número atómico) y  $E$  (Energía) en donde cada interacción predomina.

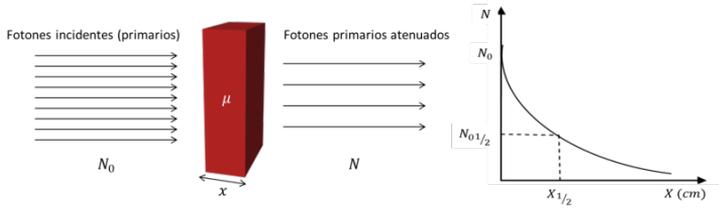


Figura 2.4: Interacción de fotones primarios, y dispersos debido a fotones primarios.

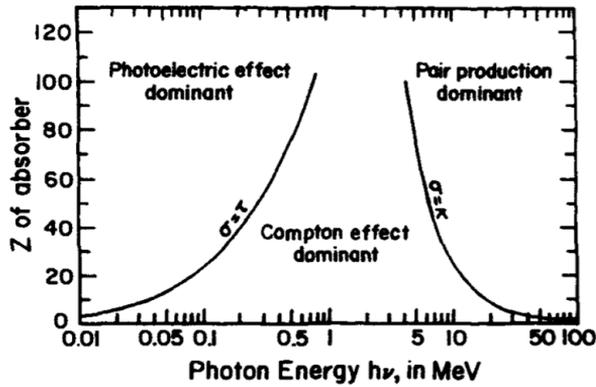


Figura 2.5: Probabilidades de interacción de los efectos más importantes. [17]

### 2.2.2 Efecto Compton

En la Figura 2.6 se ilustra el proceso de interacción por efecto Compton. Se da cuando un fotón incidente con energía  $h\nu$  es desviado por la interacción con un electrón a un ángulo  $\phi$  respecto a la dirección original y transfiere una porción de su energía al electrón que a su vez es expulsado del átomo con un ángulo  $\theta$ .

Se asume que la interacción ocurre con los electrones de las capas atómicas exteriores en donde la energía de unión es menor. Con la suposición de que la energía y el momento se conservan:

$$E'/E = \frac{1}{1 + E/m_0c^2(1 - \cos\theta)}, \quad (2.4)$$

donde  $E$  y  $E'$  es la energía entrante y dispersada respectivamente y  $m_0c^2$  es la energía en reposo del electrón de 511 keV. A esta ecuación se le conoce como Klein-Nishina.

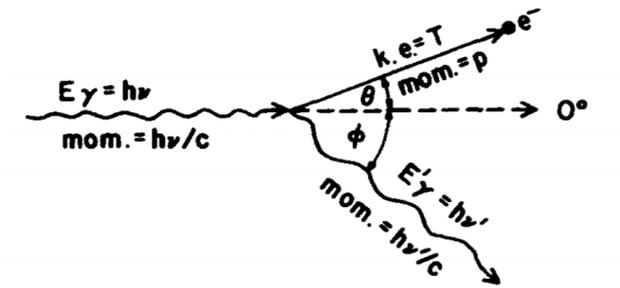


Figura 2.6: Diagrama de la cinemática del efecto Compton. [17]

### 2.2.3 Efecto Fotoeléctrico

En el efecto fotoeléctrico un fotón incidente interactúa con un electrón de las capas internas del átomo cediendo toda su energía  $h\nu$  al electrón que es expulsado del átomo a un ángulo  $\theta$ . Esta interacción deja una vacante que es rápidamente ocupada por un electrón libre de las capas superiores del átomo liberando un fotón en el proceso al que se le conoce como fotón de rayos-x característicos. La energía de este fotón corresponde a la energía de unión del mismo con el átomo dependiendo de la capa en donde ocurrió la interacción. La probabilidad de que ocurra este efecto es mayor cuando el número atómico del material aumenta.

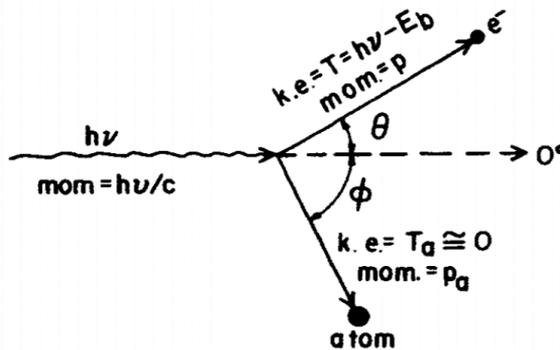
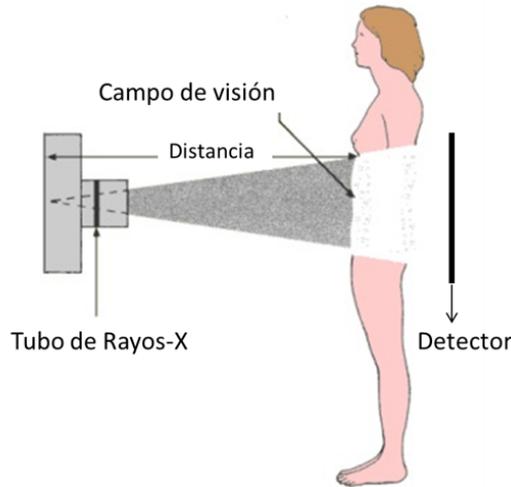


Figura 2.7: Diagrama de la cinemática del efecto fotoeléctrico. [17]

## 2.3 Física de la formación de la imagen radiológica

Como se mencionó anteriormente, la imagen radiológica se crea por la detección de los rayos-x transmitidos de un haz, a través de un objeto y que es modificado

por las características de atenuación del objeto como se muestra en la Figura 2.8. Esta transmisión del haz de radiación depende del coeficiente de atenuación lineal ( $\mu$ ) y el espesor del material atravesado. El patrón detectado, es decir, la energía absorbida en el detector, es representado como una variación de la escala de grises en la imagen. Los diferentes niveles de gris dan información sobre la atenuación de los rayos-x a lo largo de una trayectoria en el espacio tridimensional, por lo que la imagen es una proyección de las propiedades atenuantes de todos los tejidos a lo largo del trayecto de los rayos-x. En la Figura 2.9 se muestra un ejemplo de una radiografía [7].



**Figura 2.8:** Diagrama de formación de la imagen. [1]

La adquisición de la imagen está lejos de ser ideal ya que hay varios efectos que degradan la calidad. En el rango de energías típicas de radiología de diagnóstico (60 kVp - 140 kVp) la atenuación se da principalmente por dispersión Comptón en los tejidos y huesos del paciente, dando como resultado una reducción en el contraste de la imagen así como una señal de fondo [7].

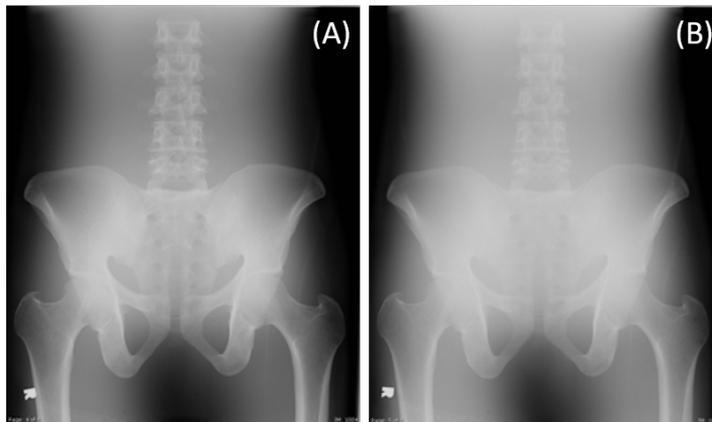
El contraste se define como la diferencia relativa que se puede apreciar y cuantificar entre la intensidad entre un punto de una imagen y sus alrededores. Cuando se asume que solo los fotones primarios contribuyen a la imagen es cuando se puede considerar que se ha alcanzado máximo contraste.

La penetración del haz y el contraste de la imagen generalmente dependen del espectro de energía del haz. A mayor energía menos contraste, pero también permite acortar el tiempo de exposición del paciente y por lo tanto la dosis recibida. En la Figura 2.10 se muestra un ejemplo. Si se reduce el tiempo de exposición, es posible eliminar el sombreado provocado por el movimiento del paciente.



**Figura 2.9:** Ejemplo de una radiografía. [18]

Por otro lado el número de fotones que emite el tubo por unidad de área (fluencia), se puede aumentar o disminuir variando la corriente en el filamento. El aumento en el número de fotones, disminuye el ruido (que se presenta en forma de granularidades). El tamaño del campo del haz está directamente relacionado con la cantidad de radiación dispersa. Cuando el campo de irradiación es mayor, también lo es la radiación dispersa, reducir su tamaño también reduce la dosis al paciente



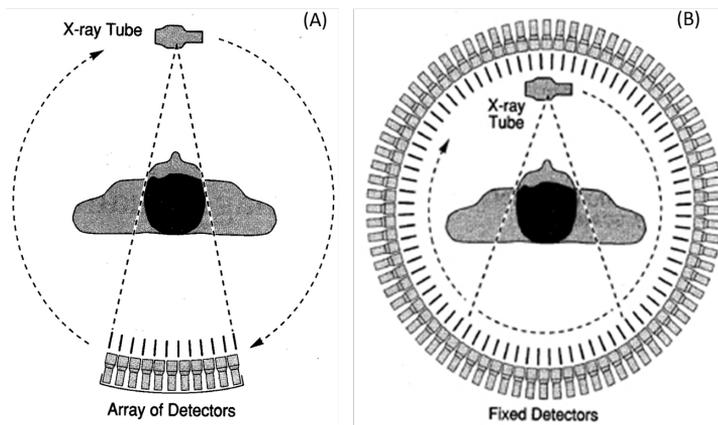
**Figura 2.10:** Ejemplo de radiografías tomadas con una energía de (A) 75 kVp (B) 120 kVp [19]

## 2.4 Tomografía axial computarizada

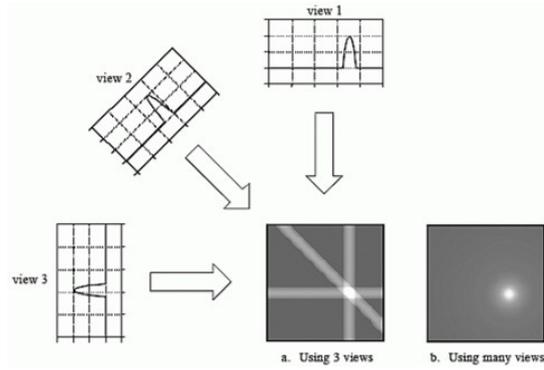
La tomografía axial computarizada (TAC) es una técnica para obtener imágenes de secciones transversales de un objeto o paciente usando una serie de proyecciones capturadas a diferentes ángulos. El TAC tiene una fuente que emite un haz colimado de rayos-x el cual incide sobre el objeto a estudiar. La radiación transmitida es medida por un conjunto de detectores. Posteriormente el tubo de rayos-x y los detectores cambian su orientación en un cierto ángulo. Se emite el haz colimado, y nuevamente la radiación es detectada. El desarrollo del primer escáner de TAC empieza en 1967 con Godfrey N. Hounsfield, desde entonces se ha modificado aquel primer diseño. De acuerdo a su geometría y forma de adquirir la señal se le ha catalogado en generaciones.

Actualmente los equipos TAC más utilizados son los de tercera y cuarta generación, en los cuales los detectores están situados en un arco concéntrico a la fuente de rayos-x, como se muestra en la Figura 2.11, en el caso de los equipos de tercera generación, tanto la fuente como los detectores rotan alrededor del objeto de manera continua. En los de cuarta generación, solo la fuente rota mientras los detectores se mantienen estáticos.

En la literatura hay varios algoritmos para reconstruir la imagen. La forma en la que se genera la imagen es tomando un gran número de proyecciones en diferentes direcciones angulares con un haz plano (también llamado de tipo abanico). En los algoritmos más sencillos, el corte axial se divide en una cuadrícula y se asume que el haz se atenúa linealmente rellenando la cuadrícula con sumas consecuentes para obtener valores de  $\mu$  de la siguiente manera [15].



**Figura 2.11:** Equipos de Tomografía de (A) 3ra generación y (B) 4ta generación



**Figura 2.12:** Proyecciones para reconstrucción de la imagen de TC

En la reconstrucción de los valores de  $\mu$  se genera una matriz 2D donde cada elemento tiene un valor de  $\mu_i$ . Por ejemplo para una proyección  $\theta = 90^\circ$ , uno de los valores de  $P_\theta$ , digamos  $P_{90}(3)$  (pixel 3 del detector) será:

$$P_{90}(3) = \mu(1, 3) + \mu(2, 3) + \mu(3, 3) + \dots + \mu(N, 3), \quad (2.5)$$

donde  $P_\theta$  es la intensidad capturada en el detector individual. Entonces se distribuye equitativamente en la cuadrícula para ese ángulo en específico. Esto se muestra en la Figura 2.12

Antes de desplegar los datos son reescalados para poder visualizar las pequeñas diferencias en los coeficientes de atenuación. A los números resultantes se les llama números de CT (o números de Hounsfield) y se calculan de la siguiente manera de la siguiente manera:

$$CT = \frac{\mu_{Tejido} - \mu_{agua}}{\mu_{agua}} * 1000. \quad (2.6)$$

Por lo tanto el número CT de cualquier tejido en particular es la diferencia fraccional de su coeficiente de atenuación lineal relativa al agua. En la Figura 2.13 se muestra una imagen de un corte de cabeza con TC.

## 2.5

## Tomografía de haz abierto (THA)

Los estudios sobre THA han aumentado en los últimos años. Se han estudiado con diferentes partes mecánicas, empezando por el C-arm [21] hasta los equipos montados en aceleradores lineales [3].



Figura 2.13: Ejemplo de una imagen de TC [20]

El equipo consiste en un tubo de rayos-x y un detector plano 2D. El haz que emite la fuente no está colimado en forma de abanico como en TC, sino es de haz abierto como su nombre lo indica. La Figura 2.14 muestra esquemáticamente un sistema de THA. Los datos adquiridos (por el detector) de la proyección durante una rotación reconstruyen una imagen en 3D, en lugar de unir las piezas de cortes incrementales como con la TAC convencional [3].

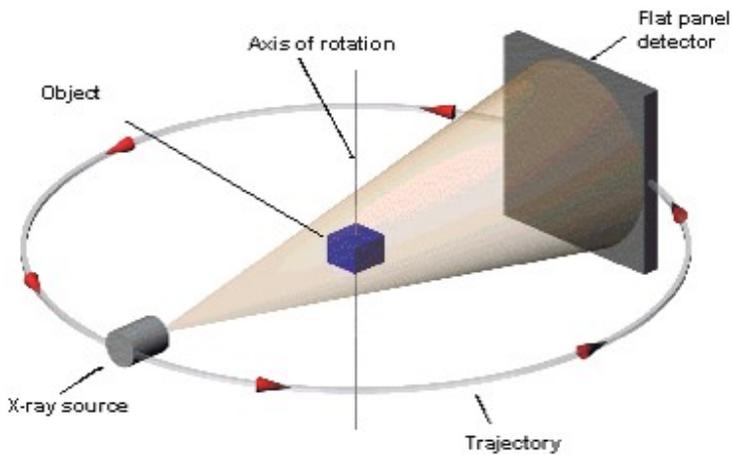


Figura 2.14: Esquema de tomografía de haz abierto

## 2.6 Radioterapia guiada por imágenes empleando THA

Uno de los principales usos de la THA es en la radioterapia guiada por imágenes, consiste en obtener imágenes en tres dimensiones y compararlas con la planificación de referencia con el cálculo de la posición del objetivo. Cambios en la posición del objetivo se corrigen en tiempo real antes de la irradiación. Se puede reducir las incertidumbres geométricas y optimizar el proceso para liberar la dosis recomendada en el proceso de planificación del tratamiento [22]. En la Figura 2.15 se muestra un equipo de radioterapia con un detector plano y una fuente de rayos-x para tomografía de haz abierto.

Los primeros en aplicar la tomografía de haz abierto con energías de kilovoltaje en equipos de radioterapia comerciales fueron Jaffray *et al.* y actualmente se encuentra comercializado por Elekta, Siemens y Varian [23, 24, 25]. El sistema consiste en un tubo de rayos-x de kV colocado ortogonalmente al haz de tratamiento (normalmente de MV), del lado opuesto se coloca un detector plano de imagen a una distancia desde el punto focal al detector de 155 cm [24]. El detector de imagen tiene una área de 41 x 41 cm.

En cuanto a la calidad de la imagen, es muy inferior a TC convencional debido al incremento de la radiación dispersa. Aun así la imagen obtenida es viable para posicionamiento en situaciones de alto contraste como por ejemplo tejido pulmonar vs hueso, pero no es muy conveniente en situaciones de bajo contraste como próstata, hígado, etc. La dosis que la THA imparte al paciente es de aproximadamente 20 mGy/scan en pelvis y 10 mGy/scan para cabeza [26].



**Figura 2.15:** Equipo THA acoplado a un acelerador lineal médico

## 2.7 Detectores de radiación

### 2.7.1 Cámara de ionización

La cámara de ionización es el instrumento más utilizado para la medición de radiación, se le considera un dosímetro secundario por que requiere una calibración a una dosis conocida.

El principio físico consiste en aplicar un potencial en dos electrodos y cuando estos son expuestos a radiación el gas dentro de la cámara se ioniza se generan pares ión-electrón. El campo eléctrico generado por el potencial hará que las cargas liberadas en el gas se muevan al electrodo de signo contrario: los iones hacia el cátodo y los electrones hacia el ánodo.

La forma en que las cargas son colectadas por la electrónica de lectura es de dos formas, midiendo la corriente o bien en pulsos. Existen varios rangos en el potencial aplicado a los que se le llaman regiones y están caracterizados por el comportamiento de los pares ión-electrón.

Es de interés en este trabajo la región de ionización y la región proporcional. La primera es cuando se alcanza el potencial mínimo para generar los pares ión electrón, en la segunda los potenciales mantienen una proporcionalidad con el número de pares generados, es decir a mayor potencial mayor generación de pares.

Hay varios tipos de cámaras de ionización: de placas paralelas, cilíndricas, tipo Farmer, etc. En la Figura 2.16 se muestra un diagrama de una cámara de ionización tipo Farmer.

Desde los 90's se empezaron a estudiar aplicaciones alternativas para las cámaras de ionización, especialmente para imagen y verificación de dosis donde resaltan

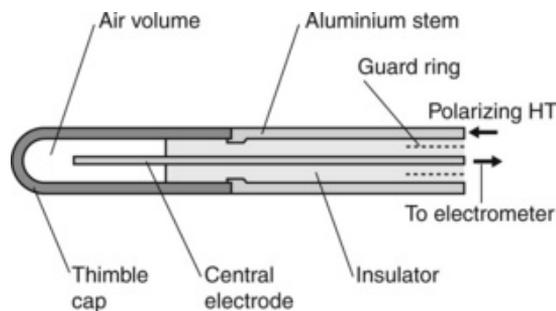


Figura 2.16: Diagrama de cámara de ionización tipo Farmer

el uso de multiarreglos de cámaras de ionización [27, 28, 29, 30] y electrodos entrecruzados [31]. Todos los anteriores diseñados para energías típicas de radioterapia (6 MV - 12 MV) y con diferentes composiciones, como gel en vez de aire ó nitrógeno.

### 2.7.2 Detectores digitales

También llamados detectores de estado sólido, se componen básicamente de dos partes: fotodiodos o fototransistores y materiales fosfoluminiscentes. Se encuentran implementados en varias aplicaciones, destacando los detectores planos de rayos-x para imagen.

Estos detectores se componen de una matriz de fotodiodos o transistores que capturan la luz emitida por la capa superior de material fosfoluminiscente. La cantidad de luz emitida por esta capa es proporcional a la radiación que incide sobre ella. El arreglo de fotodiodos o fototransistores típicamente tienen un capacitor dedicado para almacenar la carga correspondiente para después ser leída [32] (ver Figura 2.17).

### 2.7.3 Cámaras de transmisión

La principal característica de estos detectores es la propiedad de ser transparentes a radiación. Estos detectores de radiación tienen mucho tiempo, aunque actualmente solo hay dos aplicaciones importantes: en radioterapia de intensidad modulada (IMRT) [33] y en física nuclear [34].

La cámara DAVID-a desarrollada hace poco mas de 10 años, es el mejor ejemplo de este tipo de cámaras. Ésta se coloca inmediatamente después de

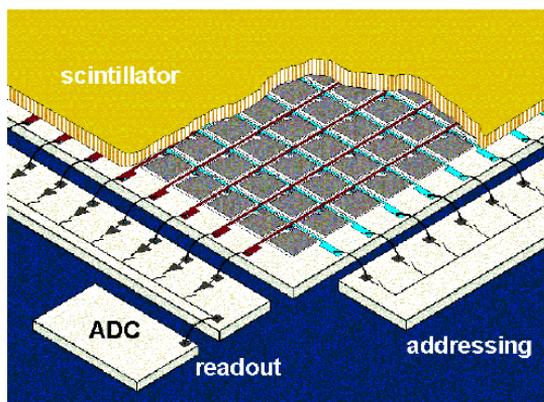


Figura 2.17: Diagrama de un detector plano de imagen [32]

los colimadores del acelerador lineal y sirve para la verificación en tiempo real de los perfiles del haz de fotones emitido (ver Figura 2.18).



**Figura 2.18:** Foto de la cámara DAVID de PTW. [33]

## 2.8 Método Monte Carlo

Este método debe su nombre a la ciudad de Monte Carlo en Mónaco, lugar donde se juega a la ruleta que es un juego de azar que genera números aleatorios. Surge formalmente en la Segunda Guerra Mundial (1944) cuando se desarrolla la primera bomba atómica en Los Alamos, Nuevo Mexico en Estados Unidos de Norteamérica. Actualmente es usado ampliamente para dar una solución numérica a un problema en donde se modela la interacción aleatoria de dos o más objetos, asumiendo que se conocen las distribuciones de probabilidad, las cuales modelan la interacción. El método Monte Carlo (MC) requiere el uso de número aleatorios para muestrear las distribuciones de probabilidad, estos números se generan en base a una distribución uniforme dentro del intervalo  $[0,1]$ . Aplicado al transporte de radiación en radioterapia y dosimetría, los objetos serían las partículas que forman el campo de radiación, rayos-x en nuestro caso, y el medio en el cuál se propaga tal radiación, en nuestro caso representado por un fantoma de agua y cuerpo humano. La interacción del campo de radiación se describió en las secciones anteriores que, para las energías en las que se trabaja en este proyecto son básicamente efecto Compton y efecto Fotoeléctrico. [35]

### 2.8.1 Muestreo de distribuciones de probabilidad

Una simulación MC requiere generar números aleatorios que sigan cierta distribución de probabilidad, en general no uniforme. La mayoría de los lenguajes

de programación tienen un generador de números pseudoaleatorios en el intervalo  $[0,1]$ , por lo que se requieren técnicas de muestreo de distribuciones de probabilidad las cuales se discuten a continuación.

### 2.8.1.1 Distribuciones de probabilidad

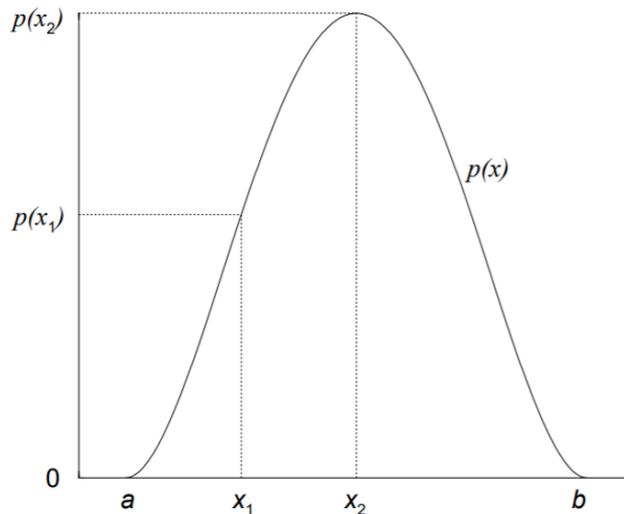
Una función de distribución de probabilidad  $p(x)$  como la que se muestra en la Figura 2.19, proporciona una medida del grado de posibilidad de observar la variable  $x$ . Existen varias condiciones que una función  $p(x)$  debe satisfacer para considerarse una función de distribución de probabilidad.

- $p(x) \geq 0$  para toda  $x$ .
- $p(x)$  debe ser integrable y normalizable, es decir:  $\int_a^b p(x)dx = 1$ .
- $a$  y  $b$  son números reales que además cumplen  $-\infty < a < b < \infty$ .

En base a la función de probabilidad  $p(x)$  se define la función de probabilidad acumulativa  $c(x)$  dada por:

$$c(x) = \int_a^x p(x')dx'. \quad (2.7)$$

Las funciones de probabilidad, por definición, se encuentran en el rango  $[0,1]$  por lo tanto pueden asociarse con números aleatorios, los cuales se usan para



**Figura 2.19:** Ejemplo de una distribución de probabilidad típica. [36]

muestrear  $c(x)$ . A continuación se detallan las técnicas para muestrear estas funciones.

### 2.8.1.2 Método directo o inverso

Este método se aplica para funciones de probabilidad  $c(x)$  cuya forma matemática permite obtener la función inversa. En un intervalo  $[a,b]$  se define la función de densidad de probabilidad  $p(x)$  y la función de distribución  $c(x)$ . Se muestrean sobre  $c(x)$  las variables aleatorias y se reescribe la función de distribución como  $\varepsilon = c(x)$  considerando dos intervalos  $dx_1$  y  $dx_2$  de igual longitud. Por lo tanto:

$$\frac{d\varepsilon_1}{d\varepsilon_2} = \frac{\left(\frac{d}{dx}\right)c(x)|_{x=x_1}}{\left(\frac{d}{dx}\right)c(x)|_{x=x_2}} = \frac{p(x_1)}{p(x_2)}, \quad (2.8)$$

donde el número de los que se encuentran en  $\varepsilon_1$  (dentro del rango  $[0,1]$ ) respecto a los que se encuentran en  $\varepsilon_2$  representa la misma relación que el cociente de probabilidades en  $x_1$  y  $x_2$ . Como las funciones de distribución se obtienen a partir de funciones de densidad de probabilidad, y si se escogen números aleatorios sobre la función de distribución entonces e puede invertir la ecuación.

$$x = c^{-1}(\varepsilon). \quad (2.9)$$

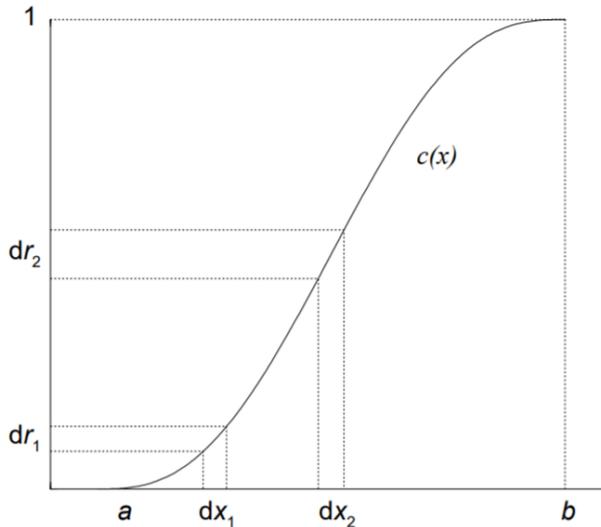


Figura 2.20: Distribución de probabilidad acumulativa. [36]

Si se escoge  $\varepsilon$  sobre una distribución aleatoria uniforme y se sustituye en la ecuación anterior, generamos los valores de  $x$  según la función de densidad de probabilidad adecuada [36]. En la Figura 2.21 se muestra un diagrama de la distribución de probabilidad cumulativa inversa obtenida a partir de la inversión de la función de probabilidad cumulativa.

### 2.8.1.3 Método de Rechazo

Este método se aplica cuando una función de probabilidad presenta una forma matemática compleja y por lo tanto no es posible obtener una ecuación analítica para la función inversa. Se normaliza la función de densidad de probabilidad y se obtiene una nueva distribución de probabilidad  $f(x) = \frac{p(x)}{p(x_{max})}$ . Se genera un número aleatorio  $\varepsilon$  entre el intervalo  $[0,1]$  y se obtiene un valor  $x$  calculado con:  $x = a + (b - a)\varepsilon_1$ . Se genera otro número aleatorio  $\varepsilon_2$ . Si  $\varepsilon_2$  es menor que  $f(x) = \frac{p(x)}{p(x_{max})}$  se acepta el valor de  $x$ . Si no se vuelve a generar otro número aleatorio  $\varepsilon_1$  y se repite el proceso.

### 2.8.1.4 Método Mixto

Este método usa la combinación de los métodos anteriores. Si la función de distribución puede ser factorizada como un producto  $p(x) = f(x)g(x)$  donde  $f(x)$  es una función invertible y  $g(x)$  contiene la complejidad matemática. Se normaliza  $f(x)$  produciendo  $\bar{f}(x)$  tal que  $\int_a^b \bar{f}(x) = 1$  y  $\bar{f}(x) \leq 1$  con  $x$  en el intervalo  $[a,b]$ . Usando el método directo, se genera un número aleatorio  $\varepsilon_1$  y se muestra una  $x$  de  $f(x)$ , a ese valor de  $x$ , se le aplica el método de descarte:

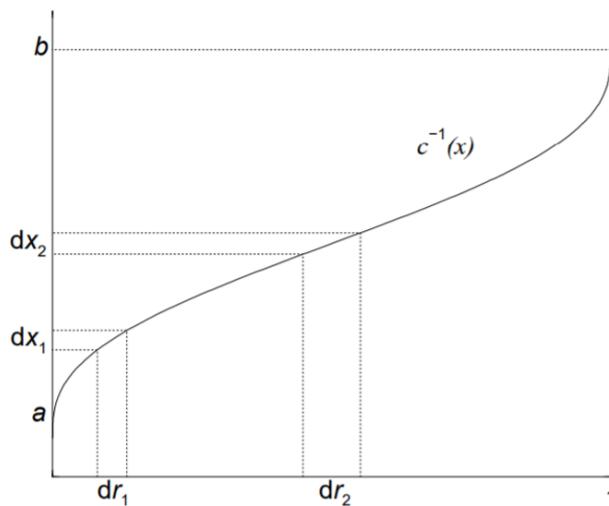
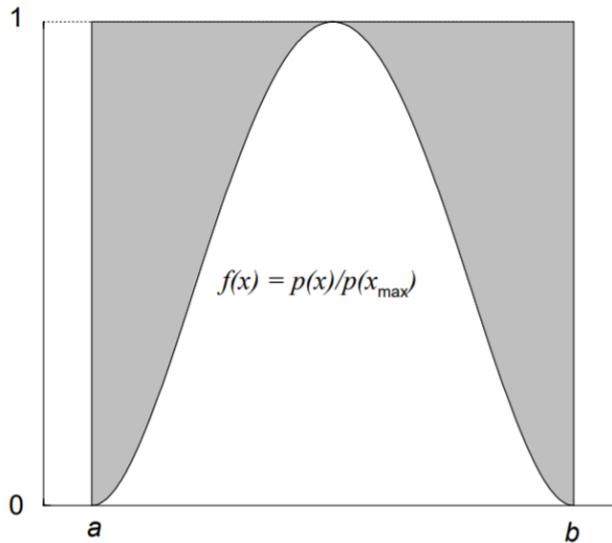


Figura 2.21: Distribución de probabilidad cumulativa inversa. [36]

a través de un segundo número aleatorio generado  $\varepsilon_2$ : si  $\varepsilon_2 \leq \bar{g}(x)$  se acepta el valor de  $x$ . En caso contrario, se vuelve a generar un número aleatorio  $\varepsilon_1$  y se repite el proceso [36].



**Figura 2.22:** Distribución de probabilidad típica escalada para el método de rechazo. [36]

### 2.8.1.5 Transporte de radiación por método Monte Carlo

Podemos describir el transporte de radiación de la siguiente manera: Un fotón incide sobre el objeto y es absorbido por efecto fotoeléctrico o interactúa por efecto Compton en donde pierde energía y cambia su trayectoria, en el siguiente paso puede o no interactuar, hasta que sale del material o es absorbido por efecto fotoeléctrico. No se toma en cuenta la producción de pares por que las energías para radiología de diagnóstico son muy bajas.

A continuación se describe brevemente el algoritmo para la simulación de fotones: Se determina la energía y dirección del fotón de acuerdo al espectro de energía y el ángulo de apertura del haz. Se hace avanzar una cierta distancia aleatoria, la probabilidad y tipo de interacción se determina de acuerdo al tipo de material del medio y la energía del fotón incidente. La probabilidad depende de las secciones eficaces de los diferentes tipos de interacción. Posteriormente se calcula el ángulo de dispersión y la nueva energía del fotón y se repite el proceso hasta que el fotón abandona el material o es absorbido por el medio.

Hay varios códigos para simular el transporte de radiación por método Monte Carlo, algunos de ellos son: Geant4 (Desarrollado por el CERN y KEK desde

---

1993) [37] , PENELOPE (*Penetration and ENergy LOss of Positrons and Electrons*) [35] y MCNP (*Monte Carlo N-Particle*) [38]. Todos ellos permiten simular el transporte de fotones y electrónes. En esta tesis se usa MCNP y PENELOPE.



# 3

## MATERIALES Y MÉTODOS

---

Este capítulo se divide en dos partes:

Primero se presenta el modelo para describir la propagación de la radiación dispersa en una geometría típica de radiografía y se propone el uso de una cámara transmisión colocada entre el paciente y el detector de imagen para tomar mediciones y determinar parámetros del modelo.

La segunda parte de este capítulo consiste en el diseño y desarrollo tecnológico del detector de transmisión propuesto.

### Modelo de propagación de la radiación

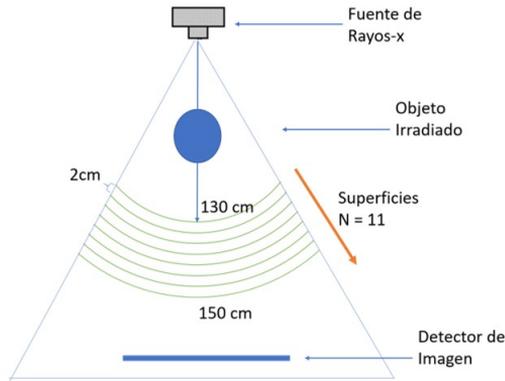
#### **3.1** dispersa

---

Para poder determinar las características necesarias de un detector de radiación diseñado para cuantificar la cantidad de radiación dispersa generada por un objeto irradiado, es necesario entender el comportamiento de esta radiación dispersa y, en particular, es importante entender cómo es su propagación en el espacio. Sabemos que la fluencia de radiación emitida por una fuente puntual decae proporcionalmente al inverso del cuadrado de la distancia a la fuente puntual, sin embargo, esto no ocurre para la propagación espacial de la radiación dispersa, la cual varía de una manera más compleja. En radiología de diagnóstico, las fuentes emisoras de rayos-x tiene dimensiones en el orden de 1mm a 2mm, y debido a la que la imagen se obtiene a distancias de al menos 1400 mm, es posible considerarlas como fuentes puntuales. Se puede por lo tanto asumir que la radiación que pasa sin interactuar con un objeto irradiado se propaga espacialmente de manera proporcional al inverso del cuadrado de la distancia de la fuente emisora y que la radiación dispersa generada por el mismo objeto irradiado no lo hace. Esta diferencia en cómo se propagan espacialmente la radiación primaria y la dispersa puede ser empleada para

diferenciar entre ambas, y es precisamente este principio en el cual se basa el detector de radiación que se plantea en este trabajo de tesis.

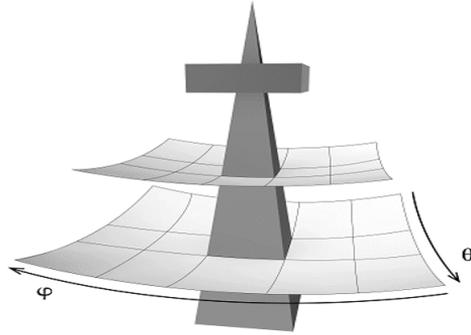
Con el propósito de estudiar cómo es la propagación espacial de la radiación dispersa, consideremos una geometría clásica de radiografía, la cual consiste en el arreglo entre el tubo de rayos-x, el objeto irradiado y el detector de imagen. Se agrega a esta geometría una serie de superficies de detección esféricas, un total de 11 debajo del objeto como se muestra en la Figura 3.1. Estas superficies se colocan a intervalos regulares desde los 130 cm hasta los 165 cm de la fuente de radiación, abarcando las distancias a las cuales típicamente se colocan los detectores de imagen empleados en radiología de diagnóstico. Cada superficie de detección se divide en regiones de conteo de radiación, como se muestra en la Figura 3.2. Las regiones de conteo se implementan de tal manera que dada una posición angular  $(\theta, \varphi)$ , el área de cada una de las regiones de conteo con las mismas coordenadas  $(\theta, \varphi)$  se incrementa en proporción con el cuadrado de la distancia desde la fuente de rayos-x se en cada una de las superficies. Bajo estas condiciones el número de rayos-x primarios procedentes directamente de la fuente y que atraviesan cada región de conteo sucesiva en una posición angular dada  $(\theta, \varphi)$  permanece constante. Por lo tanto, el conteo total en función de la distancia radial para cada posición angular, es decir, para cada pixel, está dada por:



**Figura 3.1:** Geometría con las superficies de detección.

$$M(r, \theta, \varphi) = p(\theta, \varphi) + s(r, \theta, \varphi), \quad (3.1)$$

donde  $M$  es el conteo o señal total,  $p$  el conteo o señal debido a la radiación primaria y  $s$  el conteo o señal debida al paso de la radiación dispersada por el objeto irradiado, mientras que  $r$ ,  $\theta$  y  $\varphi$  denotan las coordenadas radiales y angulares con respecto al origen ubicado en la posición de emisión de la fuente

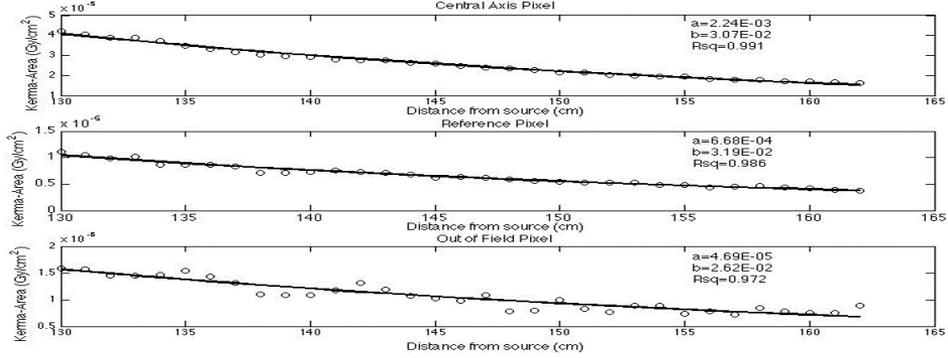


**Figura 3.2:** Geometría para cuantificar la componente de dispersión del haz transmitido en función de la distancia radial de la fuente de rayos-x.

de rayos-x. Nótese que debido a la disposición de las superficies y los píxeles en cada una de estas superficies, la señal primaria no depende de  $r$  sino solamente de la posición angular  $(\theta, \varphi)$ . Nótese además que el arreglo geométrico de los píxeles nos permite separar la componente primaria de la componente dispersa, tal y como se indica en la Ecuación 3.1. Además, es importante recalcar que debido a que la componente primaria no depende de la distancia radial a la fuente, cualquier cambio en la señal total  $M$  a medida que cambia  $r$  se debe entonces al cambio ocurrido en la cantidad de radiación dispersa observada. Este es precisamente el principio en el cual se basa el detector de radiación que se propone en este trabajo de tesis, como se detallará más adelante.

Para poder determinar la forma básica de la función de dispersión  $s(r, \theta, \varphi)$  efectuamos una serie de simulaciones Monte Carlo en las cuales se irradió un cubo de agua con dimensiones de 30 cm x 30 cm x 30 cm empleando un haz de rayos-x con energía máxima en el espectro de 140 kVp, energía típica empleada en los procedimientos de radiología de diagnóstico. El tamaño del campo de radiación empleado es de 15 cm x 15 cm y la distancia desde la fuente de rayos-x a la superficie del bloque de agua es de 100 cm, también típica de las distancias a las cuales se coloca el objeto irradiado en radiología. En estas simulaciones se contó el número de rayos-x dispersados por el cubo de agua a través de una serie de superficies y píxeles como los mostrados en la Figura 3.2 y posteriormente se empleó un software de ajuste de curvas para determinar el modelo matemático que mejor describía la propagación a lo largo del radio  $r$  de esta radiación dispersa. Si bien existen varios modelos matemáticos que describen de manera equivalente los datos obtenidos, en este trabajo nos interesaba un modelo con un mínimo de parámetros que, sin sacrificar la exactitud, nos permitiera describir el comportamiento observado

en la propagación espacial de la radiación dispersa. En la Figura 3.3 se grafican los datos obtenidos en estas simulaciones preliminares, en donde se muestra el comportamiento representativo de la componente de dispersión  $s(r, \theta, \varphi)$  respecto a la distancia radial de la fuente. En general se puede ver que la función de dispersión  $s(r, \theta, \varphi)$  disminuye exponencialmente en función de la distancia radial, por lo tanto podemos escribir la Ecuación 3.1 como:



**Figura 3.3:** Comportamiento representativo de la radiación dispersa en función de la distancia radial en tres posiciones angulares diferentes. Los datos están ajustados a una función exponencial.

$$M(r, \theta, \varphi) = p(\theta, \varphi) + a(\theta, \varphi)e^{-b(\theta, \varphi)r}, \quad (3.2)$$

donde ahora  $a$  y  $b$  son dos constantes que dependen solamente de la posición del pixel y la componente radial es determinada por la función exponencial. El desafío consiste en determinar los tres parámetros  $p(\theta, \varphi)$ ,  $a(\theta, \varphi)$  y  $b(\theta, \varphi)$  con el menor número posible de mediciones. En principio, y debido a que la expresión en la Ecuación 3.2 tiene tres constantes para cada posición angular  $(\theta, \varphi)$ , tres mediciones a tres distintas distancias de la fuente emisora de rayos-x deberían ser suficientes para determinar dichas constantes y conocer entonces la cantidad de radiación primaria  $p(\theta, \varphi)$  y dispersa  $s(r, \theta, \varphi)$  que forman la señal  $M(r, \theta, \varphi)$  en cada pixel.

El modelo presentado fue derivado bajo condiciones simples en cuanto a la composición del objeto irradiado, un cubo de agua, por lo que es necesario validar el modelo cuando el objeto irradiado es de forma y composición más complejas. Es necesario también determinar si es posible reducir el número de mediciones necesarias para determinar los tres parámetros  $p(\theta, \varphi)$ ,  $a(\theta, \varphi)$  y  $b(\theta, \varphi)$ . Estos dos problemas se analizarán en el siguiente apartado.

## 3.2 Reducción de parámetros: la Función Diferencial de Dispersión

La Ecuación 3.2 anterior describe la señal producida en un detector de radiación con la geometría mostrada en la Figura 3.2. Debido a que la ecuación cuenta con 3 parámetros desconocidos, esto implica que son necesarias al menos tres mediciones a tres distancias radiales distintas para poder determinar cada uno de estos parámetros, incluyendo el que proporciona la cantidad de radiación primaria. Nótese sin embargo que unos de los parámetros, la componente primaria de la señal, no depende de la distancia radial  $r$ , por lo que este parámetro puede ser eliminado al restar la señal total tomada a dos distancias radiales diferentes. Definamos entonces la Función Diferencial de Dispersión ( $DSF$ ) de la siguiente manera:

$$DSF(r_1, r_2, \theta, \varphi) = \frac{M(r_1, \theta, \varphi) - M(r_2, \theta, \varphi)}{r_1 - r_2}. \quad (3.3)$$

Sustituyendo la Ecuación 3.2 obtenemos:

$$M(r, \theta, \varphi) = a(\theta, \varphi)e^{-b(\theta, \varphi)r}. \quad (3.4)$$

Nótese que ahora esta ecuación contiene solo dos parámetros: la amplitud de la señal dispersa  $a(\theta, \varphi)$  y su argumento exponencial  $b(\theta, \varphi)$ . Debido a que  $a(\theta, \varphi)$  es simplemente la amplitud de la señal dispersa que recibe cada pixel del detector, el comportamiento del argumento exponencial  $b(\theta, \varphi)$  es de suma importancia para poder determinar si es posible reducir el número de mediciones necesarias para obtener la señal primaria que pasa por cada pixel. En particular, nos interesa determinar si  $b(\theta, \varphi)$  depende de las características del objeto irradiado o si es un parámetro que depende solamente de la geometría del detector de radiación. En este trabajo de tesis planteamos como hipótesis que el parámetro  $b(\theta, \varphi)$  como función de la Función Diferencial de Dispersión es tal que al obtener una tabla de valores de  $b(\theta, \varphi)$  vs. DFS, esta tabla puede ser aplicada de manera general en cualquier región del detector. Supongamos por el momento que nuestra hipótesis es válida y que se cuenta con una función tal que:

$$b(\theta, \varphi) = b(DSF(\theta, \varphi)), \quad (3.5)$$

y llamemos a esta función la curva de calibración geométrica del detector. El proceso de obtención y validación se discutirá más adelante. El proceso para determinar los parámetros del modelo es como sigue:

1. Se toman dos mediciones a dos distancias  $r_1$  y  $r_2$  de la fuente de radiación. Para cada pixel  $(\theta, \varphi)$  se determina  $DSF(\theta, \varphi)$  de acuerdo a la ecuación 3.3 anterior.
2. Empleando la curva de calibración de la Ecuación 3.5 anterior, se determina el mapa de parámetros  $b(\theta, \varphi)$ .
3. Se resuelve el siguiente sistema de ecuaciones para la componente primaria de la señal:

$$M(r_1, \theta, \varphi) = p(\theta, \varphi) + a(\theta, \varphi)e^{-b(\theta, \varphi)r_1}, \quad (3.6)$$

$$M(r_2, \theta, \varphi) = p(\theta, \varphi) + a(\theta, \varphi)e^{-b(\theta, \varphi)r_2}, \quad (3.7)$$

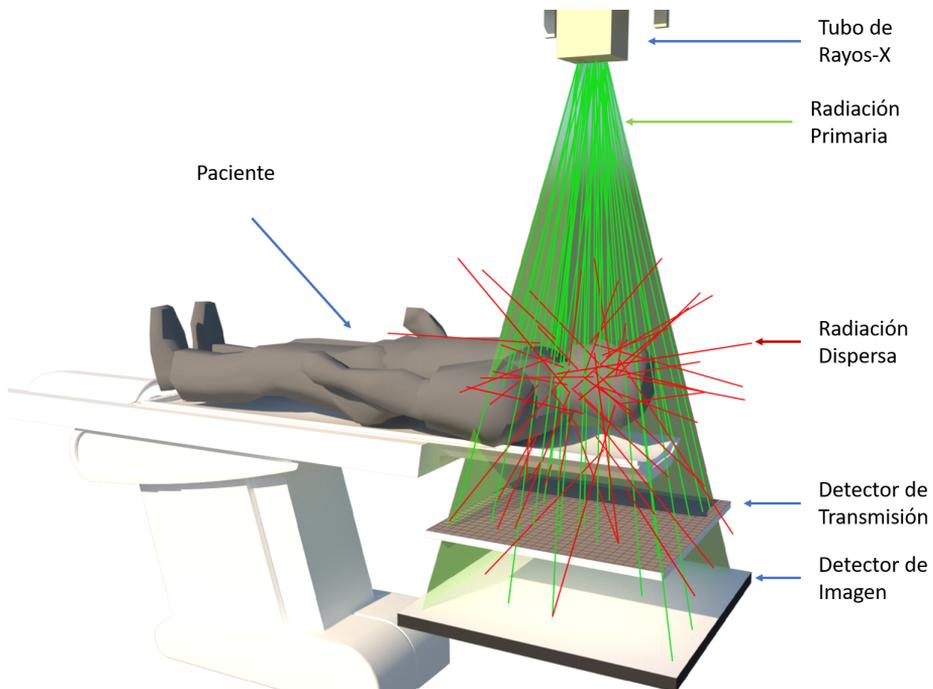
obteniendo:

$$p(\theta, \varphi) = M(r_1, \theta, \varphi) - \frac{M(r_1, \theta, \varphi) - M(r_2, \theta, \varphi)}{e^{-b(\theta, \varphi)r_1} - e^{-b(\theta, \varphi)r_2}} e^{-b(\theta, \varphi)r_1}. \quad (3.8)$$

Nótese que este procedimiento nos ha permitido determinar la componente primaria de la señal transmitida a través del paciente empleando solamente dos mediciones a dos distancias de la fuente emisora de rayos-x. La Figura 3.4 muestra el proceso completo. La metodología para estudiar la Función Diferencial de Dispersión y probar la hipótesis enunciada se detallará a continuación.

### 3.3 Propuesta de Diseño de Detector de Radiación

Hasta este punto se cuenta con un modelo, dado por la ecuación 3.2 anterior, que permite separar la señal total registrada a través de una serie de superficies semi-esféricas, en su componente primaria, aquella que pasa a través del objeto irradiado sin interactuar, y su componente dispersa, la cual se ha definido como aquella radiación que ha sido dispersada debido a interacciones ocurridas en el objeto irradiado. La ecuación 3.2 es válida solamente si los pixeles aumentan de tamaño a medida que se alejan de la fuente emisora de radiación de manera proporcional a  $r^2$ . Se cuenta además con una metodología que permite determinar la componente primaria de la señal, es decir, la imagen



**Figura 3.4:** Diagrama para obtener los parámetros, donde se muestran los dos detectores, tanto el de imagen como el de transmisión. Se puede observar pixeles que quedan fuera del campo de irradiación.

radiológica ideal, si se efectúan dos mediciones a dos distancias de la fuente emisora de radiación empleando el modelo de la Ecuación 3.2. En base a esto, nos planteamos la siguiente interrogante: ¿Qué características debería tener un detector de radiación que permita implementar de una manera práctica el modelo dado por la Ecuación 3.2?. Se plantea que un detector con las siguientes características permitiría implementar el modelo descrito anteriormente:

- Para que el modelo dado por la Ecuación 3.2 anterior, el detector de radiación debe de diseñarse siguiendo el arreglo geométrico planteado anteriormente en cuanto a las superficies semi-esféricas y área de los pixeles se refiere.
- El detector no debe de interferir con el proceso de adquisición de la imagen radiológica.
- La determinación de la cantidad de radiación primaria y dispersa debe de efectuarse de tal manera que no sea necesario irradiar dos o más veces al paciente, tal y como lo hacen otros métodos de estimación de la radiación

dispersa ya descritos en capítulos anteriores.

- La determinación de la cantidad de radiación primaria y dispersa debe de efectuarse en cada punto del campo de radiación que atraviesa el paciente, proyectado en el detector de imagen empleado.
- Relacionado con el punto anterior: si el modelo planteado por la Ecuación 3.2 anterior requiere de dos mediciones a dos distancias distintas de la fuente de radiación, entonces el detector planteado debería en principio ser capaz de efectuar estas mediciones de manera simultánea durante la exposición del paciente a la radiación, de tal manera que con una sola exposición se determinarían los parámetros del modelo obteniendo así tanto la componente primaria como la dispersa en la señal detectada.

De acuerdo a lo anterior, se plantea un detector de radiación del tipo cámara de ionización de transmisión. Este tipo de detectores tienen paredes y electrodos con grosores en el orden de micrómetros por lo que menos del 1% de la radiación incidente es perturbada por su presencia. Este detector cumple con las características descritas anteriormente ya que:

- Debido a que perturba menos del 1% de la radiación incidente, el detector propuesto no interfiere con el proceso de adquisición de la imagen radiológica. Un detector de este tipo puede entonces ser colocado entre el paciente y el detector de imagen sin interrumpir la adquisición de la imagen radiológica.
- En cuanto a la necesidad de efectuar dos mediciones a dos distancias de la fuente de radiación, si el detector está colocado entre el paciente y el detector de imagen, una calibración apropiada de la respuesta del detector de transmisión en función de la respuesta del detector de imagen, permitiría emplear la señal recabada por este último como la segunda medición necesaria para poder determinar los parámetros del modelo de radiación dispersa planteado en este trabajo. Esto se detallará en las siguientes secciones.
- Si el detector se construye de tal manera que sea pixelizado, esto nos permitiría efectuar mediciones de la señal primaria y dispersa en varios puntos espaciales de manera simultánea.

El detector de radiación consta de 2 partes:

- El volumen activo, que es el espacio en donde la radiación va a interactuar a través de los efectos Compton o Fotoeléctrico, produciendo iones y electrones los cuales son canalizados mediante la aplicación de un campo eléctrico hacia los electrodos para su posterior lectura.

- La electrónica de lectura.

Detectores de radiación que usan como base las cámaras de ionización con fines orientados a imágenes y detección multipixel no es algo nuevo, algunos ejemplos se muestran en la siguientes referencias [39, 40, 41, 42, 43, 34]. Aunque la mayoría de los diseños que se pueden encontrar son para megavoltaje, típicamente orientados a monitoreo de la calidad del haz de radiación en radioterapia, muy pocos se orientan a imagen para diagnóstico. Por otro lado hay poca información respecto a detectores de transmisión orientados a mediciones de kilovoltaje. Lo que hace que nuestra propuesta sea novedosa es el acoplamiento de este tipo de detectores con los paneles de imágenes radiológicas para, mediante la aplicación del modelo de radiación dispersa descrito anteriormente, ser capaces de medir y separar la señal primaria de la dispersa.

### Caracterización Monte Carlo de la Función Diferencial de Dispersión y la Calibración Geométrica del Detector

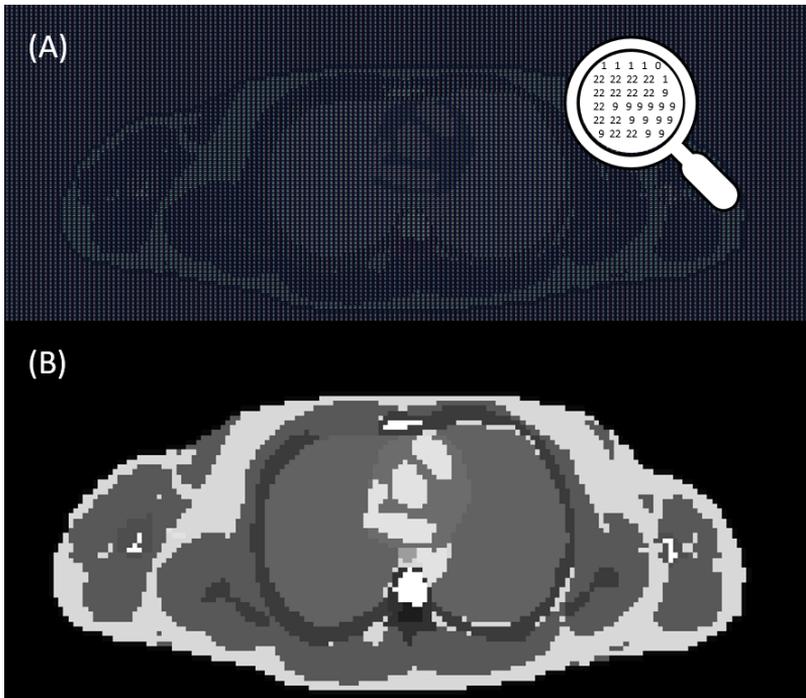
#### 3.4

Para determinar a detalle el comportamiento del argumento  $b(\theta, \varphi)$  como función de la Función Diferencial de Dispersión, se utilizó el código Monte Carlo PENELOPE [35] y el conjunto de subrutinas del programa PenEasy [44]. Este código permite efectuar simulaciones del transporte de radiación a través de geometrías voxelizadas, tales como las que se obtienen a través de imágenes de tomografía axial computarizada, cuyas imágenes consisten de una serie de elementos cúbicos, los vóxeles, cada uno de los cuales contiene información acerca del material que encierra. Esto es importante para el desarrollo del presente trabajo de tesis ya que es entonces posible emplear imágenes TAC de pacientes reales para modelar las características de la radiación dispersada por dichos pacientes cuando son irradiados con haces de rayos-x. Adicionalmente, el código permite combinar geometrías voxelizadas y cuádricas, que son aquellas formadas por superficies tales como planos, cilindros, esferas, etc., por lo que es posible modelar a detalle, junto con la geometría voxelizada del paciente, las superficies semiésféricas como las mostradas en la Figura 3.2 anterior y que, como se detalló en la sección anterior, forman parte de nuestra propuesta de detector de radiación.

El modelado se efectuó bajo las mismas condiciones clínicas en las cuales se efectúan este tipo de estudios radiológicos. Se analizaron tres situaciones:

- Primero se empleó un modelo de paciente, el llamado fantoma Zubal. El cual se construyó a base de imágenes tomográficas de un paciente real [45], por lo que este modelo de paciente nos proporcionará datos muy realistas acerca del comportamiento de los parámetros que describen nuestro modelo de propagación de la radiación dispersa. Algunas de estas imágenes se muestran en la Figura 3.5. Primeramente el fantoma se empleó para obtener imágenes radiológicas al nivel de pelvis y analizar el comportamiento de la Función Diferencial de Dispersión
- El mismo fantoma Zubal se empleó para analizar la Función Diferencial de Dispersión pero ahora obteniendo imágenes radiológicas a nivel de tórax
- Se modeló también un cubo de agua homogéneo de 30 cm de longitud.

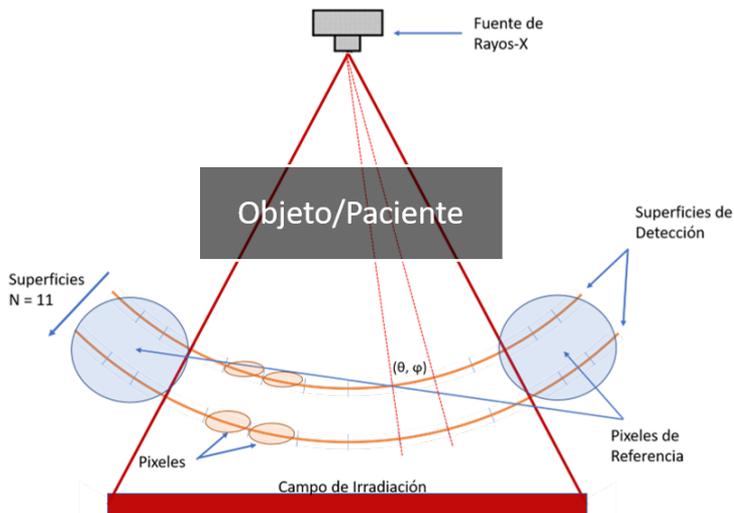
El objeto irradiado, fantoma de Zubal o cubo de agua, se colocó a una distancia



**Figura 3.5:** Corte de Torax del fantoma de Zubal. (A) Vista del arreglo de voxels, cada número representa un material. (B) Vista en escala de grises.

fuente-superficie de 90 cm, tal como se hace en los exámenes radiológicos, y las 11 superficies de conteo están uniformemente espaciadas a intervalos de 2 cm desde una distancia fuente- superficie de 130 cm hasta 150 cm como se muestra en la Figura 3.1. Cada superficie de detección se dividió en 256 x 256 áreas de conteo o pixeles. Como se mencionó anteriormente, bajo las condiciones descritas, cualquier cambio observado en la señal entre cualquier pixel dado en una superficie de detección y el correspondiente pixel en la superficie siguiente en la misma posición angular, se debe a cambios en la radiación dispersa que pasa a través de ella. Se usa un campo de radiación lo suficientemente grande para abarcar el objeto irradiado, colocando la fuente de radiación en la región anterior al mismo. Nótese en la Figura 3.6 que algunos pixeles quedan fuera del haz primario los cuales sólo detectan la radiación dispersa ocasionada por el volumen irradiado. A estos pixeles se les denominará pixeles de referencia. Las simulaciones Monte Carlo se implementaron de tal manera que las componente primaria y dispersa del haz de rayos-x transmitido se determinaron por separado, por lo que es posible analizar cada una de estas componentes de manera independiente. En particular, a la componente dispersa se le ajustó una función de exponencial de modo que se obtuvo un mapa del argumento  $b(\theta, \varphi)$  tanto para los pixeles dentro del haz primario así como para los pixeles de referencia.

El espectro de rayos-x utilizado en todas las simulaciones presentadas en este trabajo se obtuvo utilizando un haz tipo lápiz de electrones monoenergéticos de



**Figura 3.6:** Diagrama en 2 dimensiones de la geometría. Las líneas transversales sobre los semicírculos que representan los planos de detección, son los pixeles.

140 keV que inciden sobre un blanco de tungsteno con un ángulo de  $12^\circ$  y el haz de rayos-x resultante es posteriormente filtrado por 1 mm de Cu. Este espectro fue escogido ya que es muy similar a los empleados en los procedimientos radiológicos modelados. Se simularon un total de  $2E + 09$  de historias por electrón produciendo un error estadístico en la fluencia total producida por este blanco de menos del 0.1%. Por otro lado, para cada simulación de detector, se realizó un total de  $5E + 10$  historias por foton obteniendo una incertidumbre estadística media del orden de 3% en cada pixel de registro. En todas las simulaciones Monte Carlo presentadas en este trabajo, las energías de corte de fotones y electrones, aquellas que, por debajo no produce transporte, se establecieron a 10 keV y 1 keV respectivamente, y los parámetros  $c1$ , que determinan el recorrido libre medio entre colisiones elásticas duras, y  $c2$ , que limita la fracción máxima de la energía perdida en cada paso de electrones, se fijaron a 0.1 como lo recomiendan los desarrolladores del código. Además, todos los resultados presentados se normalizan a la cantidad de historias emitidas por la fuente. El tiempo de simulación en CPU oscila entre 12 y 16 días, dependiendo del objeto de prueba, que se ejecutaron en un procesador Intel Pentium 4 a 2.4 GHz bajo el sistema operativo Linux.

## 3.5 Consideraciones para la implementación del detector propuesto

---

### 3.5.1 Calibración de la respuesta de la cámara propuesta

---

La cámara de transmisión propuesta se diseña para ser colocada entre el paciente y el detector de imagen, a una distancia aproximada de 10 cm de dicho detector. Como se mencionó anteriormente, se requiere de un factor de calibración que vincule las lecturas de la cámara de transmisión con las lecturas del detector de imagen. Esto se debe a que el volumen activo de la cámara de transmisión es aire, mientras que el volumen activo del detector de imagen es un cristal de alta densidad, típicamente yoduro de cesio ( $CsI$ ) u oxysulfuro de gadolinio ( $Gd_2S_2O$ ), los cuales son más eficientes absorbiendo rayos-x, por lo que la interacción de un fotón en el volumen activo de la cámara de transmisión correspondería a la interacción de varios fotones en el cristal de alta densidad. Esto no representa un problema ya que experimentalmente este factor de calibración puede obtenerse fácilmente comparando las lecturas entre los dos detectores bajo las mismas condiciones de irradiación. De manera preliminar, se utilizó nuevamente simulación Monte Carlo para obtener este factor de calibración para nuestro sistema compuesto por la cámara de transmisión-

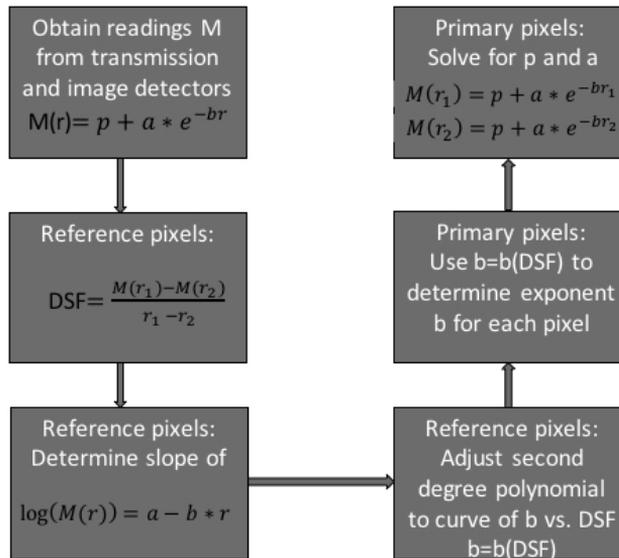
detector de imagen. La cámara de transmisión está hecha de kaptón de 25  $\mu\text{m}$  de grosor con electrodos de grafito de 10  $\mu\text{m}$  de espesor y una separación de 0.5 cm entre las dos películas de kaptón. Las componentes primarias y de dispersión de kerma en aire en cada pixel se registraron por separado, después se aplicó la conversión mencionada anteriormente a las lecturas del detector de transmisión. Solo la señal total en cada pixel se utiliza para alimentar el algoritmo. La cámara de transmisión tiene una resolución de 64 x 64 pixeles, lo que, dada la lenta variación espacial de la radiación dispersa es apropiada [3]. Esta resolución también es técnicamente realizable en un detector de este tipo, como se discutirá más adelante. La atenuación de esta cámara está en el orden de 1% de la radiación incidente de modo que el efecto sobre la imagen resultante es despreciable.

### 3.5.2 Extracción de la imagen primaria

Para esta parte, los datos del detector de imagen (1024 x 1024 pixeles) se almacenaron en una matriz virtual de 64 x 64 pixeles como en la cámara de transmisión, de tal manera que el número de rayos primarios permanece constante a lo largo de la distancia radial desde la fuente de rayos-x, es decir, cada posición angular de un pixel virtual coincide con el pixel de la cámara de transmisión correspondiente, como se muestra en la Figura 3.1. La curva de calibración de dispersión  $DSF$  versus el argumento exponencial  $b$  se construyó usando sólo los pixeles de referencia y luego se usó para determinar el mapa  $b(\theta, \varphi)$  en cada pixel dentro del campo primario. Para la cámara de transmisión se utilizó el producto kerma-área en cada pixel mientras que para el detector de imágenes se utilizó el producto dosis-área. Se eligieron estas dos cantidades radiológicas ya que cada detector puede calibrarse fácilmente en función de cualquiera de ellas. Un factor de conversión por Monte Carlo fue determinado para vincular ambas cantidades. Una vez obtenido el mapa  $b(\theta, \varphi)$  la solución para la componente primaria se obtuvo de acuerdo con la ecuación 3.8, obteniendo entonces la señal de dispersión mediante la substracción de la primaria de la señal total. Obsérvese que, esto determina tanto la componente primaria como la dispersa pero con una resolución inferior a la del detector de imágenes. Para abordar esto, para cada pixel virtual, su contenido de dispersión se divide uniformemente entre los pixeles originales de la matriz 1024 x 1024. Finalmente la dispersión en cada pixel en el detector de imagen se extrae de la lectura total, recuperando así la señal primaria. Con el fin de medir la exactitud del método, el porcentaje de error en cada pixel se calcula de acuerdo con:

$$P_{E\%}(\theta, \varphi) = \frac{|P(\theta, \varphi) - P_{MC}(\theta, \varphi)|}{P(\theta, \varphi)} \times 100, \quad (3.9)$$

donde  $P$  denota la imagen primaria recuperada por el algoritmo y  $P_{MC}$  denota la imagen primaria calculada por Monte Carlo. En la Figura 3.7 se muestra un diagrama de flujo de todo el proceso.



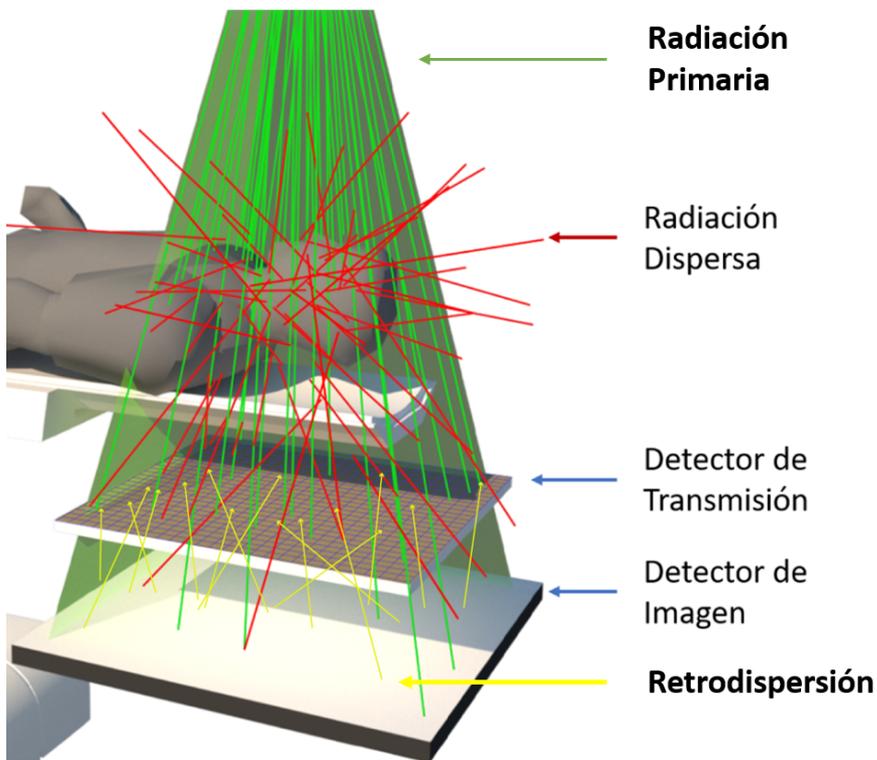
**Figura 3.7:** Diagrama de flujo del proceso de recuperación de la señal primaria a partir de lecturas de una cámara de transmisión y un detector de imagen.

Retrodispersión de la radiación incidente desde  
el detector de imagen hacia la cámara de  
transmisión

### 3.5.3

Un aspecto a tener en cuenta al implementar experimentalmente el detector de transmisión propuesto en este trabajo es el problema generado al colocar la cámara diseñada a una distancia relativamente corta del detector de imagen, ya que de manera inevitable algunos de los rayos-x que atraviesen el paciente e incidan sobre el detector de imagen van a rebotar en este produciendo una señal en el detector de transmisión. Esto invalidaría el modelo de radiación dispersa propuesto, ya que en dicho modelo se asume que solamente el paciente dispersa los rayos-x empleados para obtener la imagen radiológica. Es de suma importancia por lo tanto, el determinar el efecto que esta radiación retro-dispersada por el detector de imagen tiene sobre las mediciones efectuadas con nuestra cámara de transmisión. De particular importancia es el determinar la distancia óptima del detector de imagen a la cual la cámara de transmisión propuesta debe ser colocada. Se recurrió de nueva cuenta a la simulación Monte

Carlo para determinar la respuesta estas dos interrogantes. Para determinar las características de la radiación retrodispersada en la cámara de transmisión, se realizaron simulaciones con y sin el detector de imagen para los tres fantomas mencionados anteriormente. Estas mediciones se compararon entre sí para determinar la magnitud del efecto que la radiación retrodispersada por el detector de imagen tiene sobre las lecturas tomadas con el detector de transmisión. El proceso se ilustra en la Figura 3.8. Las simulaciones se realizaron con la cámara de transmisión a 10 cm ya 1.0 cm del detector de formación de imágenes. Con el fin de reducir la incertidumbre estadística, estas simulaciones se llevaron a una resolución de 64 pixeles en la cámara de transmisión.



**Figura 3.8:** Diagrama del efecto de la retrodispersión sobre la cámara de transmisión. En verde se muestra la radiación primaria, en rojo la dispersa y en amarillo la retrodispersada desde el detector de imagen.

### 3.6 Optimización del detector por simulación MC

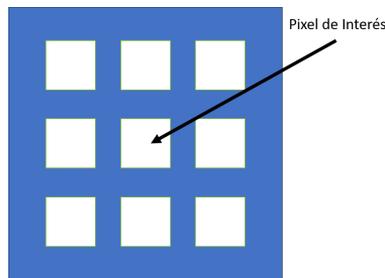
Antes de la construcción del prototipo se realizó una optimización de las características del detector por método Monte Carlo las cuales se describen a

continuación.

### 3.6.1 Interferencia entre pixeles (*cross-talking*)

Por la geometría y el arreglo de electrodos se sabe que el efecto en la respuesta obtenida se verá seriamente afectada por los electrones producidos en pixeles contiguos o incluso los que se encuentran alejados al pixel de interes dentro del detector. El recorrido de los electrones en aire es considerable como para tomarse en cuenta. Por lo tanto se realizaron una serie de simulaciones MC para determinar que tanto influye en la respuesta de un solo pixel.

Al efecto de interferencia mencionado le llamaremos *cross-talking*, y para calcular la dimensión de interferencia entre pixeles (también les llamaremos celdas), la simulación se realiza con una geometría simple de 3 x 3 celdas. En la Figura 3.9 se muestra una vista superior del arreglo, los espacios en blanco son las celdas virtuales en la simulación. En la Figura 3.10 se muestra una vista lateral de las 5 capas usadas: kapton, cobre, aire, cobre y kapton (también le llamaremos *gap*). Estas simulaciones se realizaron en MCNP con  $10 \times 10^6$  partículas iniciales (nps). Para analizar esto se utilizó un *gap* de 0.5cm irradiando a una energía de 100keV y usando celdas de 1cm x 1cm, grosor de Kapton de  $100\mu\text{m}$  y la capa de cobre de  $10\mu\text{m}$ .



**Figura 3.9:** Vista superior de la geometría para simulación de *cross-talking*



**Figura 3.10:** Vista lateral de la geometría para simulación de *cross-talking*

### 3.6.2 Respuesta eléctrica del pixel

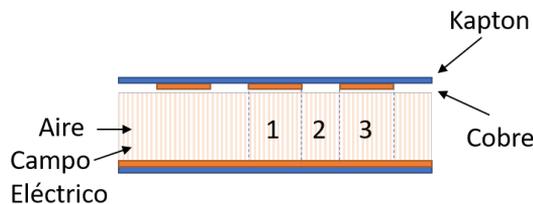
La electrónica necesaria para medir carga se diseña tomando en cuenta los rangos de operación, por esto es necesario calcular un estimado de carga y corriente en el cual operará el detector de transmisión. La siguiente ecuación relaciona los parámetros obtenidos de las simulaciones:

$$D = \left(\frac{Q}{m}\right) \left(\frac{W}{e_{air}}\right), \quad (3.10)$$

donde  $D$  es la dosis obtenida,  $Q$  carga y  $\frac{W}{e}$  es la energía depositada en aire por cada Coulomb de carga liberada. Despejando  $Q$  y usando el dato obtenido para un *gap* de 0.5 cm obtenemos una carga de  $4.535 \times 10^{26} C$  por foton incidente. Suponiendo que tenemos una fluencia de  $1E18$  fotones por segundo, la corriente esperada es de aproximadamente 45 nA. Con este dato se calculó un rango de operación de [1 nA - 100  $\mu A$ ].

### 3.6.3 Efecto del campo eléctrico sobre el *cross-talking*

Se realizaron simulaciones con campo eléctrico para ver si se podía reducir el efecto del *cross-talking*. Estas simulaciones se realizaron utilizando el código MC PENELOPE usando los datos obtenidos en COMSOL para el campo eléctrico. La geometría utilizada se muestra en la Figura 3.11 en donde se implementan los electrodos en línea descritos mas adelante en la sección 3.7.1. En esta geometría se definen 3 celdas y el campo eléctrico se genera con un voltaje de 400 V y el *gap* es de 0.5 cm. La irradiación se realiza con un espectro de 220 keV y se calcula dosis en los tres electrodos.

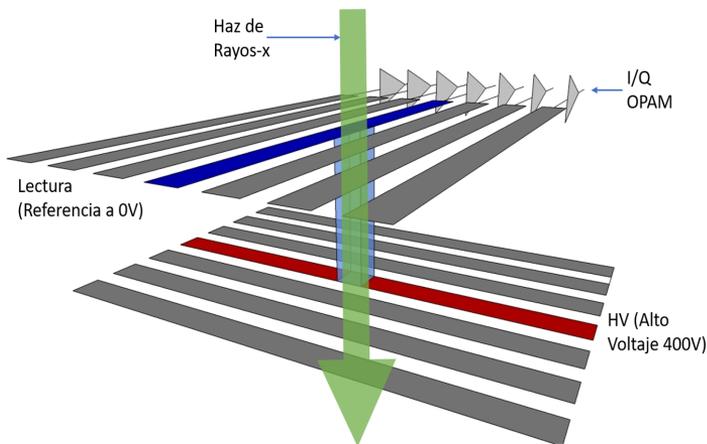


**Figura 3.11:** Vista lateral de la geometría para simulación de *cross-talking*.

## 3.7 Diseño de *Hardware* y *Software*

### 3.7.1 Diseño de *Hardware*

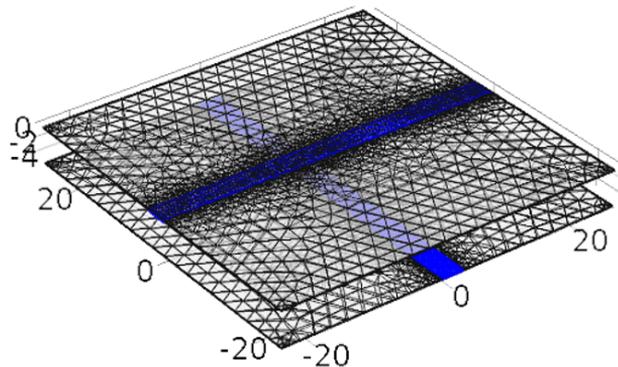
Considerando las características mencionadas anteriormente para el detector de transmisión, se describe a continuación los detalles para desarrollar dicho detector. Primero consideremos el volumen tridimensional donde se va a producir la interacción de la radiación con el detector, a este le llamaremos volumen activo. Este consiste de un volumen de aire en el cuál se colocan electrodos con una diferencia de potencial, el arreglo de electrodos se forma con dos capas de electrodos entrecruzados como se muestra en la Figura 3.12 de tal manera que, separando el volumen total en volúmenes pequeños justo donde se cruzan los electrodos podemos formar pixeles. Si consideramos solo un solo pixel (ej. un pequeño volumen) vemos que se puede formar un mini-detector tipo cámara de ionización en donde, las cargas generadas por la interacción de la radiación con el volumen de aire se colectan con los electrodos sometidos a una diferencia de potencial. El pixel de interés se obtiene seleccionando eléctricamente, es decir, aplicando un voltaje alto ( $\pm V$ ) a un determinado electrodo del plano  $x$  y aterrizando ( $0\text{ V}$ ) el otro del plano  $y$ . Los planos están separados a una cierta distancia, la misma que se discute mas adelante.



**Figura 3.12:** Seleccionar un volumen específico para obtener una lectura.

Para poder fabricar el detector hay que considerar lo siguiente:

- Geometría: La forma, tamaño y ubicación de los electrodos influye



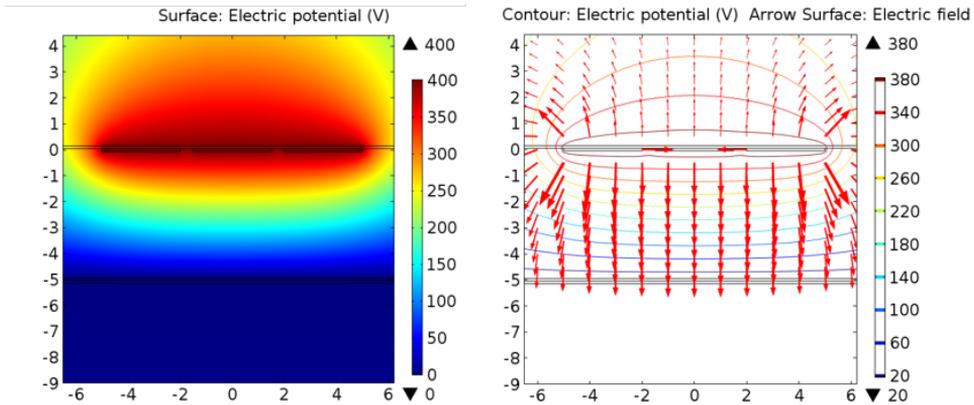
**Figura 3.13:** Malla generada en COMSOL Multiphysics®.

directamente en el campo eléctrico generado cuando se aplica la diferencia de potencial.

- **Materiales:** La selección de materiales influye directamente en la colección de cargas por los electrodos y particularmente en el efecto de transmisión que se quiere lograr.

Por lo tanto, se realizó una serie de modelos para determinar el arreglo óptimo de acuerdo a lo mencionado anteriormente utilizando COMSOL Multiphysics® y ELMER-CSC. El análisis de la geometría se realizó utilizando el paquete Electrostatics, que consiste en solucionar las ecuaciones de Maxwell cuando se consideran condiciones estáticas. En la Figura 3.13 se muestra un ejemplo representativo de la geometría y la generación de la malla y en la Figura 3.14 se muestra la distribución del potencial y el campo eléctrico para tres electrodos a un potencial de 400 V. Se incluyen dos electrodos adicionales activos (con una diferencia de potencial) para ser utilizados como electrodos de guarda mientras en el electrodo central está tomando la lectura.

Como parámetros iniciales se propuso el uso de electrodos de 3 mm de ancho y 20  $\mu\text{m}$  de espesor, valores en los cuales se logra la mayor conductividad en la fabricación por inyección de tinta. Estos electrodos se colocan sobre un film de PET de 100  $\mu\text{m}$ . Se seleccionaron dos materiales para los electrodos, grafito y plata. Mediante esta herramienta se determinó que para electrodos de 3 mm de ancho y 20  $\mu\text{m}$  de espesor, una separación entre ellos de hasta 2 mm no altera demasiado el campo eléctrico (<5%). Si los electrodos están muy lejos el campo eléctrico se deforma y estaríamos recolectando cargas del volumen alrededor del pixel de interés, por otro lado, la distancia entre los planos influye en la cantidad de cargas que podemos recolectar. Si los planos

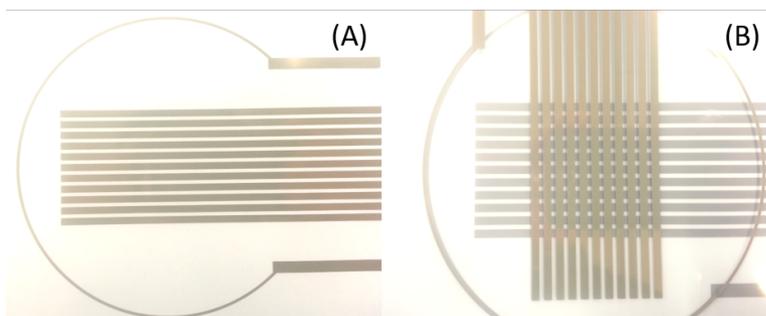


**Figura 3.14:** Izquierda, gráfica de potencial eléctrico con 3 electrodos activos. Derecha, campo eléctrico.

están alejados se podrían recolectar cargas de pixeles cercanos, algo que no se desea. Si están muy cerca la respuesta sería muy pequeña o nula porque casi no habría volumen de aire con el cual los rayos-x interactúen. Considerando esto, cabe señalar que el sustrato o film donde se colocan los electrodos y los mismos electrodos también interactúan con la radiación igual o en algunos casos más que en el volumen de aire. Para revisar esto se hizo una simulación MC con la geometría mencionada en la sección 3.6.1 con una separación entre electrodos (*gap*) de 1 cm y variando el material y espesor del sustrato. Con un sustrato de agua de  $10\ \mu\text{m}$  y para electrodo de cobre de  $10\ \mu\text{m}$  se obtiene que 12% de la señal se origina en el volumen de aire y 88% de la señal se origina del sustrato y electrodo, en cambio con un sustrato de Kapton de  $100\ \mu\text{m}$  de espesor se obtiene que 57% de la señal se origina en el volumen de aire.

Con estos datos se construyeron los electrodos mediante inyección de tinta de nanopartículas de plata de la marca Novacentrix© con una técnica llamada impresión de electrónica o *printed electronics* la cual consiste en depositar la tinta con una impresora de inyección de tinta piezoeléctrica en un sustrato aislante. Se utilizó una impresora marca Epson modelo Workforce 30 la cual fué recomendada por el fabricante de la tinta conductiva. Esta técnica es muy utilizada para hacer circuitos electrónicos flexibles así como pequeñas antenas de radiofrecuencia. En la Figura 3.15 se muestran fotografías de los electrodos impresos sobre películas de PET (tereftalato de polietileno) con un espesor de  $100\ \mu\text{m}$ . La resistividad de estos electrodos es de  $0.003\ \Omega/\text{pulgada}$ .

Los films en donde están impresos los electrodos se colocan en una estructura a manera de sandwich (ver Figura 3.16). El proceso para armar el volumen activo se describe a continuación:

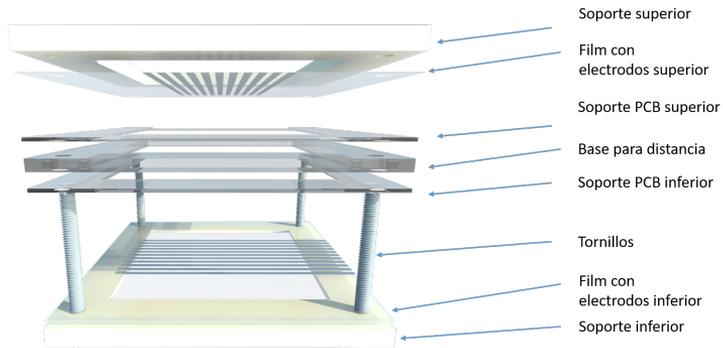


**Figura 3.15:** (A) Fotografía de los electrodos impresos. (B) Fotografía de 2 películas con electrodos impresos colocados perpendicularmente.

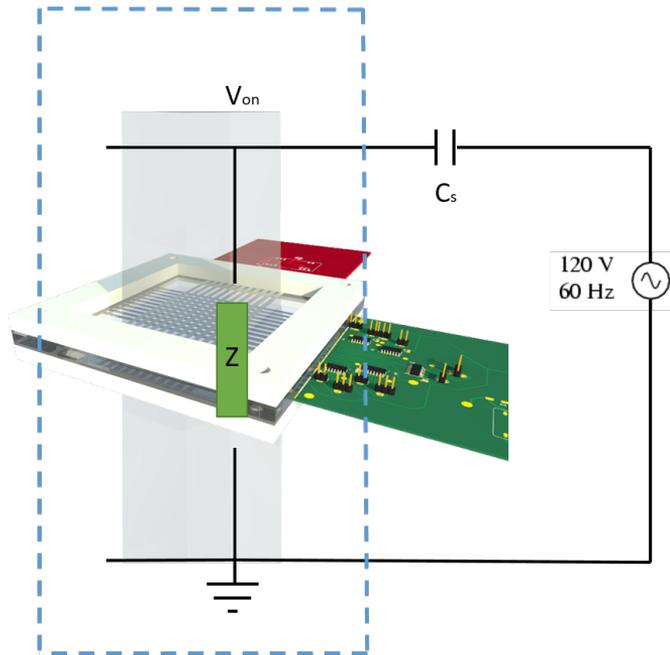
- Primero, se toma un plano de electrodos y se alinea perpendicularmente contra el otro, esta alineación se hace con ayuda de lasers y los patrones curvos impresos para alineación.
- Las diferentes bases se acomodan una sobre otra y la base que queda entre los films de electrodos puede cambiarse para crear diferentes separaciones entre electrodos.
- Se colocan las tarjetas de circuito impreso, las cuales se acomodan de tal manera que quedan en contacto directo con los electrodos y se garantiza la mayor conductividad entre los contactos con Galio.

Para blindar electromagnéticamente el sistema, tanto la base de soporte como las tarjetas se colocan en un gabinete metálico que tiene resagues por donde pueda pasar la radiación. El espesor del gabinete metálico es de 1 mm y en las zonas con resagues se coloca una película de Kapton con grafito conductivo a la que llamaremos ventana de grafito, la función de esta ventana es para cerrar electromagnéticamente el blindaje a manera de jaula de Faraday. Adicionalmente se coloca una placa de plomo de 0.2 mm para blindar la electrónica de la radiación, dejando únicamente libre la ventana de grafito.

La ventana de grafito consiste en un film de kapton recubierto de grafito. Se hizo una mezcla de grafito en polvo, nanotubos de carbono, alcohol isopropílico y resina epoxy. Las cantidades en porcentaje son las siguientes: 49% grafito, 50% alcohol, 1% nanotubos de carbono. La mezcla queda como una pasta la cual se extiende sobre el film de carbon y se distribuye uniformemente con un rodillo Meyer. La conductividad depende mayormente del grado de pureza del grafito y el tamaño de los granos de polvo. La conductividad lograda por este método es de  $0.1 \Omega/\text{pulgada}$ . En la Figura 3.17 se muestra un diagrama ilustrativo de las partes que transparentes a radiación para aislar electromagnéticamente los electrodos y la electrónica de lectura.



**Figura 3.16:** Estructura de soporte para los electrodos. Se nombran los componentes de la estructura.



**Figura 3.17:** Esquemático del blindaje electromagnético. El fondo gris representa el haz de rayos-x el cual puede pasar por el área activa pero no por otras partes del detector.

En la Figura 3.18 se muestra el prototipo del detector que se fabricó. Se puede observar en color negro el film de grafito así como los electrodos perpendiculares y las tarjetas con los circuitos.

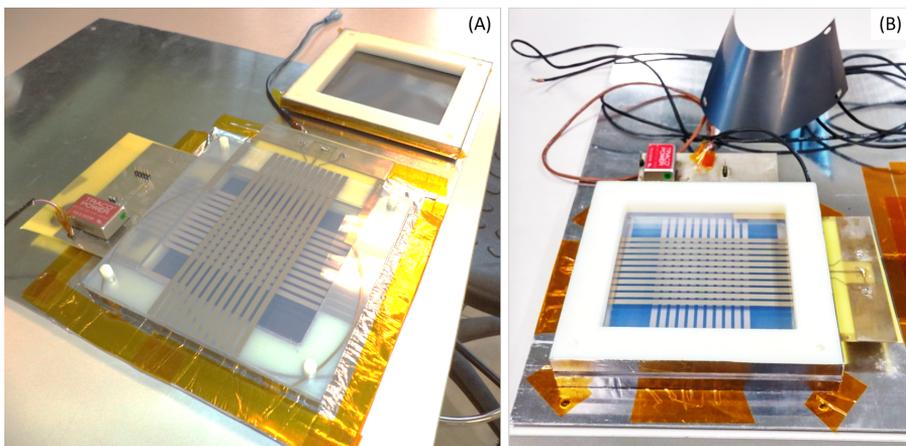
### 3.7.2 Separación de los planos de electrodos

La distancia a la cual se colocan los planos de electrodos se define irradiando el volumen activo y verificando a que distancia se obtiene la mayor respuesta. Las distancias de interés a la cuál se colocan los electrodos varían desde 1 mm hasta 5 mm. El protocolo de irradiación se describe mas adelante en la sección montaje experimental.

### 3.7.3 Electrónica

Antes de diseñar la electrónica, hay que considerar las siguientes características:

- El sistema debe tener una respuesta lineal.
- Debe ser muy sensible (en el orden de fA) para garantizar una lectura confiable en un ambiente con pocos electrones a capturar.
- Para poder adquirir la señal en todos los electrodos, la frecuencia de *clock* del sistema debe ser al menos 100 MHz. Por lo tanto debe considerarse para aislar el ruido asociado a las altas frecuencias de operación.



**Figura 3.18:** Prototipo del detector de transmisión de 10 x 10 pixeles. (A) Vista de los electrodos entrecruzados y la parte inferior de la ventana de grafito. (B) Vista sin la ventana de grafito.

- El sistema de preamplificación y conversión de corriente debe estar lo mas cerca posible al volumen activo para minimizar el ruido externo.
- El ambiente en el cual será utilizado el sistema puede influir introduciendo ruido electromagnético.

Considerando lo anterior, se separó la parte análoga de la parte digital en los circuitos involucrados para construir las tarjetas de circuito impreso, adicionalmente se uso señalización diferencial para transmitir los datos desde el detector hasta la PC. La Figura 3.19 muestra un diagrama esquemático de las diferentes etapas desde que la radiación interactua con el volumen activo hasta que llega a la PC donde puede ser analizada.

### 3.7.3.1 Tarjeta análoga

El elemento básico de la electrónica de lectura consiste en un integrador activo basado en amplificadores operacionales. De esta forma se puede llevar a cabo una conversión de carga a voltaje (Q/V) integrando la corriente suministrada por el elemento activo (pixel) en el capacitor de retroalimentación del amplificador operacional. En la Figura 3.20 se puede observar el elemento básico de preamplificación y conversión de carga a voltaje.

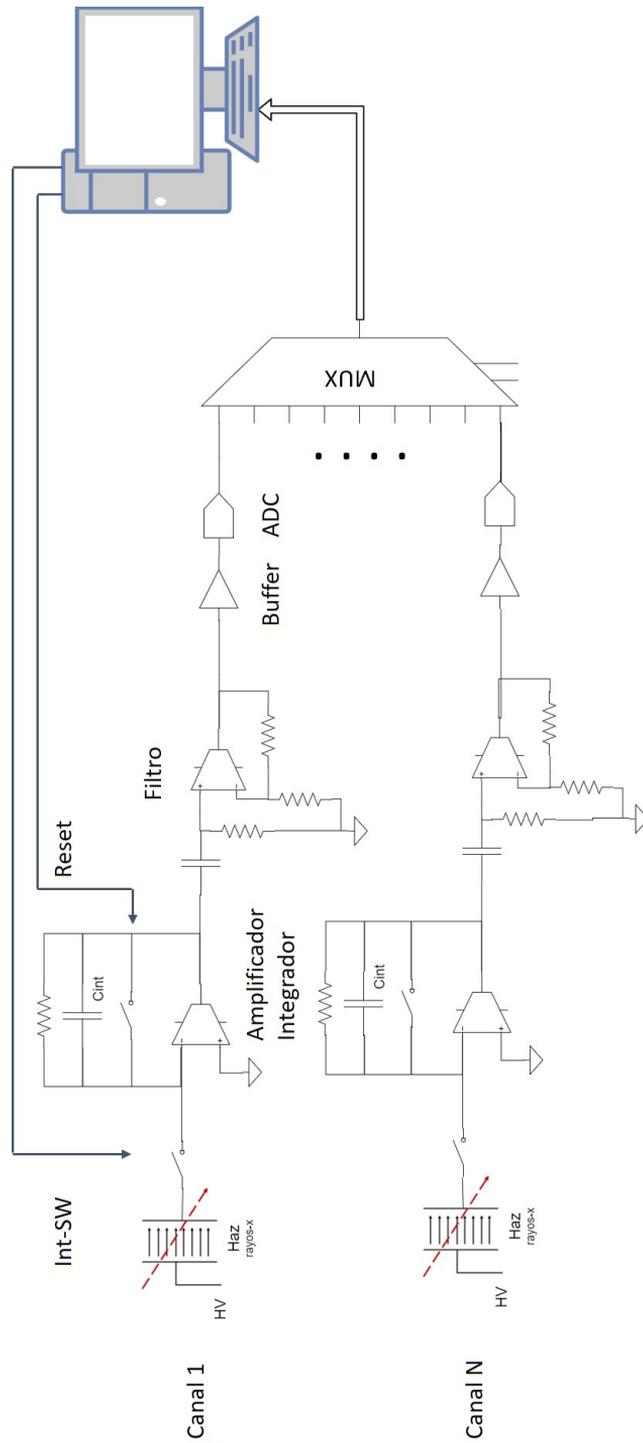
Durante la operación, quien controla la carga y descarga del capacitor son los interruptores análogos SW1 y SW2. Mientras el capacitor C1 es cargado por la corriente del pixel, SW1 está cerrado y SW2 abierto. Cuando el tiempo de integración establecido ha pasado, el interruptor SW1 es abierto poco antes de que el interruptor SW2 se cierre, esto con el fin de estabilizar la carga de capacitor y tomar la lectura. Cuando SW2 está cerrado resetea el capacitor y el ciclo se reinicia.

La señal de voltaje de salida del amplificador operacional es proporcional a la carga acumulada durante el intervalo de tiempo de la integración. Asumiendo una entrada de corriente constante ( $I_{IN}$ ) durante un tiempo de integración dado ( $\tau$ ) y un capacitor de integración ( $C_{int}$ ), el voltaje de salida ( $V_{out}$ ) cuando SW1 se abre:

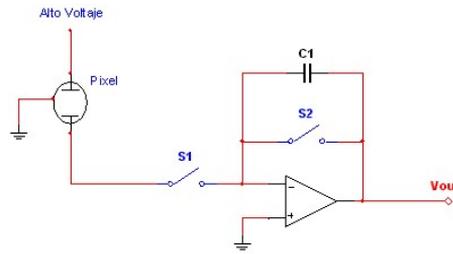
$$V_{out} = -I_{IN} * \frac{\tau}{C_{int}}, \quad (3.11)$$

donde el factor de ganancia está dado por  $\frac{\tau}{C_{int}}$ .

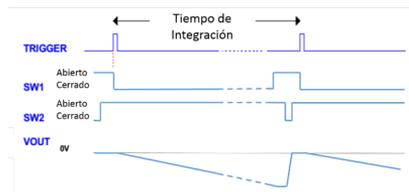
La respuesta en frecuencia de este tipo de circuitos (también llamados *switched integrator*) presenta un comportamiento característico similar a un filtro paso-bajas. El comportamiento tiene sentido cuando se sabe que el espectro de Fourier para pulsos rectangulares es una función *sinc* con valores nulos en la



**Figura 3.19:** Etapas de la adquisición de la señal.



**Figura 3.20:** Circuito de conversión y preamplificación.

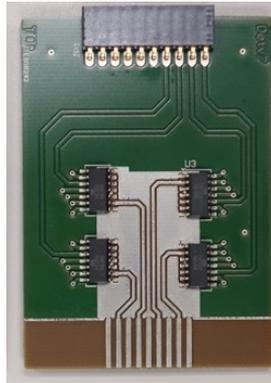


**Figura 3.21:** Diagrama de tiempo del circuito de conversión/preamplificación.

frecuencia de muestreo y todos sus armónicos. Entonces, la integración de la señal de entrada para periodos fijos produce una respuesta nula (respuesta cero) a la frecuencia  $1/\tau$  y sus armónicos. Por ejemplo, utilizando un periodo de integración de 16.67 ms, la respuesta será nula a 60 Hz, 120 Hz, 180 Hz, etcétera. Esto presenta una ventaja muy importante porque evita una etapa de filtrado compleja y disminuye el tiempo de respuesta, que es crítico en este diseño.

El manejo de los interruptores, la etapa de multiplexado y la comunicación con la PC se realiza por medio de una FPGA (*Field Programmable Gate Array*) que opera a 100 MHz. Este tipo de circuitos integrados (IC, *integrated circuit*) están compuestos de arreglos de múltiples compuertas digitales que hace que su velocidad de operación y procesamiento sea óptima para este tipo de aplicaciones multicanal. En la Figura 3.22 se muestra la tarjeta de circuito impreso para capturar la señal de los electrodos, preamplificar y convertir a voltaje.

Además hay una etapa de filtrado paso bajas en donde se atenúa el ruido provocado por interferencias electromagnéticas. La selección de componentes para la placa de circuito impreso se realizó utilizando la categoría de equipo médico/militar. Aunque son más caros que los comerciales presentan ventajas considerables, por ejemplo tienen un tiempo de respuesta menor, tienen poco ruido de entrada por lo que su respuesta presenta una mayor relación señal a ruido.



**Figura 3.22:** PCB de adquisición y preamplificación. Esta imagen es la vista superior de la tarjeta donde se puede observar los amplificadores operacionales y los conectores con pines de oro.

### 3.7.3.2 Tarjeta de alto voltaje

---

Para aplicar el potencial a los electrodos, se diseñó una tarjeta de circuito impreso para que actúe como switch multicanal. Como dato relevante estos switch digitales tienen una velocidad de apertura de  $100 \mu\text{s}$ , es decir el tiempo que tarda en llegar al valor máximo de voltaje es  $100 \mu\text{s}$ . En la Figura 3.23 se muestra la misma. El máximo voltaje aplicado es de  $500 \text{ V}$ .

Todo el proceso de construcción se realizó en el laboratorio de rayos-x e imagenología, las piezas se manufacturaron en una máquina de control numérico (CNC) y las tarjetas de circuito impreso para electrónica analógica se mandaron a fabricar con las siguientes características: tarjeta de FR4-IMP y recubrimiento de oro en pistas y contactos.

### 3.7.4 Pruebas y Calibración

---

#### 3.7.4.1 Calibración de la tarjeta de lectura

---

Se construyó el circuito para medición de corriente correspondiente a un canal de lectura. Para verificar su respuesta, se utilizó una fuente de voltaje de precisión y tres resistencias de calibración que tienen la característica de estar al vacío (Figura 3.24) evitando de esta manera la capacitancia parásita que se forma debido a su alto valor. Los valores utilizados son de  $100 \pm 0.01 \text{ G}\Omega$ ,  $10 \pm 0.01 \text{ G}\Omega$  y  $100 \pm 0.01 \text{ M}\Omega$ .

El circuito es calibrado en estado estacionario con un voltaje de referencia y la resistencia en serie simulando la fuente de corriente DC de una cámara de



**Figura 3.23:** PCB para aplicar algo voltaje. Vista superior de la tarjeta, en donde se puede observar los transistores para el acondicionamiento de la señal y los relevadores de estado sólido para aplicar el alto voltaje.



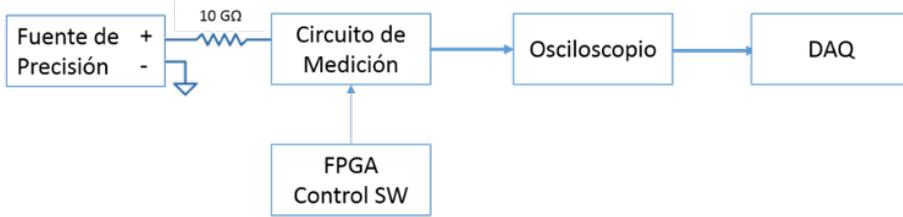
**Figura 3.24:** Resistencia de calibración.

ionización. La calibración empieza aplicando 0 V a la entrada del circuito y ajustando el offset con un potenciómetro a 0 V. Luego se aplica un potencial de 100 V para tener una corriente de 10 nA utilizando una resistencia de 10 G $\Omega$ , y así sucesivamente. En la Figura 3.24 se muestra un diagrama en bloques del arreglo.

El circuito puede soportar una salida de voltaje de hasta  $\pm 15$  V, pero está topado a 3.3 V debido a que la velocidad de respuesta del amplificador operacional (slew rate) está en 3 V/ $\mu$ s. Con esto aseguramos una respuesta rápida para cubrir la lectura de todos los electrodos.

#### 3.7.4.2 Calibración de la imagen

Además de calibrar los circuitos involucrados en la lectura, también hay que hacer una calibración de imagen. La razón detrás de esto es que cada uno de los circuitos de adquisición así como irregularidades en los electrodos hacen que la respuesta sea diferente para cada uno de ellos. Si consideramos cada



**Figura 3.25:** Diagrama en bloques del arreglo experimental para calibración.

uno de los pixeles como individuales, la señal total del detector es:

$$S_{det}(x, y) = \frac{S_{raw}(x, y) - S_{off}(x, y)}{S_{gain}(x, y) - S_{off}(x, y)}, \quad (3.12)$$

donde  $S_{det}(x, y)$  es la señal a mostrar,  $S_{raw}(x, y)$  es la medición,  $S_{off}(x, y)$  es la señal de *offset* y representa el promedio de entre 4-16 frames sin radiación y  $S_{gain}(x, y)$  es la señal que se obtiene cuando se irradia el detector a campo abierto.

## 3.8 Montaje experimental

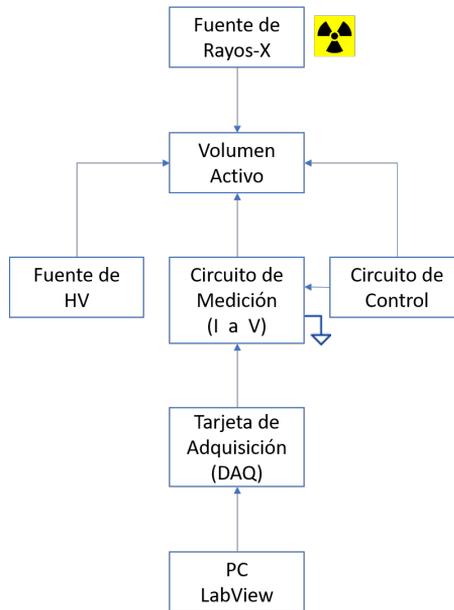
Se montaron dos arreglos experimentales para ver el comportamiento del detector de radiación diseñado. Uno corresponde al ajuste de la respuesta por pixel y el otro a una proyección (multipixel). La Figura 3.26 muestra un diagrama en bloques de como está ensamblado el detector.

### 3.8.1 Desarrollo de Software

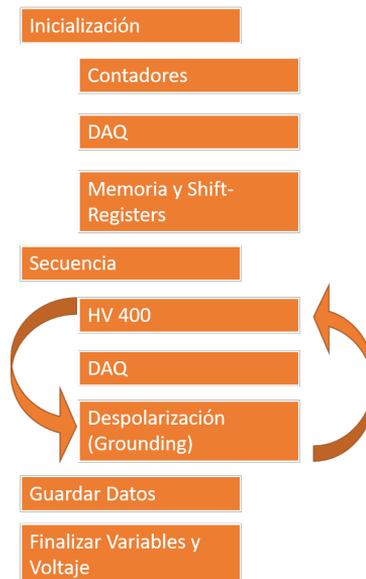
En la Figura 3.27 se muestra un diagrama en bloques de la operación del sistema, el cual arranca con la inicialización de todas las variables del programa. Después la inicialización de los contadores digitales, los cuales se encargan del clock general así como la sincronización de todos los elementos, en la Figura 3.28 se muestra el código en Labview de esta sección. Posteriormente se inicializa la sección de adquisición de datos (ver Figura 3.29). Por último se inicializan los registros para poder guardar los datos una vez adquiridos.

La operación del volumen activo se da de la siguiente forma:

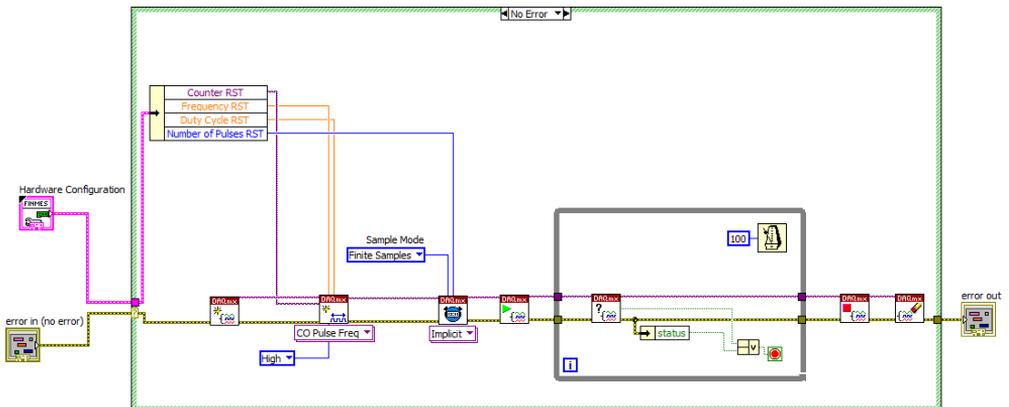
- Se aplican +400 V a las primeras tres líneas de electrodos de una capa y tres líneas de la otra capa de electrodos se aterrizan.



**Figura 3.26:** Diagrama del montaje experimental.



**Figura 3.27:** Diagrama de bloques del proceso general de operación.



**Figura 3.28:** Diagrama en bloques de Labview. Sección de contadores digitales. Del lado izquierdo se encuentran los bloques de inicialización donde se colocan los parámetros de operación, después de la ejecución, representada por el bloque con la flecha verde, se coloca un ciclo *while* a manera de buffer.

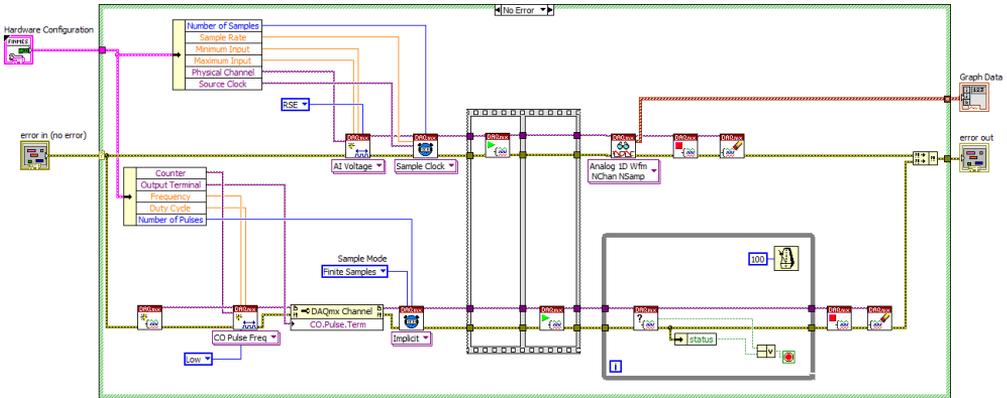
- De acuerdo a las datos iniciales de sincronización, se adquiere la señal en la línea central polarizada para obtener el valor del pixel.
- Se aterrizan los electrodos y al mismo tiempo se repite el proceso con los siguientes tres electrodos.

Una vez que se terminó de capturar los datos se guardan y se termina el programa.

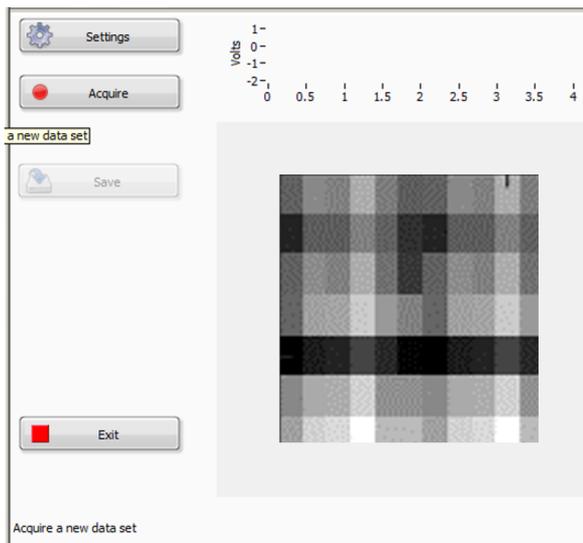
El software está basado en el *framework queued message handler* para manejar los tiempos de operación así como la interfaz de usuario. En el apéndice se puede ver la interfaz del programa y parte del código del mismo. Este software de PC solo despliega y guarda las imágenes. Para la adquisición de voltaje se utiliza una tarjeta de adquisición de *National Instruments* de la serie M, NI PCI 6255. La coordinación de las tarjetas análogas con las de alto voltaje está manejado por una FPGA Altera DE2. En la Figura 3.30 se muestra una captura de pantalla de la interfaz de usuario del programa y en la Figura 3.31 se muestra la ventana de configuración de parámetros para operar los contadores digitales. En el apéndice se muestran más imágenes del software en Labview así como el código de la FPGA.

### 3.8.2 Respuesta por pixel

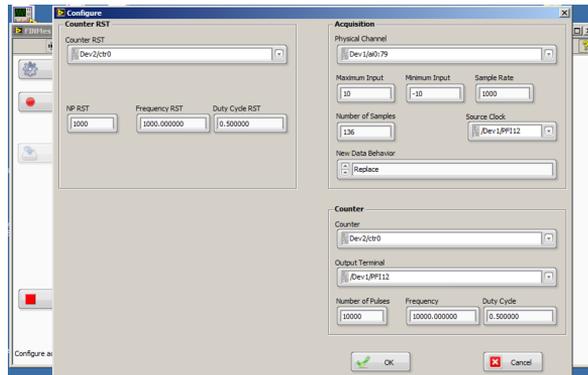
Para estudios en la respuesta con un pixel, el detector se coloca a 70 cm de la fuente. Cada dato obtenido representa el promedio de al menos tres mediciones. A continuación se describen los cuatro estudios.



**Figura 3.29:** Diagrama en bloques de Labview. Sección de adquisición de señal. Del lado izquierdo se encuentran los bloques de inicialización con los parámetros de operación, después se coloca una secuencia de ejecución donde primero se pone en espera la captura de datos y luego se inicia con el contador. Por último los ciclos buffer y terminado del proceso.



**Figura 3.30:** Interfaz de usuario. Botón *Settings* sirve para configurar contadores y ciclos de operación, este abre una ventana que se muestra en la Figura 3.31. El botón *Acquire* inicia el programa para capturar los datos. Por último el botón *Exit* termina el programa.



**Figura 3.31:** Interfaz de usuario. Botón de configuración de contadores. De lado izquierdo se colocan los parámetros para iniciar el programa y del lado derecho se colocan los parámetros para los contadores y sincronización con la sección de adquisición de datos.

- Datos iniciales para garantizar una respuesta lineal. Como cualquier dispositivo electrónico, el detector necesita un tiempo para estabilizarse, a este se le conoce como *warm-up* para obtener el tiempo necesario antes de utilizar el equipo, se prende un pixel y se toman mediciones constantes hasta obtener el tiempo en el que se estabiliza. Una vez que se estabiliza la respuesta se toman varias mediciones para calcular la desviación estandar. Esto nos permite reducir el ruido de fondo. Se compara la respuesta aplicando a los electrodos tanto un potencial positivo como negativo ( $\pm 400$  V).
- Distancia entre electrodos. Para obtener una distancia vertical entre electrodos (separación entre planos de electrodos), se coloca un espaciador de 1 mm y luego se incrementa a 2 mm, 3 mm, 4.5 mm y 5.5 mm. Con cada incremento se hace un barrido de energías y se mide la respuesta.
- Variación en parámetros del tubo de rayos-x. Energía, Corriente de tubo y Tiempo de exposición, seleccionando una de las anteriores y manteniendo las otras dos constantes.
- Respuesta en frecuencia. Los espectros de frecuencia se obtienen de las señales medidas para los siguientes casos: Ruido Blanco, cuando el detector está midiendo el ruido de fondo. Toma de una lectura, cuando el detector está leyendo en un solo pixel cuando se irradia a 100 kV con una corriente de 20 mA. Por último con un electrodo de 45 cm.

**3.8.3** Proyección

La proyección se realiza de la siguiente manera: Se coloca el detector de transmisión diseñado a una distancia de 100 cm de la fuente y se hacen proyecciones de dos objetos. En la Figura 3.32 se puede ver el diagrama de la proyección. Los objetos se colocan a una distancia de 55 cm, estos son, un fantoma de cabeza (aire y contorno ver Figura 3.33) y una barra de plexiglass. Además el fantoma de cabeza tiene un objeto en forma de ovalo relleno de polvo de tungsteno para crear un mayor contraste.

El tamaño del detector es de 20 x 25 cm pero el volumen activo es de solo 5 x 5 cm con un total de 9 x 9 electrodos operativos. Para lograr completar un área suficiente para generar una imagen de un objeto se hizo recorrer en dos ejes para lograr un área de operación de 20 x 30 cm. El desplazamiento del detector se hizo con una máquina CNC, la cual esta calibrada en milímetros y tiene un error de posicionamiento de  $\pm 50 \mu\text{m}$ .



**Figura 3.32:** Diagrama de proyección con un fantoma de cabeza.



Figura 3.33: Fantoma de cabeza (A) Vista frontal. (B) Vista semilateral.



# 4

## RESULTADOS

---

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos en el orden en el que se presentaron en el capítulo anterior. Primeramente los resultados de las simulaciones Monte Carlo y posteriormente el estudio del detector construido.

### 4.1 Simulación Monte Carlo

---

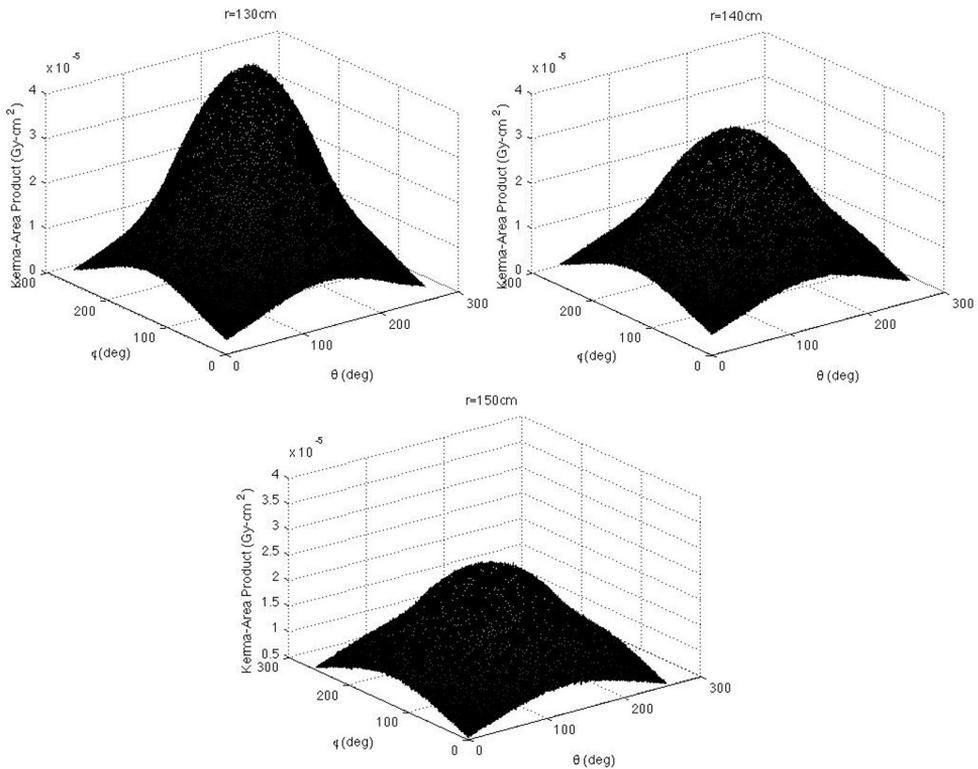
#### 4.1.1 Propagación de dispersión y forma de las curvas de calibración

---

La Figura 4.1 muestra la evolución de la componente de dispersión para un fantoma de agua a medida que se aleja radialmente de la fuente rayos-x primaria, la Figura 4.2 para un fantoma Zubal de pelvis y la Figura 4.3 para un fantoma Zubal de tórax. En el fantoma de agua podemos ver que la superficie adquiere forma de una gaussiana, para pelvis también se puede considerar gaussiana pero para tórax ya no se puede considerar así, y puede verse que en la zona correspondiente a los pulmones hay una mayor dispersión. Como se mencionó anteriormente una ecuación exponencial describe el decaimiento radial de la radiación dispersa hasta 600 cm de la fuente de acuerdo al modelo adoptado para este trabajo.

Las Figuras 4.4, 4.5 y 4.6 muestran la forma de la curva de calibración del argumento exponencial versus la función de dispersión diferencial para los tres casos de prueba. Los datos en negro corresponden a la componente de dispersión en los píxeles dentro del campo primario mientras que los datos en blanco corresponden a la señal en los píxeles de referencia que contienen solamente el componente de dispersión del haz transmitido.

En el panel derecho de las Figuras 4.4, 4.5 y 4.6 se muestra que una vez que se ajusta el polinomio de segundo grado, los datos obtenidos a partir de los



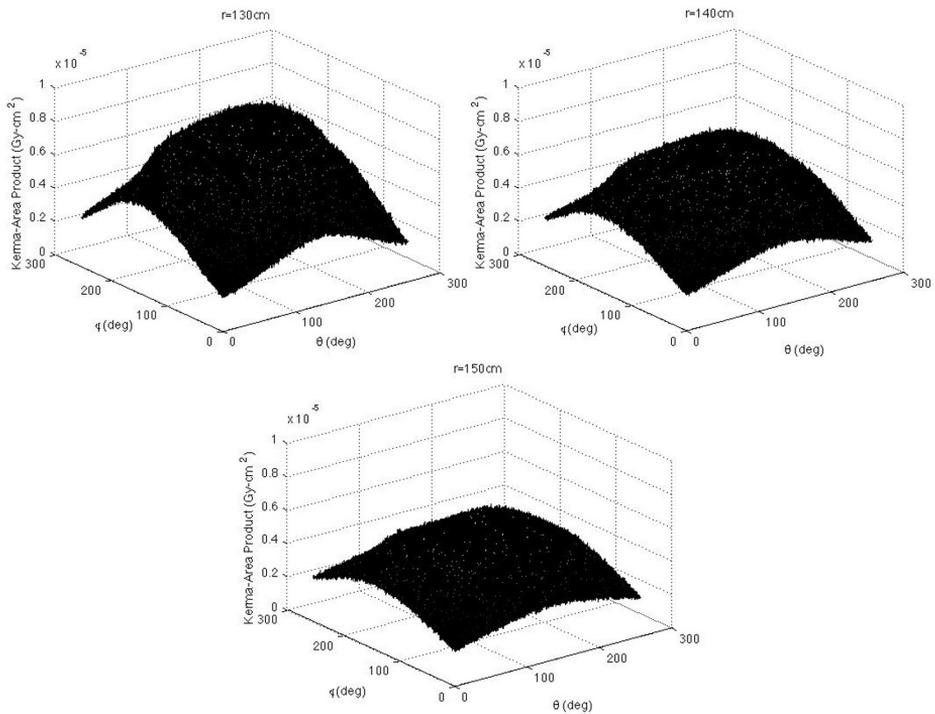
**Figura 4.1:** Propagación de la componente de dispersión transmitida a través de un fantoma de agua de 130 a 150 cm de la fuente de rayos-x.

píxeles de referencia (que pueden ser medidos directamente), pueden reproducir los datos en los píxeles del haz primario, en los cuales no es posible separar experimentalmente la componente primaria de la dispersa.

Con esto se demuestra que es posible obtener el argumento exponencial del componente de dispersión en la ecuación (3.2) a partir de la curva de calibración para los píxeles de referencia.

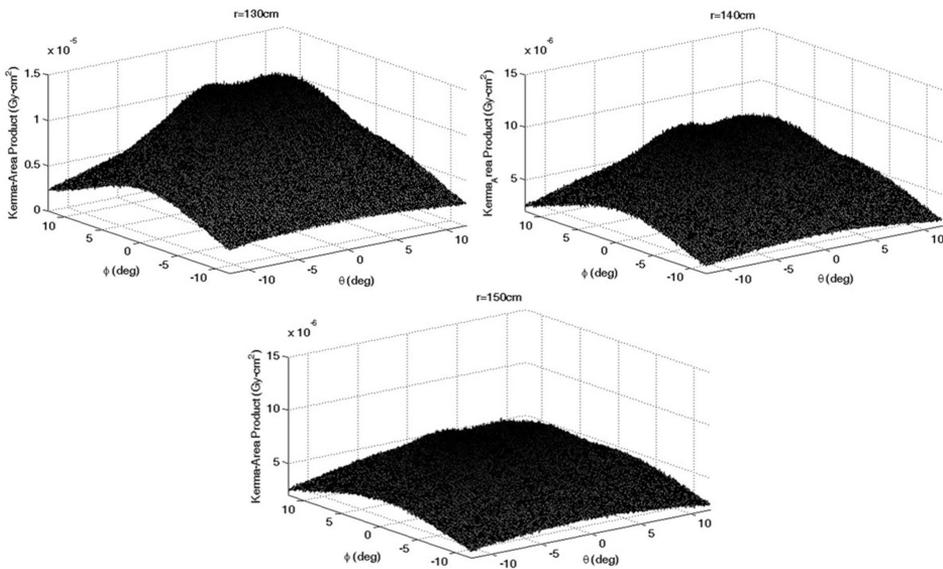
#### 4.1.2 Efecto de la radiación retrodispersada del detector de imágenes

Si la cantidad y la distribución espacial de la radiación retrodispersada del detector de imágenes en la cámara de transmisión dependiera de las características del objeto con imágenes, tendríamos el problema de tener que determinar

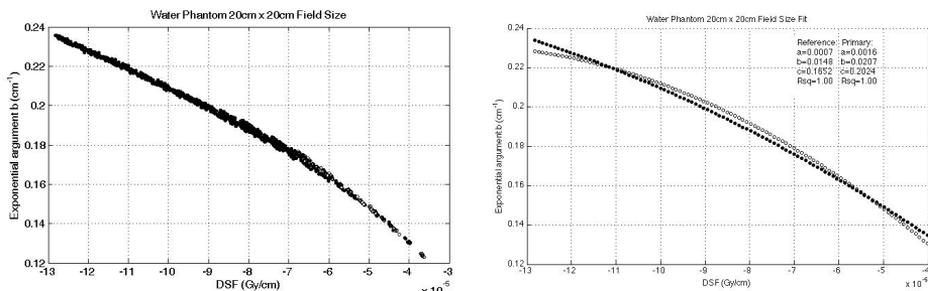


**Figura 4.2:** Propagación de la componente de dispersión transmitida a través de un fantoma Zubal de pelvis de 130 a 150 cm de la fuente de rayos-x.

este efecto caso por caso, lo que no se podría realizar sin tener que exponer al paciente dos veces, con y sin el detector de imagen. Esto es indeseable, ya que es precisamente la necesidad de duplicar la exposición del paciente lo que ha impedido que algunos métodos propuestos alcancen la práctica clínica ([14]). Las Figuras 4.7, 4.8 y 4.9 muestran la distribución espacial de la radiación retrodispersada que alcanza nuestro modelo de cámara de transmisión. Cada imagen representa el porcentaje de diferencia entre las lecturas de píxeles con y sin el detector de imágenes en su lugar. El panel izquierdo en cada una de estas figuras es para el caso cuando la cámara de transmisión está colocada a 1 cm de la superficie del detector de imágenes mientras que el panel derecho muestra la misma configuración pero ahora el detector de transmisión está situado a 10 cm de la pantalla de formación de imágenes. Para los tres objetos de ensayo analizados, es obvio que debe evitarse la colocación de la cámara de transmisión cerca de la superficie del detector, ya que las características de la radiación que rebote desde ella dependen en gran medida de la geometría y composición del objeto con imágenes.

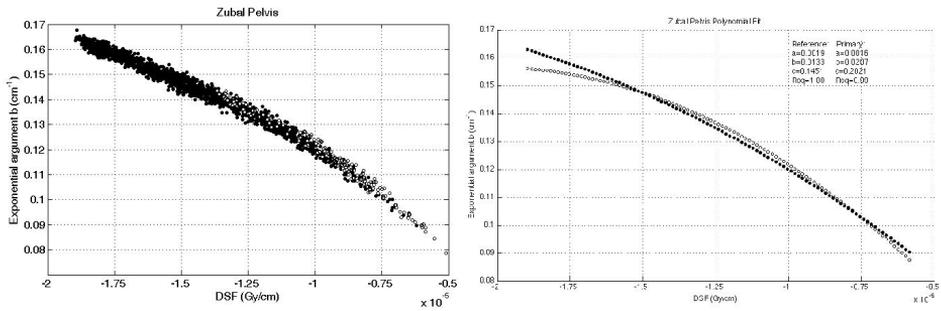


**Figura 4.3:** Propagación de la componente de dispersión transmitida a través de un fantoma Zubal de tórax de 130 a 150 cm de la fuente de rayos-X.

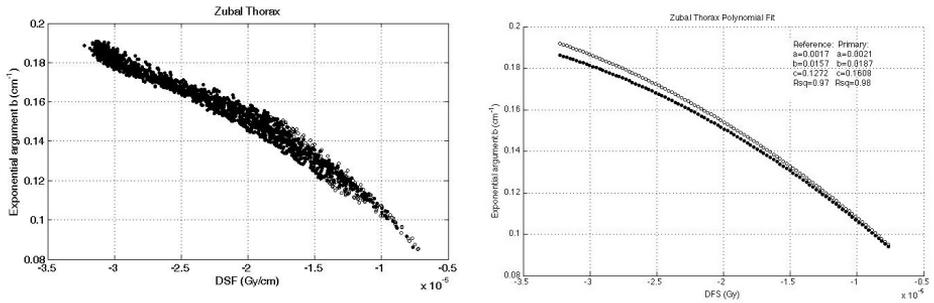


**Figura 4.4:** Datos de la curva de calibración y ajuste polinomial de segundo grado para el fantoma de agua. Puntos negros: píxeles dentro del haz primario; Puntos blancos: píxeles de referencia. Los coeficientes mostrados se obtuvieron centrado y escalando los datos.

En la Figura 4.9, por ejemplo, los pulmones fantoma son claramente visibles en la cámara de transmisión aunque estas imágenes sólo muestran la radiación que ha sido retrodispersada desde el detector de formación de imágenes. Como los pulmones tienen una densidad de  $0.3 \text{ g/cm}^3$  en nuestro modelo fantoma, más radiación pasa a través de ellos golpeando el detector de imagen en la posición en la que son proyectados y, por lo tanto, más radiación rebota de nuevo desde esta área proyectada dando lugar a una sombra claramente visible



**Figura 4.5:** Datos de la curva de calibración y ajuste polinomial de segundo grado para el fantoma Zubal de pelvis. Puntos negros: píxeles dentro del haz primario; Puntos blancos: píxeles de referencia.

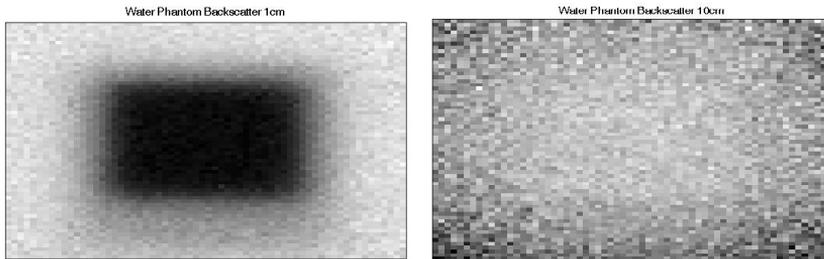


**Figura 4.6:** Datos de la curva de calibración y ajuste polinomial de segundo grado para el fantoma Zubal de torax. Puntos negros: píxeles dentro del haz primario; Puntos blancos: píxeles de referencia.

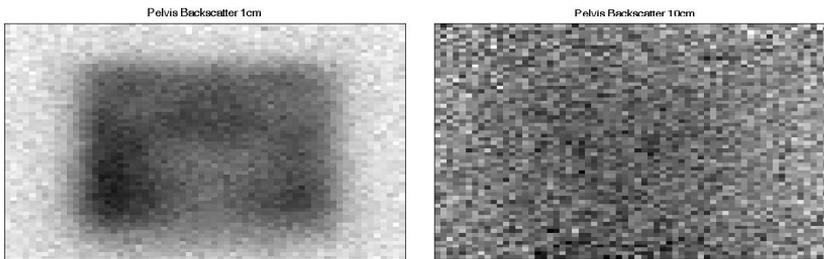
de los pulmones en la cámara de transmisión.

Por otra parte, el panel derecho de cada figura muestra que a una distancia de 10 cm, las características del objeto con imágenes han sido diluidas hasta el punto en que es prácticamente indistinguible. También es importante el hecho de que para los píxeles dentro del haz primario así como los píxeles de referencia, la diferencia porcentual media entre la lectura con y sin el detector de imágenes son estadísticamente las mismas:  $4.18\% \pm 0.90\%$  para el fantoma de agua; y  $3.97\% \pm 0.97\%$  para el fantoma de tórax; y  $2.99\% \pm 0.91\%$  para el modelo de pelvis. Esto sugiere que el efecto de la retrodispersión sobre la cámara de transmisión a una distancia de 10 cm del detector de formación de imágenes es básicamente insensible a la forma y composición exactas del objeto de imagen y que por lo tanto puede obtenerse una matriz de corrección usando un fantoma de agua como parte de los procedimientos de control de calidad

del detector de transmisión. En todos los resultados que se presentarán en la siguiente sección, una señal del 4% se ubicó en cada píxel para tener en cuenta el efecto de la radiación retrodispersada.



**Figura 4.7:** Efecto de la radiación retrodispersada en la cámara de transmisión por el detector de imágenes cuando se irradia un fantoma de agua con un tamaño de campo de 20 cm x 20 cm. Panel izquierdo: cámara de transmisión a 1 cm del detector de imágenes; Panel derecho: cámara de transmisión a 10 cm del detector de imágenes.

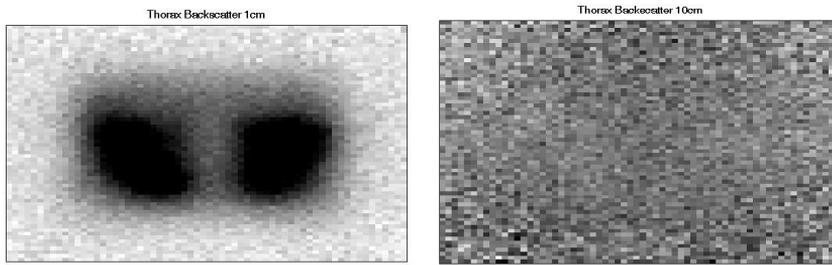


**Figura 4.8:** Efecto de la radiación retrodispersada en la cámara de transmisión por el detector de imágenes cuando se irradia un fantoma de pelvis Zubal con un tamaño de campo de 20 cm x 20 cm. Panel izquierdo: cámara de transmisión a 1 cm del detector de imágenes; Panel derecho: cámara de transmisión a 10 cm del detector de imágenes.

### 4.1.3 Recuperación de la imagen primaria

Las figuras 4.10, 4.11 y 4.12 muestran la señal total en el detector de imagen calculada por PENELOPE, la señal primaria recuperada con la ayuda del detector de transmisión y el algoritmo descrito anteriormente, y la diferencia porcentual de píxel a píxel entre las señales primarias y de dispersión recuperadas y PENELOPE, como se calcula con la ecuación 3.9.

Para el caso de prueba que involucra el fantoma de agua, mostrado en la Figura 4.10, la señal total muestra el oscurecimiento característico en el área central

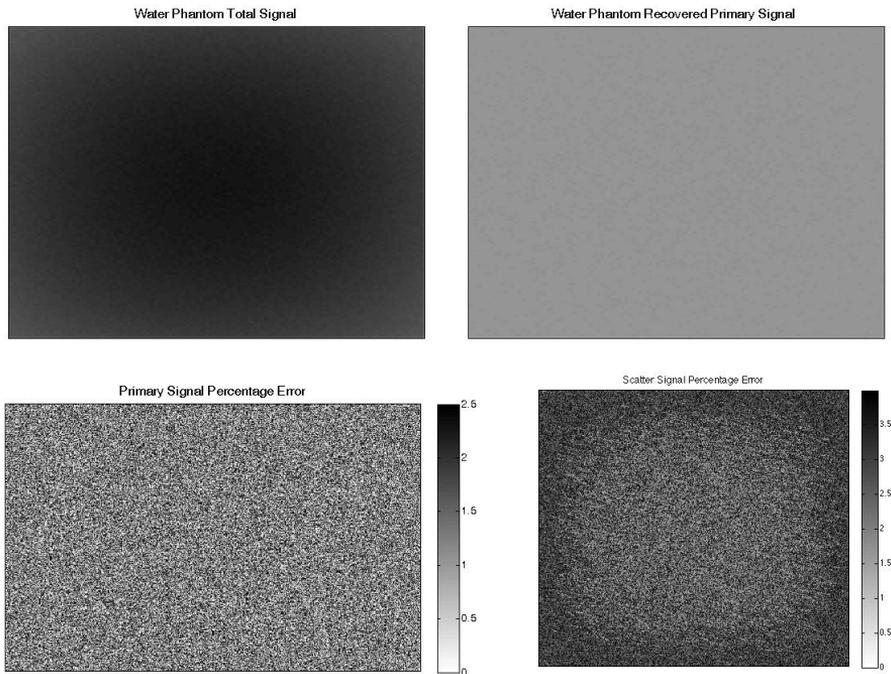


**Figura 4.9:** La radiación retrodispersada en la cámara de transmisión por el detector de imágenes cuando se irradia el fantoma de tórax de Zubal. Panel izquierdo: cámara de transmisión a 1 cm del detector de imágenes; Panel derecho: cámara de transmisión a 10 cm del detector de imágenes.

de la proyección debido a la presencia de la radiación dispersa. En este caso particular, la concordancia entre el método de medición propuesta en este trabajo y la señal primaria calculada con Monte Carlo es excelente, como se muestra en el panel más a la derecha de la Figura 4.10, siendo las mayores discrepancias del orden del 2.5%.

Ambos fantomas Zubal, de la pelvis como de tórax, mostrados en las Figuras 4.11 y 4.12 respectivamente, muestran también un muy buen acuerdo entre las señales primarias calculadas y recuperadas, aunque para ambos casos de prueba el mayor porcentaje de error ahora aumentan a 8%. El panel a la derecha en cada una de estas figuras muestra que las mayores discrepancias en la señal primaria ocurren en regiones que contienen estructuras de alta densidad, como el hueso y que en las regiones con tejido blando o pulmonar las discrepancias son del orden de 2-3%, igual que en el caso de prueba fantoma de agua. Creemos que este es el resultado del ruido estadístico en las simulaciones Monte Carlo, que aumenta para los píxeles directamente bajo la sombra de estructuras óseas, como el hueso que es muy eficiente en la atenuación de rayos-x en el orden de keV a través del efecto fotoeléctrico. Esto es evidente en el panel izquierdo de las Figuras 4.4, 4.5 y 4.6, que muestran las curvas de calibración de la dispersión para los tres objetos de prueba: la curva de calibración para el fantoma de agua, Figura 4.4, es menos ruidosa que las curvas de los fantomas de tórax y pelvis, mostradas en las Figuras 4.5 y 4.6 respectivamente, que muestran una mayor dispersión a cualquier valor dado del DSF.

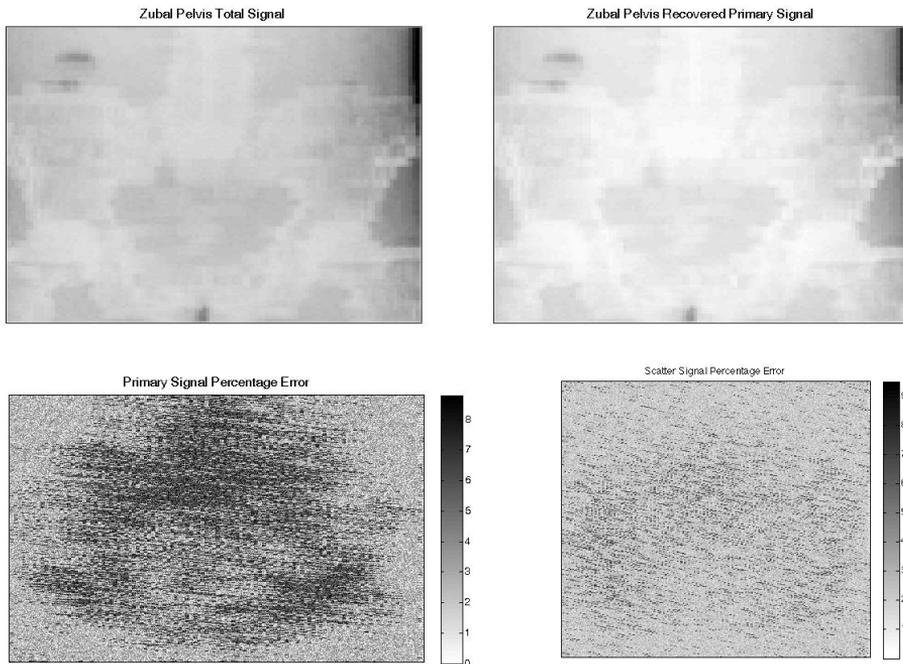
Una forma de reducir la incertidumbre estadística es simplemente aumentar el número de historias simuladas. En nuestro caso, ya que las simulaciones tomaban al menos 12 días de tiempo de CPU, esto no era una estrategia razonable, con el fin de disminuir la incertidumbre estadística se habría tenido que aumentar el tiempo de simulaciones por un factor de cuatro.



**Figura 4.10:** Panel superior: señal total en el detector de imagen y señal primaria recuperada combinando datos de detectores de imagen y transmisión; Panel inferior: error de porcentaje de píxel a píxel tanto para la señal primaria como para la señal de dispersión, de acuerdo con la ecuación 3.9.

Pero, para probar que la discrepancia observada se debe al ruido estadístico, recalculamos la curva de calibración de dispersión para el fantoma de tórax utilizando el mismo número de historias anteriores, pero utilizando 32 y 128 píxeles tanto en los detectores de transmisión como de imagen. Al aumentar y reducir el tamaño de cada píxel, la fluencia neta que pasa a través de cada uno de ellos también se incrementa y reduce, respectivamente, lo que a su vez da lugar a cambios en la incertidumbre estadística de los datos calculados. La Figura 4.13 muestra una comparación de las curvas de calibración de dispersión, mostrando que los datos con la resolución más alta, y por lo tanto con la mayor incertidumbre estadística, son más ruidosos.

La Figura 4.14 muestra el error porcentual en la señal primaria recuperada, calculado con la ecuación 3.4, y es claro a partir de esta figura que los datos con mayor resolución, y por lo tanto la mayor incertidumbre estadística, tienen el mayor error en la señal primaria recuperada. Vale la pena señalar que el mayor

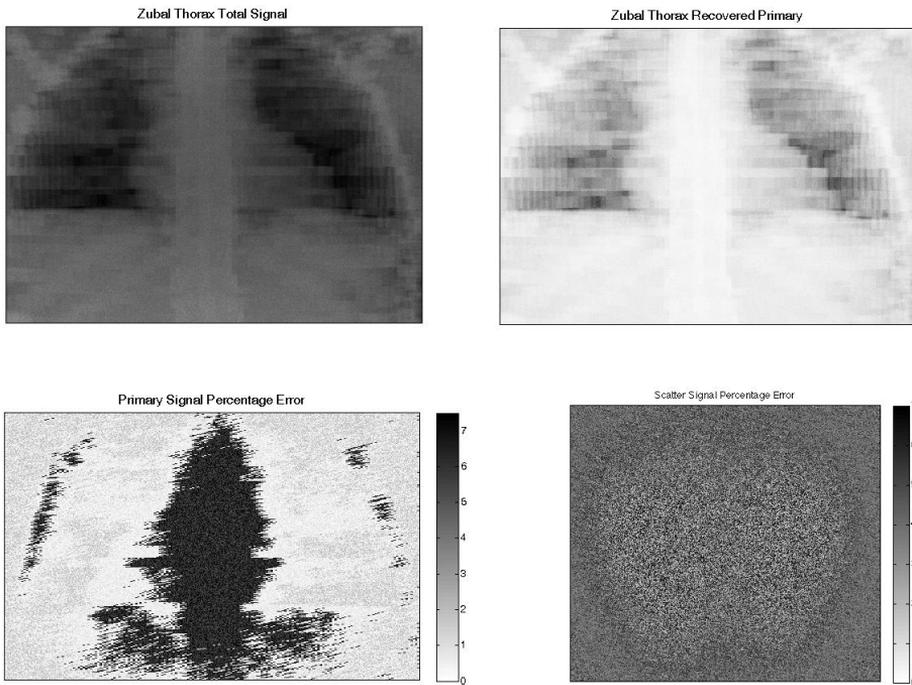


**Figura 4.11:** Paneles superiores: imágenes originales y con corrección de dispersión del fantoma Zubal de pelvis; Paneles inferiores: porcentaje de error para los componentes primario y de dispersión.

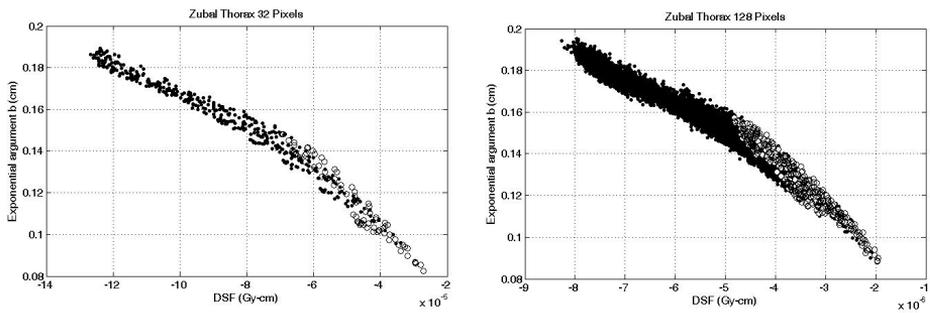
impacto se observa en los píxeles sombreados por las estructuras óseas.

Por lo tanto, concluimos que el hecho de que los errores sean mayores para los píxeles con menos señal no es una deficiencia del proceso de medición aquí propuesto, sino más bien el resultado de las incertidumbres estadísticas presentes en nuestros datos. Sin embargo, esto es algo que debe tenerse en cuenta cuando, y si, este método se implementa.

Un método que comparte algunas características con las nuestras fue propuesto hace 30 años en [46], aunque las dos proyecciones en ese trabajo se obtuvieron usando el mismo detector de imágenes, que tuvo que ser colocado a dos distancias diferentes de la fuente de rayos-x. Creemos que los resultados mixtos obtenidos por el autor son la consecuencia de la naturaleza de su modelo de dispersión, que no ahondó en la física de la propagación de la dispersión de la radiación. Hemos mostrado en este trabajo cómo esta propagación de la radiación dispersa en geometrías radiales puede modelarse con precisión mediante una función exponencial simple y también se ha mostrado cómo determinar el argumento exponencial recopilando datos de un conjunto de

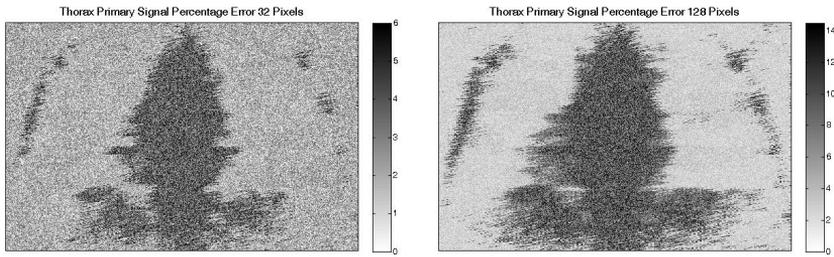


**Figura 4.12:** Paneles superiores: imágenes originales y con corrección de dispersión del fantoma Zubal de torax; Paneles inferiores: porcentaje de error para los componentes primario y de dispersión.



**Figura 4.13:** Curva de calibración de dispersión para el fantoma de tórax en dos resoluciones. Puntos negros: píxeles dentro del haz primario. Puntos blancos: píxeles de referencia.

píxeles fuera de la matriz primaria, combinando las lecturas de una cámara de transmisión y el propio detector de imágenes. Finalmente, hemos demostrado



**Figura 4.14:** Porcentaje de error en la señal primaria recuperada a diferentes resoluciones de detector.

que una resolución en el detector de transmisión de 64 píxeles sobre un área de 40 cm x 40 cm es suficiente para producir una medición precisa de la dispersión.

## 4.2 Optimización del detector por simulación MC

### 4.2.1 *Cross-talking*

Como resultado preliminar se obtuvo que para un *gap* de 0.5 cm irradiando a una energía de 100 keV y celdas de 1 x 1 cm, grosor de Kapton de 100  $\mu\text{m}$  y la capa de cobre de 10  $\mu\text{m}$ , el 12% de la señal se origina en el volumen activo y el 88% restante se origina en el kapton y cobre. En la tabla 4.1 se muestran los resultados en dosis, obtenidos variando el *gap* entre 0.5 cm y 2 cm con los materiales mencionados en la sección 3.6.1.

<i>Gap</i>	Volumen Activo	Pixel Lateral	<i>Cross-talking</i>
0.5 cm	7.5142E-6 (0.0066)	1.45536E-6 (0.0156)	19.1%
1.0 cm	9.611673E-6 (0.0063)	2.28786E-6 (0.0133)	24%
2.0 cm	1.22478E-5 (0.0060)	3.05901E-6 (0.0120)	25%

**Table 4.1:** Tabla de resultados para evaluar *cross-talking*.

De esto podemos concluir que la mejor opción es usar una separación de 0.5cm, que es también la que se propone en las simulaciones de campo eléctrico. Se exploraron algunas ideas como colocar capas de kapton dentro del volumen activo, para reducir el *cross-talking* aunque no se implementaron en laboratorio pero se puede reducir incluso  $< 3\%$ .

### 4.2.2 Influencia del campo eléctrico

La siguiente tabla muestra los resultados en dosis obtenidos de la simulación MC con campo eléctrico y sin campo eléctrico usando la geometría descrita en la sección 3.6.3.

Sección	Campo $\vec{E}$ a 400V	Campo $\vec{E} = 0$
1	16.667 (0.627) eV	16.639 (0.627) eV
2	2.410 (0.138) eV	2.377 (0.138) eV
3	0.670 (0.075) eV	0.639 (0.074) eV

**Table 4.2:** Tabla de resultados para evaluar respuesta con campo eléctrico.

De acuerdo a esto se observa que no hay diferencias significativas en la respuesta de la celda aplicando un potencial de 400 V. Esto nos indica que pequeñas variaciones en el voltaje entregado por una fuente de poder, afectarían poco la señal obtenida. En la siguiente tabla se muestran los resultados incrementando el campo eléctrico en un factor de 1000 y 10000.

Sección	Campo $\vec{E}$ x 100	Campo $\vec{E}$ x 1000	Campo $\vec{E}$ x 10000
1	16.693 (0.612) eV	14.561 (0.014) eV	11.871 (0.569) eV
2	2.279 (0.118) eV	0.916 (0.091) eV	0.409 (0.078) eV
3	0.567 (0.063) eV	0.064 (0.0039) eV	0.028 (0.036) eV

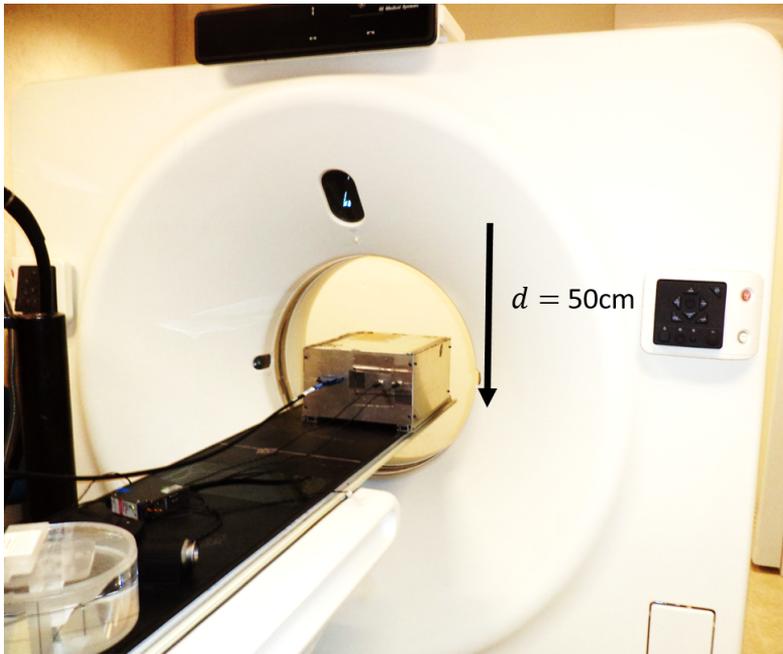
**Table 4.3:** Tabla de resultados con diferentes campos eléctricos

De los resultados anteriores podemos concluir que un campo eléctrico obtenido por un potencial de 400 V no ayuda a detener la fuga de electrones desde el pixel de interés a los vecinos, incluso al incrementar el campo eléctrico tampoco se observan diferencias, se necesitaría un incremento extremadamente grande (en el orden de kV) para lograrlo.

## 4.3 Desempeño del detector de transmisión

### 4.3.1 Respuesta por pixel

Se eligió un pixel arbitrariamente del detector y se irradió a una energía de 100 kVp y una corriente de tubo de 20 mA. Las pruebas se realizaron con la fuente de rayos-x de un TAC marca General Electric (*Highspeed Advantage*) como se muestra en la Figura 4.15.



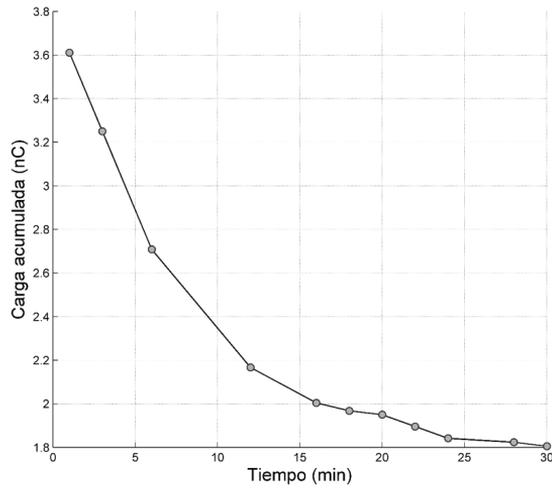
**Figura 4.15:** Porcentaje de error en la señal primaria recuperada a diferentes resoluciones de detector.

#### 4.3.1.1 *Warm – up*

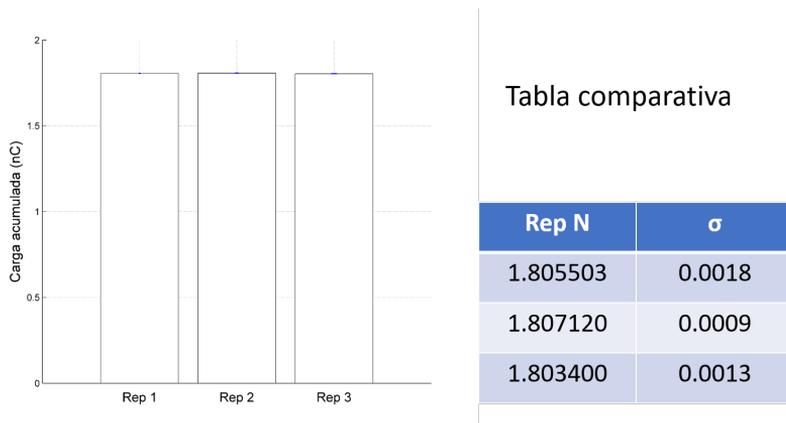
En el capítulo anterior se mencionó el tiempo necesario de espera antes de poder usar un equipo en óptimas condiciones, a este se le llama warm-up y es muy común en equipos de alto rendimiento y de altas especificaciones. Esto ocurre mayormente (aunque no es la única razón) por que los materiales utilizados en los circuitos integrados tienen un coeficiente de temperatura negativo, esto quiere decir que su resistencia al paso de la corriente eléctrica disminuye con el calor por lo que tienen que alcanzar una temperatura estable para obtener resultados consistentes. En la Figura 4.16 se hace evidente que la respuesta después de 30 minutos aún no es estable sin embargo 60 minutos después se alcanza un resultado consistente (ver Figura 4.17).

#### 4.3.1.2 Polaridad del potencial aplicado

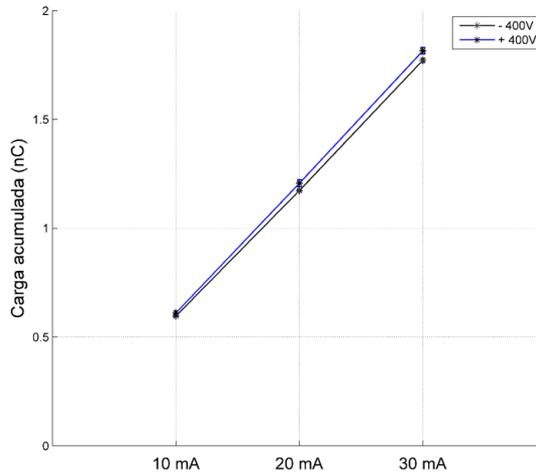
Aunque normalmente las cámaras de ionización no exhiben cambios en la respuesta intercambiando la polaridad aplicada, es necesario revisar que suceda lo mismo en nuestro detector. En la Figura 4.18 se muestra la respuesta intercambiando la polaridad y se puede ver un cambio pequeño aunque este



**Figura 4.16:** Respuesta de un pixel a lo largo del tiempo una vez encendido el equipo.



**Figura 4.17:** Tres lecturas consecutivas una hora después de encender el equipo.



**Figura 4.18:** Respuesta del pixel cambiando la polaridad del potencial aplicado.

se da a corrientes de tubo muy altas, no afecta la linealidad de la respuesta observada.

#### 4.3.1.3 Distancia entre electrodos

Antes de evaluar el funcionamiento del detector es necesario obtener información sobre la respuesta en función de la distancia entre planos de electrodos. De las distancias seleccionadas (1 mm, 2 mm, 4.5 mm y 5.5 mm), los resultados para energías de 50 kV, 70 kV, 100 kV, 120 kV y 130 kV se muestran en la Figura 4.19 y cabe destacar que la respuesta obtenida a distancias de 2 mm y 4.5 mm presentan comportamiento es lineal. En el caso de 1 mm apenas se logra registrar una respuesta a altas energías y para 5.5 presenta una sobrerrespuesta. Por lo tanto para los siguientes experimentos se utilizará la distancia de separación de 4.5 mm no solo por lo anterior sino también por la facilidad de acceso a materiales con ese espesor.

#### 4.3.1.4 Parámetros del tubo de rayo-x

Los parámetros de configuración para la emisión del haz de rayos-x de un tubo se muestran en las Figuras 4.20, 4.21 y 4.22. En todos los casos el pixel presentó un comportamiento lineal. Los rangos en los que se realizaron estas evaluaciones son: de 50 - 150 kVp y de 0.2 - 3 mAs. Si aumentamos los valores para que se acerquen a los utilizados clínicamente en THA tenemos que, aún aumentando la energía hasta 200 kVp la respuesta sigue siendo lineal (Figura 4.23).

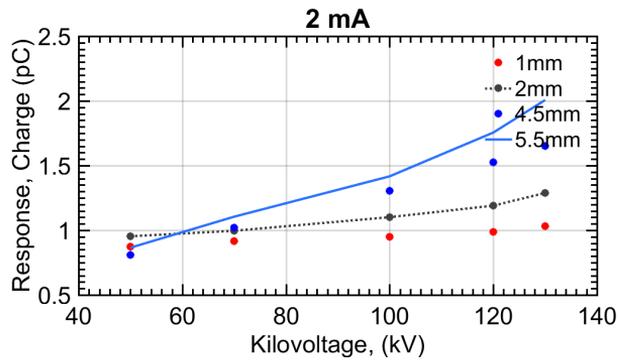


Figura 4.19: Respuesta del pixel central a diferentes energías y diferentes distancias.

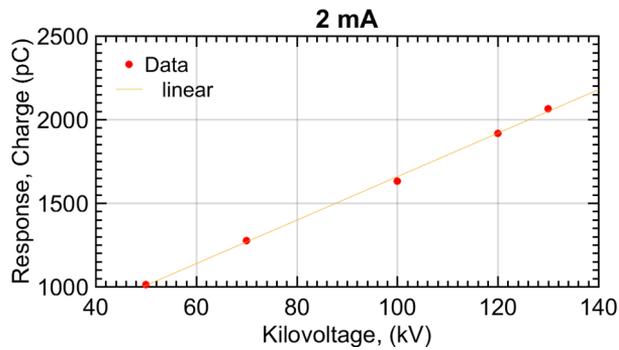


Figura 4.20: Respuesta del pixel cambiando un parámetro de tubo (kV).

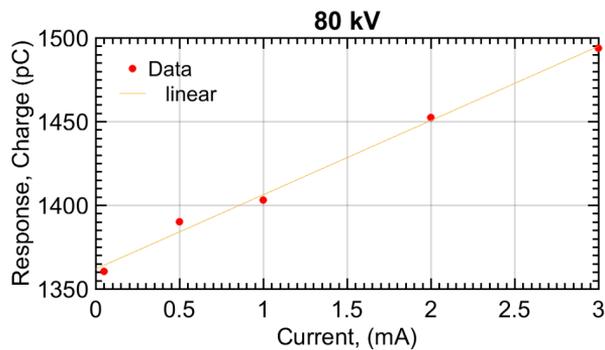


Figura 4.21: Respuesta del pixel cambiando un parámetro de tubo (mA).

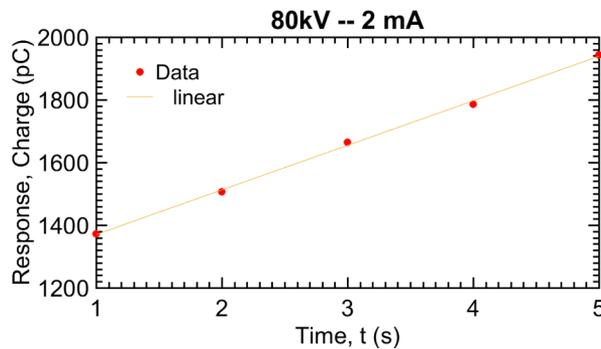


Figura 4.22: Respuesta del pixel cambiando un parámetro de tubo (s).

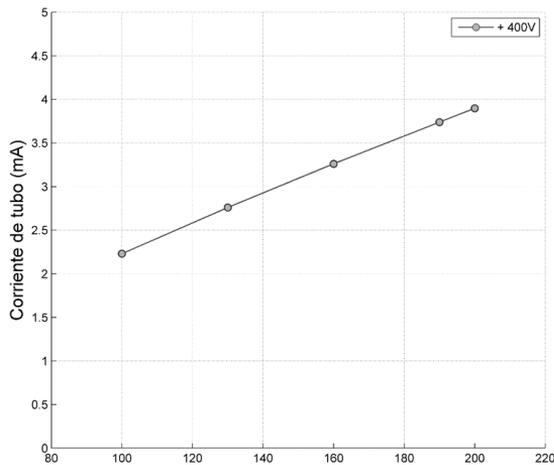
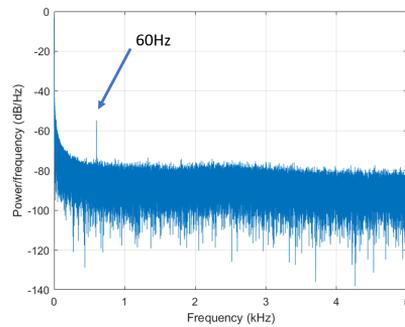


Figura 4.23: Respuesta del pixel a mayor energía.

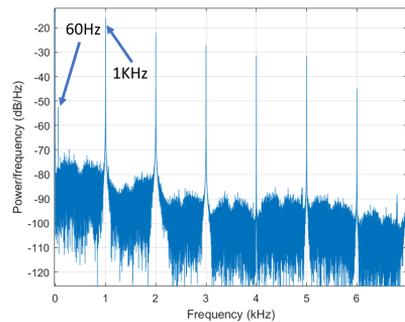
#### 4.3.1.5 Respuesta en frecuencia

Los resultados de la respuesta en frecuencia se obtienen para un solo pixel.

En la Figura 4.24 se puede observar la respuesta en frecuencia de ruido blanco, se nota un pico a 60 Hz lo que indica que hay acoplamiento con la línea eléctrica. Es de esperarse por que el blindaje del volumen activo no es suficiente con una capa muy pequeña de grafito con una relativa baja resistividad  $0.1\Omega/\text{pulgada}$ . También se puede observar que presenta un comportamiento similar a un filtro paso-bajas destacando los armónicos de 1 KHz que es la frecuencia a la cual opera el OPAM. En la figura 4.25 se muestra el comportamiento del



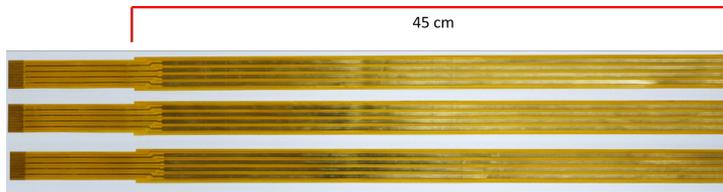
**Figura 4.24:** Espectro de frecuencias de ruido blanco. Cuando el detector está tomando lecturas de ruido de fondo.



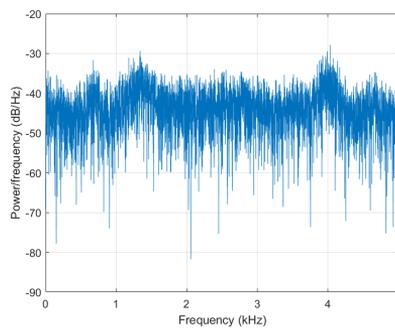
**Figura 4.25:** Espectro de frecuencias cuando el detector esta tomando lecturas y está siendo irradiado. 100 kV,20 mA.

detector cuando está siendo irradiado, se puede ver claramente los picos donde la respuesta se filtra, que coinciden con la frecuencia de lectura y la frecuencia de línea eléctrica y sus armónicos.

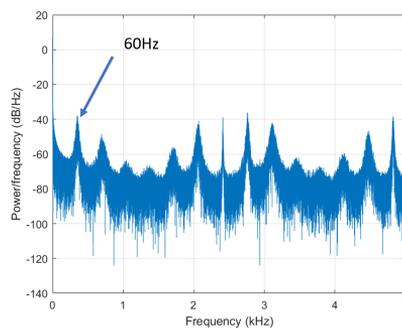
También se exploró la posibilidad de aumentar el tamaño de los electros de los originalmente 12 cm a 45 cm (ver Figura 4.26) para aumentar el tamaño del volumen activo, esto trajo como consecuencia un aumento del ruido de fondo así como interferencias electromagnéticas. En la Figura 4.27 se puede ver el espectro que se genera con un electrodo de 45 cm, la señal que se obtiene es muy ruidosa, tanto que ni si quiera se pueden formar las tablas de calibración de offset, y el caso se vuelve más crítico cuando se expone a radiación como se observa en la Figura 4.28.



**Figura 4.26:** Electrodo largo de 45 cm.



**Figura 4.27:** Espectro de frecuencias cuando se aumenta el tamaño del electrodo a 45 cm. Ruido de fondo.



**Figura 4.28:** Espectro de frecuencias cuando se aumenta el tamaño del electrodo a 45 cm. Lectura a 100 kV, 20 mA.

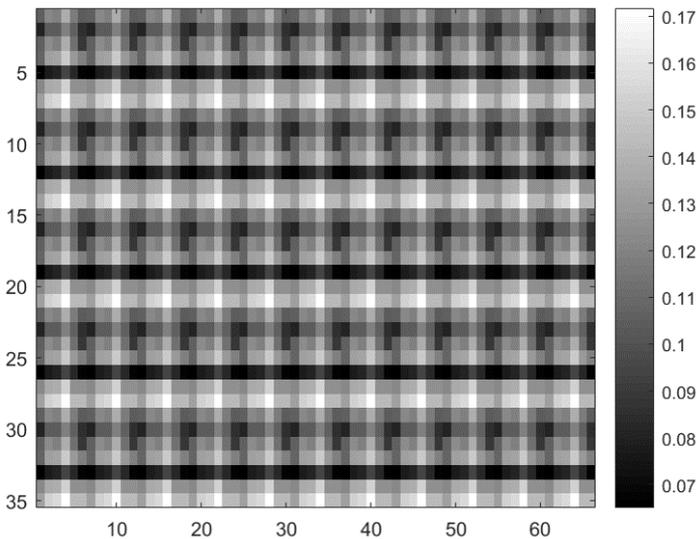
### 4.3.2 Proyecciones

#### 4.3.2.1 Calibración de imagen

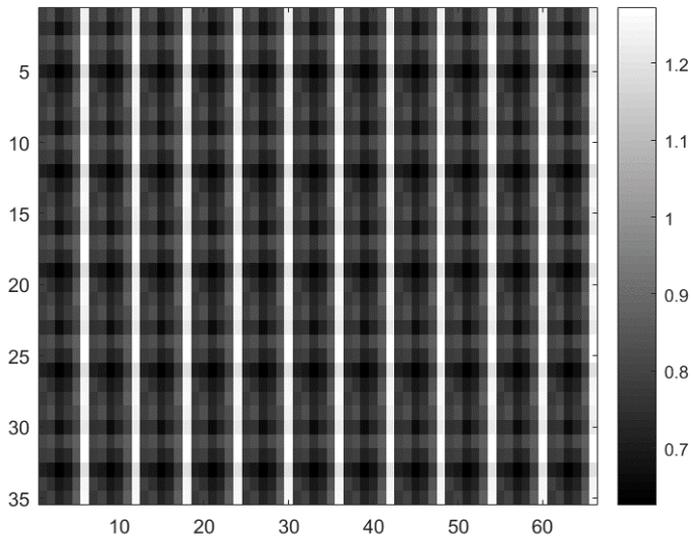
Como se mencionó en el capítulo anterior, es necesario hacer correcciones antes de desplegar la imagen, pasando por los pasos de calibración de los pixeles y el warm-up, etc.

Para obtener una buena imagen se debe tener cuantificado el nivel de ruido presente. La ventana de grafito del detector diseñado es muy delgada por lo que algunas frecuencias logran pasar. El offset toma en cuenta este tipo de ruido y se obtiene facilmente promediando varias capturas que tomó el detector. En la Figura 4.29 se muestra el promedio de diez capturas cuando el detector no está expuesto a radiación es decir ruido de fondo.

En la Figura 4.30 se muestra la ganancia, esta se obtiene irradiando el detector a campo abierto. La matriz con estos valores nos da la proporcionalidad a la cual responden individualmente los pixeles. Con esto podemos normalizar la respuesta de cada pixel. Cuando no se hace la corrección usando los datos de calibración de offset y ganancia para cada arreglo geométrico, sucede lo que se muestra en la Figura 4.31



**Figura 4.29:** Imagen de offset. Los ejes muestran los pixeles y la barra en escala de grises representa el valor en nC.



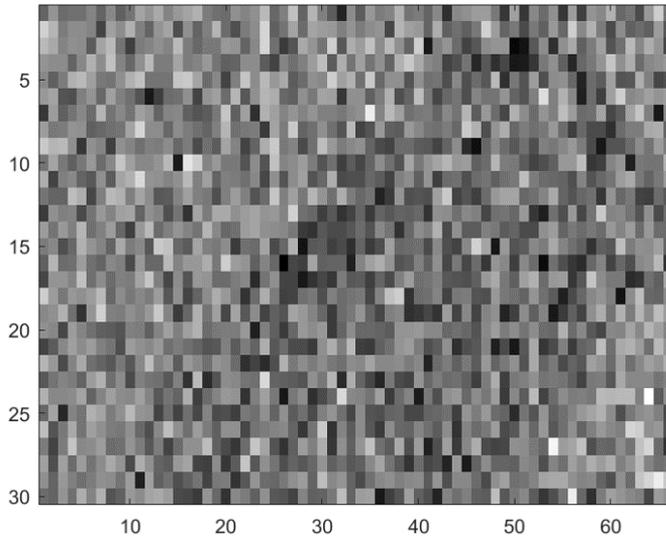
**Figura 4.30:** Imagen de ganancia. Los ejes muestran los pixeles y la barra en escala de grises representa el valor en nC.

#### 4.3.2.2 Proyecciones de fantoma de cabeza y plexiglass

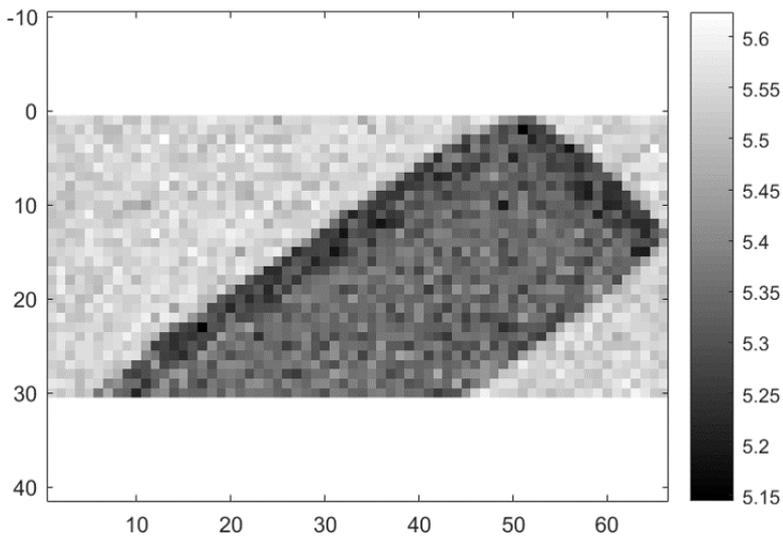
Una vez que se calibra el detector se puede empezar a tomar las proyecciones, en las Figuras 4.32 y 4.33 se muestra la proyección de dos objetos, un prisma de plexiglass y un fantoma de cabeza.

Ambas imágenes se tomaron a 80 kVp a una corriente de tubo de 2 mA con un tubo Phoenix XS-225D (GE Inspection Technologies, Lewiston PA). Aunque la calidad de la imagen es inferior comparado con radiografía convencional, es importante recordar que este no es un detector de imagen y la aplicación no es tomar por si mismo imagenes si no complementar a los detectores de imagen.

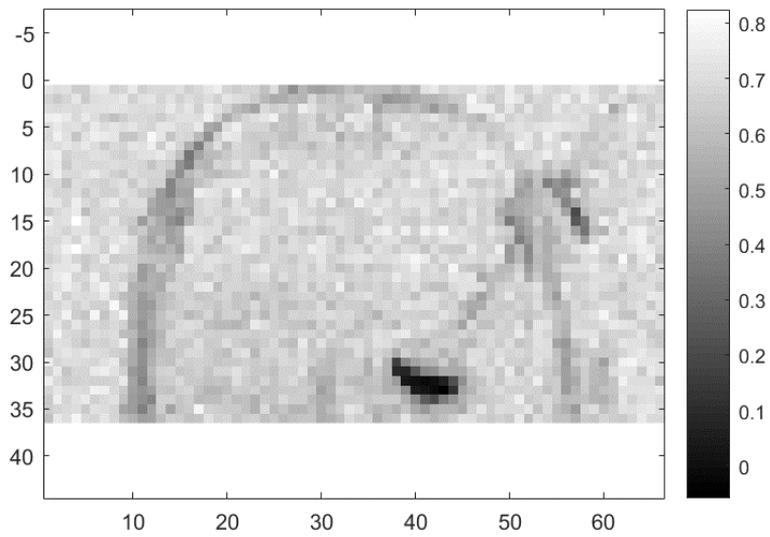
A partir de las imagenes presentadas podemos mencionar que los datos que se obtienen del detector de transmisión diseñado tienen el suficiente contraste como para ver cambios claramente en al menos los siguientes materiales: aire, plexiglas y tungsteno.



**Figura 4.31:** Imagen desplegada sin la corrección. Los ejes muestran los pixeles.



**Figura 4.32:** Imagen de un prisma de plexiglas. Los ejes muestran los pixeles y la barra en escala de grises representa el valor en nC.



**Figura 4.33:** Imagen de un fantoma de cabeza. Los ejes muestran los pixeles y la barra en escala de grises representa el valor en nC.



# 5

## CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS DE TRABAJO

---

En este trabajo de tesis doctoral se analizó y se planteó una solución para uno de los problemas más relevantes en el área de obtención de imágenes radiológicas, a saber, la degradación en la imagen radiológica debida a la presencia de la radiación dispersa producida por el objeto irradiado. Este problema ha impedido que la llamada tomografía computarizada de haz abierto, la cual es empleada por diversos fabricantes de equipos de radioterapia tales como Varian y Elekta para tratar de monitorear en tiempo real los tratamientos radioterapéuticos impartidos, produzca imágenes con la calidad necesaria para poder competir con las modalidad de tomografía axial computarizada convencional, la cual es la referencia en cuanto a calidad de imagen se refiere. El beneficio de reducir el efecto de la radiación dispersada por un objeto irradiado ha impulsado muchos trabajos de investigación pero el problema persiste en tecnologías que utilizan los campos de radiación abiertos, como THA. Por lo tanto es necesario abordar el problema desde otro enfoque. En este trabajo de tesis en particular, el problema se abordó de la siguiente manera:

**A.** Primeramente se analizó el problema a través de la simulación Monte Carlo para llevar a cabo un análisis cuantitativo de las características de la radiación dispersada por el paciente. Este análisis nos permitió establecer las siguientes características relacionadas con el comportamiento de la radiación dispersada por un objeto irradiado con un haz de rayos-x con energías de kilovoltaje en su espectro:

- La radiación dispersada por el paciente que incide en el detector de radiación varía muy lentamente a lo largo del área de dicho detector.
- Para situaciones donde la densidad del objeto irradiado no sufre cambios drásticos, tales como en la pelvis de un paciente o en la irradiación de un

objeto sólido homogéneo (cubo de agua), la intensidad de la radiación dispersa incidente sobre el detector puede ser descrita de manera muy exacta a través de una superficie gaussiana.

- La propagación de la radiación dispersa a través de geometrías radiales es tal que su comportamiento puede ser descrito por una función exponencial simple con la distancia radial desde la fuente emisora como argumento.
- La propagación de la radiación dispersa a lo largo de geometrías radiales no afecta el comportamiento gaussiano, de haberlo, a lo largo del área de detección.
- El comportamiento de la radiación dispersa a lo largo de un campo de radiación incidente sobre un detector puede ser inferido a través de las lecturas obtenidas en volúmenes activos, o píxeles, colocados en la periferia del campo primario de radiación, de tal manera que sólo son impactados por la radiación dispersada por el objeto irradiado. Esto es relevante ya que el método propuesto funciona en base a este principio.

**B.** La segunda parte de la tesis se enfocó al desarrollo y construcción de un prototipo de detector que implementa el modelo de radiación dispersa desarrollado. En particular, el desarrollo de la electrónica necesaria para la operación del detector nos permitió arribar a las siguientes conclusiones:

- El desarrollo, construcción y pruebas preliminares de las tarjetas electrónicas en nuestro laboratorio nos permite concluir que es posible implementar el detector aquí propuesto empleando tecnología nacional y con métodos de fabricación que no requieren de condiciones especiales para su implementación.
- Se demostró que la electrónica desarrollada es robusta en cuanto a la reproducibilidad de las lecturas obtenidas a pesar de que tales lecturas están en el orden de los pico-Coulombs.
- Se demostró que la electrónica desarrollada es estable como función del tiempo, ya que las lecturas se mantienen constantes y reproducibles hasta una hora después de haber encendido el detector.
- Además de exhibir propiedades de linealidad como función de la corriente a través del tubo de rayos-X, la electrónica del detector de radiación desarrollado en este proyecto de tesis es insensible a un cambio en la polaridad del voltaje aplicado, el cual típicamente es de 400 V.
- Se demostró que la electrónica desarrollada es lo suficientemente sensible para poder, con la separación de electrodos adecuada, distinguir cambios en la energía incidente del haz de rayos-X sin perder la capacidad de respuesta del detector.

- Se desarrollaron además los protocolos necesarios que permiten la calibración, tanto electrónica como con radiación, del detector desarrollado.
- Se desarrolló también todo el software de control del detector el cual se encarga tanto de sincronizar y aplicar los voltajes a cada triplete de electrodos así como de recabar las lecturas de carga y mapearlas a una escala de grises para producir una imagen radiológica la cual es posteriormente desplegada en pantalla.

Es importante resaltar que el desarrollo de la teoría y los métodos de medición además de la electrónica de control para el prototipo de detector de radiación propuesto en este trabajo de tesis doctoral representa el primer paso para la potencial implementación comercial y clínica de los métodos aquí propuestos. Previo a esto, quedan sin embargo varios aspectos que deben de ser atendidos en particular en cuanto al diseño final del prototipo, ya que habiendo implementado y probado un prototipo funcional de la tecnología planteada en esta tesis, el siguiente paso en el desarrollo de la misma debe centrarse en establecer las bases de ingeniería y desarrollo industrial para que dicha tecnología esté lista para ser transferida a los potenciales agentes económicos interesados. En este trabajo de tesis se demostró que el principio en el cual se basa la tecnología desarrollada funciona adecuadamente y que es posible desarrollar el detector de radiación propuesto con componentes, tanto de software como de hardware, ya disponibles comercialmente. Por otro lado, para que nuestro desarrollo tecnológico pueda ingresar a la siguiente fase en su proceso de desarrollo, a saber, la de contar con un prototipo capaz de funcionar en el ambiente clínico en el cual se desempeñará durante su vida útil, es necesario sentar las bases de diseño industrial, bajo las siguientes consideraciones funcionales:

- A) El diseño industrial final deberá de efectuarse tomando en cuenta las características particulares del ambiente de operación: un prototipo para operar en laboratorio es muy diferente, en cuanto a los materiales empleados en su implementación, a un equipo médico el cual va a ser operado en condiciones sanitarias y ambientales completamente diferentes.
- B) El diseño industrial final deberá estar apegado al cumplimiento de las normas electrotécnicas nacionales e internacionales, las cuales regulan el diseño de equipo médico, de tal manera que su operación en condiciones clínicas sea segura.
- C) El diseño industrial final deberá ser tal que facilite la reparación y/o reposición de componentes individuales del equipo en cuestión, de tal manera que minimice los tiempos de atención a potenciales fallas. Esto es particularmente relevante en la operación de equipos médicos, ya que las fallas en tales equipos se traducen forzosamente en retrasos de los

tratamientos administrados al usuario final, una consecuencia que debe ser minimizada a través de un diseño adecuado.

En las siguientes tablas, se presentan los resultados de un estudio de costos asociados con la construcción de un prototipo final del detector planteado en este trabajo de tesis y el cual estaría en condiciones de ser puesto a prueba en las demandantes condiciones clínicas para las cuales estaría diseñado. Este es el costo estimado para implementar un detector de radiación de 64 x 64 pixeles como el arreglo presentado en esta tesis de electrodos entrecruzados. En cuanto a la electrónica para poder medir la señal de corriente de acuerdo a los diagramas presentados en las Figuras 3.19, 3.20 3.25 y 3.26.

COMPONENTE	COSTO
Amplificadores operacionales con una velocidad de respuesta máxima de al menos $10 \text{ V}/\mu\text{s}$ y una corriente de fuga en la entrada menor a $1 \text{ pA}$ .	3200 USD
Capacitores y resistencias con tolerancias menores al 5% y bajo coeficiente de temperatura ( $50 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ ).	900 USD
Relevadores de estado sólido para alto voltaje ( $400 \text{ V}$ ) y de alta velocidad.	200 USD
Componentes adicionales como conectores con terminales de oro, soldadura de plata, cables, etc.	20000 USD
Fabricación de PCB, las tarjetas de lectura requieren terminado con inmersión en oro y áreas sin máscara antisoldante, las tarjetas de alto voltaje tienen secciones con teflón y pistas anchas.	2000 USD
Tarjeta de adquisición para PC (NI PCI-6255).	4200 USD
Fuente de alto voltaje ( $600 \text{ V}$ ).	400 USD

**Table 5.1:** Tabla de costos de los componentes para medición.

Para la fabricación de los electrodos y soportes detallados en la sección 3.7.1:

COMPONENTE	COSTO
Tinta conductiva Metalon Ink para imprimir los electrodos.	250 USD
Sustrato de PET para imprimir los electrodos.	900 USD
Relevadores de estado sólido para alto voltaje (400V) y de alta velocidad.	120 USD
Kapton para las ventanas de grafito (ver figuras 3.17 y 3.18).	100 USD
Tinta conductiva de grafito.	200 USD
Estructura de aluminio para soporte.	400 USD

**Table 5.2:** Tabla de costos de los componentes para la fabricación de electrodos.

Lo anterior resulta en un costo de componentes estimado en 32,870 USD. Sin embargo, a este costo hay que agregarle la inversión necesaria para la puesta en marcha del equipo necesario para la fabricación del detector, tales como: herramienta, estación de soldadura, horno para soldar las PCB, equipo de maquinado, equipo de calibración y equipo de cómputo. Sin embargo, esta inversión sería única, ya que los equipos y herramientas adquiridos se pueden reutilizar en la fabricación de detectores adicionales. Por último, para pixeles independientes, los cuales requieren de electrodos independientes, el costo se incrementa por que se requeriría de un amplificador operacional para cada electrodo o en su defecto de un capacitor independiente para cada electrodo con el inconveniente de aumentar la capacitancia parásita y por lo tanto el ruido.



# BIBLIOGRAFIA

---

- [1] P Sprawls. *Physical Principles of Medical Imaging*. Medical Physics Pub Corp, 1995.
- [2] K Horner, L O'Malley, K Taylor, and A-M Glenney. Guidelines for clinical use of cbct: a review. *Dentomaxillofacial Radiology*, 44(1), 2015.
- [3] Jeffrey H. Siewerdsen and David A. Jaffray. Cone-beam computed tomography with a flat-panel imager: Magnitude and effects of x-ray scatter. *Medical Physics*, 28(2):220–231, 2001.
- [4] P. Mozzo, C. Procacci, A. Tacconi, P. Tinazzi Martini, and I. A. Bergamo Andreis. A new volumetric ct machine for dental imaging based on the cone-beam technique: preliminary results. *European Radiology*, 8(9):1558–1564, 1998.
- [5] George T. Y. Chen, Gregory C. Sharp, and Shinichiro Mori. A review of image-guided radiotherapy. *Radiological Physics and Technology*, 2(1):1–12, 2009.
- [6] Ernst-Peter Ruhrschoepf and Klaus Klingenberg. A general framework and review of scatter correction methods in x-ray cone-beam computerized tomography. part 1: Scatter compensation approaches. *Medical Physics*, 38(7):4296–4311, 2011.
- [7] J. Anthony Seibert and John M. Boone. X-ray imaging physics for nuclear medicine technologists. part 2: X-ray interactions and image formation. *Journal of Nuclear Medicine Technology*, 33(1):3–18, 2005.
- [8] Lee W. Goldman. Principles of ct and ct technology. *Journal of Nuclear Medicine Technology*, 35(3):115–128, 2007.
- [9] Lee W. Goldman. Principles of ct: Multislice ct. *Journal of Nuclear Medicine Technology*, 36(2):57–68, 2008.
- [10] J. H. Siewerdsen, D. J. Moseley, B. Bakhtiar, S. Richard, and D. A. Jaffray. The influence of antiscatter grids on soft-tissue detectability in cone-beam computed tomography with flat-panel detectors. *Medical Physics*, 31(12):3506–3520, 2004.
- [11] G. J. Bootsma, F. Verhaegen, and D. A. Jaffray. Efficient scatter distribution estimation and correction in cbct using concurrent monte carlo fitting. *Medical Physics*, 42(1):54–68, 2015.

- [12] Ernst-Peter Rührnschopf and Klaus Klingensbeck. A general framework and review of scatter correction methods in cone beam ct. part 2: Scatter estimation approaches. *Medical Physics*, 38(9):5186–5199, 2011.
- [13] Lei Ren, Fang-Fang Yin, Indrin J. Chetty, David A. Jaffray, and Jian-Yue Jin. Feasibility study of a synchronized-moving-grid (smog) system to improve image quality in cone-beam computed tomography (cbct). *Medical Physics*, 39(8):5099–5110, 2012.
- [14] Hwei Gao, Rebecca Fahrig, N. Robert Bennett, Mingshan Sun, Josh Star-Lack, and Lei Zhu. Scatter correction method for x-ray ct using primary modulation: Phantom studies. *Medical Physics*, 37(2):934–946, 2010.
- [15] P.P. Dendy and B. Heaton. *Physics for Diagnostic Radiology, Third Edition*. Series in Medical Physics and Biomedical Engineering. Taylor & Francis, 1999.
- [16] Siemens Healthcare. X-ray tubes & x-ray tube assemblies. <https://www.oem-xray-components.siemens.com/x-ray-tube>, 2017. [Accesado 05-May-2017].
- [17] F.H. Attix. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Wiley, 2004.
- [18] Adel M Hasanin and Abdulhalim J Kinsara. Single atrium associated with persistent left superior vena cava in asymptomatic adult: case report and review of literature. *Congenital heart disease*, 3(5):368–371, 2008.
- [19] Medical Radiography. Department of radiology, suny upstate medical university. <http://www.upstate.edu/radiology/education/rsna/radiography/>, 2017. [Accesado 30-Mar-2017].
- [20] J. Hsieh. *Computed Tomography: Principles, Design, Artifacts, and Recent Advances*. SPIE Press monograph. SPIE Press, 2003.
- [21] M Grass, R Koppe, E Klotz, R Proksa, M.H Kuhn, H Aerts, J Op de Beek, and R Kemkers. Three-dimensional reconstruction of high contrast objects using c-arm image intensifier projection data. *Computerized Medical Imaging and Graphics*, 23(6):311 – 321, 1999.
- [22] Jean-Pierre Bissonnette, Peter A. Balter, Lei Dong, Katja M. Langen, D. Michael Lovelock, Moyed Miften, Douglas J. Moseley, Jean Pouliot, Jan-Jakob Sonke, and Sua Yoo. Quality assurance for image-guided radiation therapy utilizing ct-based technologies: A report of the aapm tg-179. *Medical Physics*, 39(4):1946–1963, 2012.

- [23] David A Jaffray, Jeffrey H Siewerdsen, John W Wong, and Alvaro A Martinez. Flat-panel cone-beam computed tomography for image-guided radiation therapy. *International Journal of Radiation Oncology\* Biology\* Physics*, 53(5):1337–1349, 2002.
- [24] D Verellen, M De Ridder, K Tournel, M Duchateau, T Reynders, T Gevaert, N Linthout, and G Storme. An overview of volumetric imaging technologies and their quality assurance for igrt. *Acta Oncologica*, 47(7):1271–1278, 2008.
- [25] Mareike Held, Florian Cremers, Penny K Sneed, Steve Braunstein, Shannon E Fogh, Jean Nakamura, Igor Barani, Angelica Perez-Andujar, Jean Pouliot, and Olivier Morin. Assessment of image quality and dose calculation accuracy on kv cbct, mv cbct, and mv ct images for urgent palliative radiotherapy treatments. *Journal of applied clinical medical physics*, 17(2):279–290, 2016.
- [26] Judit Boda-Heggemann, Frank Lohr, Frederik Wenz, Michael Flentje, and Matthias Guckenberger. kv cone-beam ct-based igrt. *Strahlentherapie und Onkologie*, 187(5):284–291, 2011.
- [27] Ernst Fritsch, Friedrich Friedl, Igor Gomola, Cristiana Peroni, Marchetto Flavio, Marco Donetti, and Roberto Cirio. Device and method for quality assurance and online verification of radiation therapy, January 13 2009. US Patent 7,476,867.
- [28] Nobuteru Nariyama. Characteristics of a miniature parallel-plate free-air ionization chamber for measuring the intensity of synchrotron radiation from an undulator. *Review of scientific instruments*, 75(9):2860–2862, 2004.
- [29] S Amerio, A Boriani, F Bourhaleb, R Cirio, M Donetti, A Fidanzio, E Garelli, S Giordanengo, E Madon, F Marchetto, et al. Dosimetric characterization of a large area pixel-segmented ionization chamber. *Medical physics*, 31(2):414–420, 2004.
- [30] K Eberle, J Engler, G Hartmann, R Hofmann, and JR Hörandel. First tests of a liquid ionization chamber to monitor intensity modulated radiation beams. *Physics in medicine and biology*, 48(21):3555, 2003.
- [31] Larry E Antonuk. Scanning-liquid ionization chamber imager/dosimeter for megavoltage photons, May 28 1991. US Patent 5,019,711.
- [32] Carel W.E van Eijk. Inorganic scintillators in medical imaging detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 509(1):17 –

- 25, 2003. Proceedings of the 4th International Workshop on Radiation Imaging Detectors.
- [33] B Poppe, C Thieke, D Beyer, R Kollhoff, A Djouguela, A Rühmann, K C Willborn, and D Harder. David translucent multi-wire transmission ionization chamber for in vivo verification of imrt and conformal irradiation techniques. *Physics in Medicine and Biology*, 51(5):1237, 2006.
- [34] Akhil Jhingan, P Sugathan, KS Golda, RP Singh, T Varughese, Hardev Singh, BR Behera, and SK Mandal. Compact multiwire proportional counters for the detection of fission fragments. *Review of scientific Instruments*, 80(12):123502, 2009.
- [35] Francesc Salvat, José M Fernández-Varea, and Josep Sempau. *PENELOPE 2006: a code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport; Workshop Proceedings, Barcelona, Spain, 4-7 July 2006*. Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development, 2006.
- [36] Alex Bielajew. Fundamentals of the monte carlo method for neutral and charged particle transport. 10 2001.
- [37] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytráček, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell’Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatsu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O’Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschesche. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear*

- Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250 – 303, 2003.
- [38] T. Goorley, M. James, T. Booth, F. Brown, J. Bull, L. J. Cox, J. Durkee, J. Elson, M. Fensin, R. A. Forster, J. Hendricks, H. G. Hughes, R. Johns, B. Kiedrowski, R. Martz, S. Mashnik, G. McKinney, D. Pelowitz, R. Prael, J. Sweezy, L. Waters, T. Wilcox, and T. Zukaitis. Initial mcnp6 release overview. *Nuclear Technology*, 180(3):298–315, 2012.
- [39] Masaki Hori. Parallel plate chambers for monitoring the profiles of high-intensity pulsed antiproton beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 522:420–431, 05 2004.
- [40] R.C. Lanza and J.R. Votano. Digital readout system for radiographic imaging, April 2 1991. US Patent 5,005,195.
- [41] S. Amrose, S.E. Boggs, W. Coburn, R.P. Lin, and D.M. Smith. Calibration of 3d positioning in a ge cross-strip detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 505(1):170 – 173, 2003. Proceedings of the tenth Symposium on Radiation Measurements and Applications.
- [42] E Spezi, A L Angelini, F Romani, and A Ferri. Characterization of a 2d ion chamber array for the verification of radiotherapy treatments. *Physics in Medicine and Biology*, 50(14):3361, 2005.
- [43] O. Bunemann, T. E. Cranshaw, and J. A. Harvey. Design of grid ionization chambers. *Canadian Journal of Research*, 27a(5):191–206, 1949.
- [44] J Sempau. Peneasy, a structured main program from penelope, freely available from <http://www.upc.es/inte/downloads/peneasy.htm>. v. 2006-06, 2006.
- [45] I George Zubal, Charles R Harrell, Eileen O Smith, Zachary Rattner, Gene Gindi, and Paul B Hoffer. Computerized three-dimensional segmented human anatomy. *Medical physics*, 21(2):299–302, 1994.
- [46] John M Boone and Ben A Arnold. A scatter correction algorithm for digitally acquired radiographs (scadar). pages 122–129, 1985.



# 6

## APÉNDICE

---

---

**Apéndice 1** Programa de Labview.

**Apéndice 2** Programa para FPGA.

**Apéndice 3** Artículo publicado.

---

## Apéndice 1 Programa de Labview

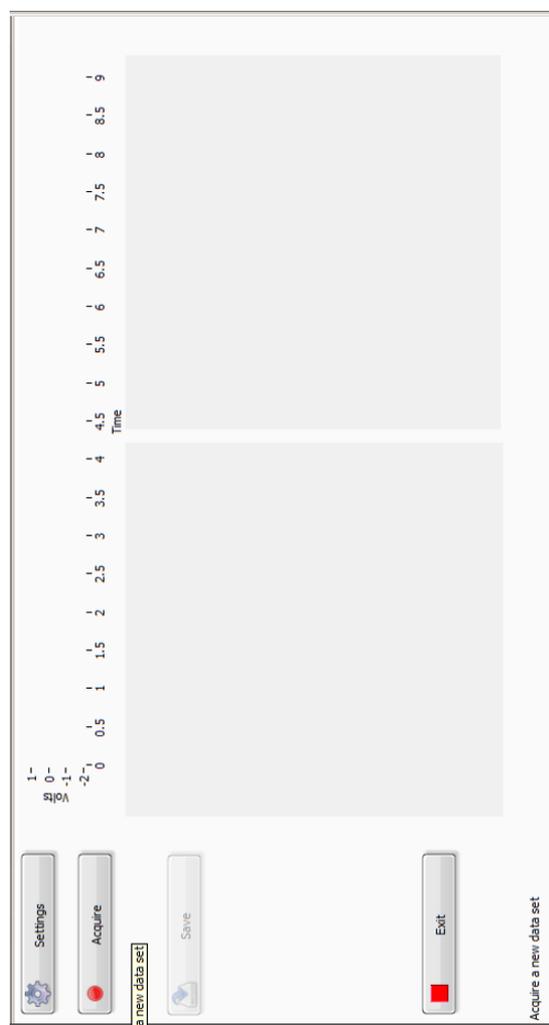


Figura 6.1: Vista frontal del programa en Labview

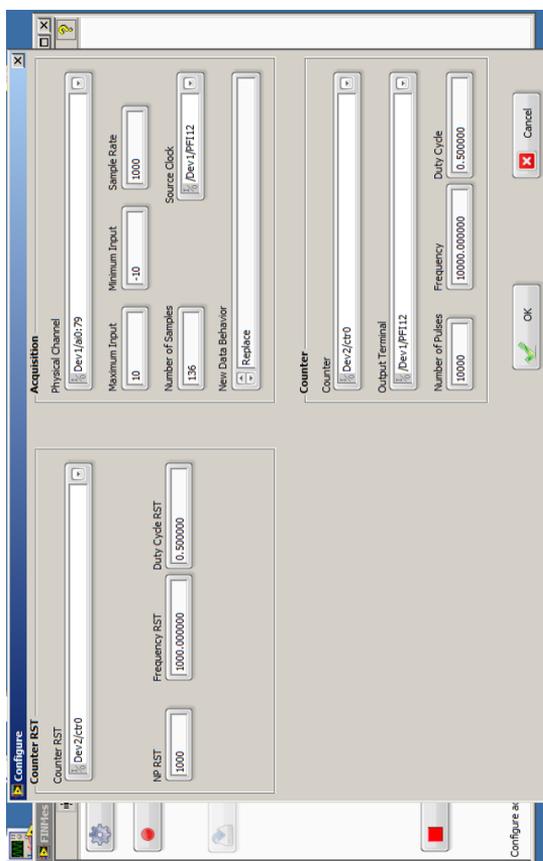


Figura 6.2: Ventana de configuración de parámetros de operación







## Apéndice 2 Programa en verilog para la FPGA

### Listing 6.1: Código Verilog

```

//=====
// Revision:
//=====
// Ver 3.0: |Author:Ivan Cipriano |Mod. Date:01/Nov/16
// Changes Made: Datos reales para la tarjeta PCI-6255
//=====

module hv1(
// Clock Input (50 MHz)
input CLOCK_50,
// Push Buttons
input [3:0] KEY,
// DPDT Switches
input [17:0] SW,
// 7-SEG Displays
output [6:0] HEX0, HEX1, HEX2, HEX3, HEX4, HEX5, HEX6, HEX7,
// LEDs
output [7:0] LEDG, // LED Green[8:0]
output [17:0] LEDR, // LED Red[17:0]
// GPIO Connections
inout [35:0] GPIO_0, GPIO_1
);
// set all inout ports to tri-state
assign GPIO_0 = 36'hzzzzzzzz;
assign GPIO_1 = 36'hzzzzzzzz;

// Entrada de clock y reset , estos datos vienen desde la 6255
wire myclock;
wire RST;
wire ENABLE;

assign myclock = GPIO_0[0];
assign RST = GPIO_0[2];
assign ENABLE = GPIO_1[0];
//assign RST = KEY[0];

//assign LED[7:0] = 8'b00000000;

//Creando variable de salida del Contador

wire [2:0] digitalsw;
wire [59:0] digitalhv;

//Contador (El numero de cuentas tiene que modificarse en la variable A)
actr clkctr(digitalsw ,myclock ,RST,ENABLE);
actr0 c0(digitalhv ,myclock ,RST,ENABLE);

//Asignando la variable de salida del contador a los puertos de salida
assign GPIO_0[1] = digitalsw [0]; //SW1
assign GPIO_0[3] = digitalsw [1]; //SW2
assign GPIO_0[4] = digitalsw [2]; //DAQ

assign GPIO_0[33:6] = digitalhv [27:0]; //Tarjetas HV 1 - 7 (7*4=28CH)

assign LEDG[7:0] = 8'b00000111;
//
assign HEX0 = 7'b111_1111;
assign HEX1 = 7'b111_1111;
assign HEX2 = 7'b111_1111;
assign HEX3 = 7'b111_1111;
assign HEX4 = 7'b111_1111;
assign HEX5 = 7'b111_1111;
assign HEX6 = 7'b111_1111;
assign HEX7 = 7'b111_1111;

endmodule

// Asynchronous counter using Verilog

module actr( DO1 , CLK , RST , ENB );

input CLK, RST, ENB;
output [2:0] DO1;

reg [2:0] DO1;
reg [7:0] tx_cnt;

```



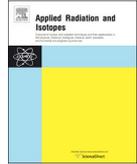
```

DO1 <= DO1 >> 1; //3
    Electrodo 5 4
end
if (tx_cnt > 389 && tx_cnt < 520) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //4 6
end
if (tx_cnt > 519 && tx_cnt < 650) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //5 7
end
if (tx_cnt > 649 && tx_cnt < 780) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //6 8
end
if (tx_cnt > 779 && tx_cnt < 910) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //7 9
end
if (tx_cnt > 909 && tx_cnt < 1040) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //8 10
end
if (tx_cnt > 1039 && tx_cnt < 1170) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //9 11
end
if (tx_cnt > 1169 && tx_cnt < 1300) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //10 12
end
if (tx_cnt > 1299 && tx_cnt < 1430) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //11 13
end
if (tx_cnt > 1429 && tx_cnt < 1560) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //12 14
end
if (tx_cnt > 1559 && tx_cnt < 1690) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //13 15
end
if (tx_cnt > 1689 && tx_cnt < 1820) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //14 16
end
if (tx_cnt > 1819 && tx_cnt < 1950) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //15 17
end
if (tx_cnt > 1949 && tx_cnt < 2080) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //16 18
end
if (tx_cnt > 2079 && tx_cnt < 2210) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //17 19
end
if (tx_cnt > 2209 && tx_cnt < 2340) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //18 20 19
end
if (tx_cnt > 2339 && tx_cnt < 2470) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //19 21
end
if (tx_cnt > 2469 && tx_cnt < 2600) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //20 22
end
if (tx_cnt > 2599 && tx_cnt < 2730) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //21 23
end
if (tx_cnt > 2729 && tx_cnt < 2860) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //22 24
end
if (tx_cnt > 2859 && tx_cnt < 2990) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //23 25
end
if (tx_cnt > 2989 && tx_cnt < 3120) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //24 26
end
if (tx_cnt > 3119 && tx_cnt < 3250) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //25 27
end
if (tx_cnt > 3249 && tx_cnt < 3380) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //26 28
end
if (tx_cnt > 3379 && tx_cnt < 3510) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //27 29
end
if (tx_cnt > 3509 && tx_cnt < 3640) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //28 30
end
if (tx_cnt > 3639 && tx_cnt < 3770) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //29 31
end
if (tx_cnt > 3769 && tx_cnt < 3900) begin
DO1 <= DO1 >> 1; //30 32
end
end

```

```
if (tx_cnt == 3899) begin
tx_cnt <= 16'b0000000000000000;
end
end
if ( ! ENB) begin
tx_cnt <= 0;
end
end

endmodule
```



# Feasibility of the use of a pixelated transmission chamber to measure scattered-radiation in projection radiography: I. Monte Carlo analysis of x-ray scatter propagation and detector modeling



I.E. Cipriano-Urbano, H.M. Garnica-Garza\*

Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional Unidad Monterrey, Vía del Conocimiento 201 Parque PIIT, Apodaca Nuevo León México, 66600, Mexico

## ARTICLE INFO

### Keywords:

CBCT  
Scatter radiation  
Transmission chamber

## ABSTRACT

In this paper, we propose the use of a pixelated transmission chamber, placed between the patient and the imaging detector, to measure the scatter component of a radiation beam impinging on said imaging detector. Using Monte Carlo simulation, a three-parameter model for the propagation of the scatter component in the transmitted beam is first developed. The use of the transmission chamber to determine the model parameters is then modeled, again using Monte Carlo simulation, and the feasibility of this approach is determined. The amount of radiation backscattered from the imaging detector into the transmission chamber was also calculated, for several separation distances between the two. It is shown that at a separation of 10 cm, the amount of backscatter radiation is independent of the imaged object and that therefore it can be determined as part of a calibration procedure for the transmission chamber.

## 1. Introduction

The underlying principle in projection radiography with kilovoltage x-rays, that structures with different attenuating properties transmit different amounts of radiation onto the imaging detector, is seriously challenged by the presence of radiation scattered from adjacent structures and background tissues, which results not only in the degradation of image contrast in planar radiography (Sorenson and Floch, 1985) but also in the presence of artifacts (cup and streaks) if the projections are to be used in cone-beam computed tomography (CBCT) (Siewerdsen et al., 2004). While this problem is as old as the field of radiology itself, it still attracts considerable research interest as it is the main reason preventing CBCT from achieving the same image quality as fan-beam CT (Bootsma et al., 2015). Several techniques in addition to the use of conventional anti-scatter grids (Siewerdsen et al., 2004) have been proposed throughout the years, generally falling into two categories: those that attempt to directly measure the scatter component of the beam impinging on the detector and those that use digital post-processing to filter out the undesired radiation from the obtained projection (Rührschopf and Klingensbeck, 2011a, 2011b). Among the former, two particular methods stand out: the use of a synchronized-moving grid (SMOG) attached to the x-ray tube (Ren et al., 2012) and the use of a checkerboard-patterned sheet of attenuating material

inserted between the x-ray source and the patient to modulate the primary beam in order to differentiate it from the scatter component when the resultant image is analyzed in Fourier space (Gao et al., 2010).

In this paper, we will show how a model of scatter propagation in a radial geometry, that is along lines emanating from the primary x-ray source, can be used to discriminate between the primary and scatter components, provided that two measurements are taken. We will also model and discuss the use of a pixelated transmission chamber, placed between the patient and the imaging detector and calibrated in terms of the imaging detector response, to serve as the first measuring instrument, so that the information needed by the scatter model can be gathered in a single exposure.

## 2. Materials and methods

### 2.1. A. Scatter propagation model

Consider the geometry shown in the left panel of Fig. 1, where an object is being irradiated by an x-ray source. A series of semi-spherical detecting surfaces are placed below the object. Each surface, a total of eleven were used in this work but only two are shown in Fig. 1, is divided into scoring regions such that, as shown, the number of primary

\* Corresponding author.

E-mail address: [hgarnica@cinvestav.mx](mailto:hgarnica@cinvestav.mx) (H.M. Garnica-Garza).

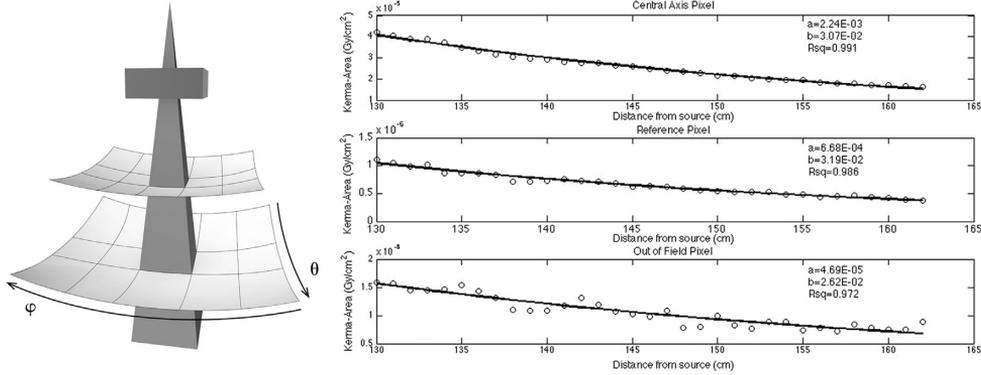


Fig. 1. Left panel: geometry used to score the scatter component of the transmitted beam as a function of the radial distance from the x-ray source. Right panel: representative scatter radiation behavior as a function of the radial distance for the geometry on the left at three different angular positions. The data is fitted with an exponential function of the form  $a \cdot \exp(-b \cdot r)$ .

rays coming directly from the source and crossing each successive scoring region at a given angular position  $(\theta, \varphi)$  remains constant. This means that the area of each scoring region increases in proportion with the square of the distance from the primary source. Under these conditions, the total signal as a function of the radial distance in each pixel can be written as:

$$M(r, \theta, \varphi) = p(\theta, \varphi) + s(r, \theta, \varphi) \tag{1}$$

where  $M$ ,  $p$ , and  $s$  denote the total, primary and scatter signal respectively, while  $r$ ,  $\theta$  and  $\varphi$  denote the radial and angular coordinates as depicted in Fig. 1, with the origin placed at the position of the x-ray source. We will define later what this signal is in terms of radiological quantities. The data plotted on the right panel in Fig. 1, obtained from preliminary simulations, show the representative behavior of the scatter component versus the radial distance from the source, under the geometry discussed previously, when a homogeneous water phantom 20 cm in length is irradiated with x-rays with 140 kVp from a tungsten target. The field size was 15 cm  $\times$  15 cm at the water surface at a source-to-surface distance of 100 cm. In general, the scatter function  $s(r, \theta, \varphi)$  decays exponentially as a function of the radial distance. Therefore, we can write Eq. (1) as:

$$M(r, \theta, \varphi) = p(\theta, \varphi) + a(\theta, \varphi)e^{-b(\theta, \varphi)r} \tag{2}$$

Where now  $a$  and  $b$  are two constants that depend on the pixel position. The challenge is to determine the three parameters  $p(\theta, \varphi)$ ,  $a(\theta, \varphi)$  and  $b(\theta, \varphi)$  with as few measurements as possible.

2.2. B. Monte Carlo analysis of scatter propagation: the differential scatter function

The Monte Carlo code PENELOPE (Salvat et al., 2006) and the set of subroutines from the PenEasy main program (Sempau, 2006) were used to determine the scattered-radiation behavior as a function of the radial distance from the primary x-ray source. The test object is located at a source-to-surface distance of 90 cm and 11 scoring surfaces are evenly spaced at 2 cm intervals from 130 cm to 150 cm from the x-ray source. Each detecting surface is divided into 128 scoring areas or pixels, laid out as shown in Fig. 1. Under these conditions, any change observed in the signal between any given pixel on a detecting surface and the corresponding pixel on the next surface is due to changes in the scattered-radiation passing through. The angular grid is setup in such a way that some pixels are located outside of the primary beam and therefore detect only the radiation scattered from the irradiated volume. These pixels will be referred to as the reference pixels and they play an important role as will be described later. The exponential

scatter component in Eq. (2) was fitted to the scatter data derived from these simulations, so that a map of the exponential argument  $b(\theta, \varphi)$  was obtained for both the pixels inside the primary beam as well as the reference pixels. Furthermore, the differential scatter function was defined as:

$$DSF(r_1, r_2, \theta, \varphi) = \frac{M(r_1, \theta, \varphi) - M(r_2, \theta, \varphi)}{r_1 - r_2} \tag{3}$$

Where  $r_1$  and  $r_2$  are two measuring distances at each angular position. Note that as the primary component remains constant, this function depends only on the scatter component at each pixel. The two distances chosen were at 130 cm and at 150 cm from the source, corresponding to the first and last detecting surfaces. For each angular position, the exponential argument  $b(\theta, \varphi)$  was plotted as a function of the scatter differential function  $DSF(\theta, \varphi)$ . For the remainder of this paper, this curve will be referred to as the scatter calibration curve. Note that in an actual irradiation, it is impossible to determine the shape of this curve for the pixels inside the primary radiation field: while the  $DSF(\theta, \varphi)$  can be obtained as it depends on the total signal at any given position, the exponential argument  $b(\theta, \varphi)$  for the scatter component is not known as each pixel contains both the primary and scattered radiation so that a direct fit to the scatter component is not possible. On the other hand, it is indeed possible to obtain the calibration curve for the reference pixels as they are being traversed by the scatter component of the beam only. It will be shown that, by fitting a second degree polynomial to it, the scatter calibration curve obtained for the reference pixels can be used to determine the calibration curve for all the pixels inside the primary radiation field thus allowing to determine the exponential argument of the scatter component function. For this purpose, three test objects were analyzed, namely: a homogeneous water cube 30 cm in length irradiated with a 20 cm  $\times$  20 cm field size, a patient model based on the Zubal phantom (Zubal et al., 1994) at the pelvis level and the same patient model but at the thorax level.

2.3. C. Method to determine the parameters in the propagation model: the use of a pixelated transmission chamber

Note from the right panel of Fig. 1 that in the region where the imaging detector is usually placed the scatter function decays almost linearly. This complicates the parameter determination by direct fit of Eq. (2) since at the typical distance of measurement (140–160 cm) and for a large family of  $p(\theta, \varphi)$  values there exists a corresponding scatter exponential signal that, when added to  $p(\theta, \varphi)$ , gives the correct signal as measured in the detector. Therefore, and without some a priori knowledge about the limits on  $p(\theta, \varphi)$  (other than  $p(\theta, \varphi) > 0$ ) the fitting algorithm will not necessarily give the correct answer when

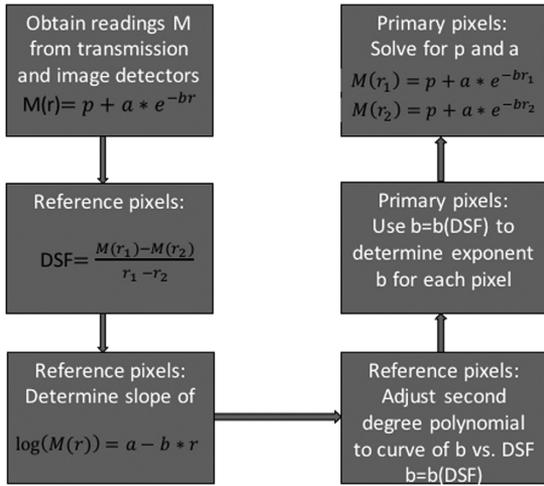


Fig. 2. Flow diagram for the process of recovering the primary signal from readings in a transmission and imaging detector.

attempting to fit the total signal as given by the above Eq. (2). It is then necessary to eliminate the constant term  $p(\theta, \varphi)$  so that the signal contains only the parameters that describe the scatter component. The DSF function defined in Eq. (3) above does precisely this. We propose the following method involving two measurements at two distances: the signal collected in the pixels outside of the primary beam, which will be referred to as the reference pixels, is used to build a relationship between the DSF defined in Eq. (3) against the exponential argument  $b(\theta, \varphi)$ . This curve is then used to determine the exponential argument in the pixels inside the primary field. The remaining two parameters  $p(\theta, \varphi)$  and  $a(\theta, \varphi)$  are obtained by solving the following set of equations at the measuring distances  $r_1$  and  $r_2$ :

$$M(r_1, \theta, \varphi) = p(\theta, \varphi) + a(\theta, \varphi)e^{-b(\theta, \varphi)r_1} \tag{4a}$$

$$M(r_2, \theta, \varphi) = p(\theta, \varphi) + a(\theta, \varphi)e^{-b(\theta, \varphi)r_2} \tag{4b}$$

from which, after basic algebraic manipulations, the primary component is given by:

$$p(\theta, \varphi) = M(r_1, \theta, \varphi) - \frac{M(r_1, \theta, \varphi) - M(r_2, \theta, \varphi)}{e^{-b(\theta, \varphi)r_1} - e^{-b(\theta, \varphi)r_2}} \cdot e^{-b(\theta, \varphi)r_1} \tag{5}$$

The first measurement at each position  $(\theta, \varphi)$  is carried out with a pixelated transmission chamber, placed immediately after the patient and before the imaging detector, while the second measurement is carried out with the imaging detector itself. In what follows we will present the details of the Monte Carlo modeling of the proposed method.

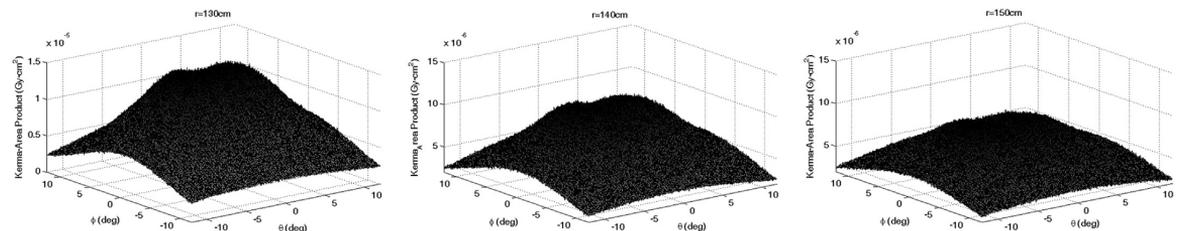


Fig. 3. Propagation of the scatter component transmitted through the Zubal thorax phantom at three distance from the x-ray source.

#### 2.4. D. Monte Carlo testing in a simulated imaging detector

##### 2.4.1. a) Model of imaging detector

The PENELOPE Monte Carlo code was again used to model several radiography projections. It is assumed that the detector has been calibrated in terms of absorbed dose. The detector is modeled as a slab of  $Gd_2O_3S$ , with a density of  $3.23 \text{ g/cm}^3$ , of dimensions  $40 \text{ cm} \times 40 \text{ cm} \times 0.1 \text{ cm}$  and divided into  $1024 \times 1024$  pixels, in each of which the absorbed dose imparted is scored. For the purpose of testing the method, the primary and scatter components are scored separately, but the algorithm used to determine the primary component as described in subsection B above is fed only the total dose imparted to each pixel.

##### 2.4.2. b) The pixelated transmission chamber

The transmission chamber is placed between the patient and the imaging detector, at a distance of 10 cm from such a detector. It is assumed that a calibration factor exists that links the reading in the transmission chamber to the readings in the imaging detector. Experimentally this could be easily obtained by comparing readings between the two detectors under the same irradiation conditions. We used Monte Carlo simulation to obtain such a calibration factor for our system. The transmission chamber is modeled as made of kapton  $25 \mu\text{m}$  in thickness with graphite electrodes  $10 \mu\text{m}$  thick and a separation of 0.5 cm between the two sheets of kapton. The primary and scatter components of air kerma at each pixel were recorded separately, but only the total signal in each pixel was fed into the algorithm, previous conversion into imaging detector readings by means of the calibration factor as mentioned above. The transmission chamber has a resolution of  $64 \times 64$  pixels, which, given the slowly spatial variation of the scattered-radiation is appropriate (Siewerdsen and Jaffray, 2001). This resolution is also technically achievable in a detector of this type, as will be discussed later. The attenuation of this chamber is in the order of 1% of the incident radiation so the effect on the resultant image of such an attenuation is negligible.

##### 2.4.3. c) Effect of radiation backscattered from the imaging detector into the transmission chamber

The readings taken by the transmission chamber are bound to be influenced by radiation backscattered from the imaging detector, which could in turn result in an overestimation of the x-ray beam scatter component. To determine the characteristics of the radiation backscattered into the transmission chamber, simulations were run with the gadolinium screen removed, for the same three test objects mentioned above. These measurements were then compared to those obtained with the gadolinium screen in place. The simulations were run with the transmission chamber at 10 cm and 1.0 cm from the imaging detector. The backscattered radiation was subtracted from the readings in the transmission chamber. In order to reduce the statistical uncertainty, these simulations were run at a resolution of 64 pixels in the transmission chamber. As will be shown later, the amount of radiation backscattered into the transmission chamber can be easily determined by a calibration procedure.

#### 2.4.4. d) Data processing and primary image extraction

The data in the  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  detector were binned in order to obtain a  $64 \times 64$  virtual matrix as in the transmission chamber, in such a way that the number of primary rays remained constant along the radial distance from the x-ray source joining the corresponding pixels in both the imaging and transmission detectors, as shown in Fig. 1. The scatter calibration curve of DSF versus exponential argument  $b$  was constructed using the reference pixels only, and then used to determine the map  $b(\theta, \varphi)$  in each pixel inside the primary field. For the transmission chamber we use the kerma-area product at each pixel while for the imaging detector the dose-area product was used. We chose these two radiological quantities as each detector can be easily calibrated in terms of either of them. A Monte Carlo calculated conversion factor was determined to link both of these quantities. Once the map  $b(\theta, \varphi)$  was obtained, the solution for the primary component was obtained according to Eq. (5) above, with the scatter signal being then obtained by subtracting the primary from the total signal. Notice that this determines both the primary and scatter component but at a resolution inferior to that of the imaging detector. To address this, for each virtual pixel, its scatter contents are uniformly divided among those original pixels from the  $1024 \times 1024$  matrix encompassed by it. Finally, the scatter in each pixel in the imaging detector is extracted from the total reading, thus recovering the primary signal. In order to measure the accuracy of the method, the percentage error in each pixel is calculated according to:

$$P_{E\%}(\theta, \varphi) = \frac{|P(\theta, \varphi) - P_{MC}(\theta, \varphi)|}{P_{MC}(\theta, \varphi)} \times 100 \quad (6)$$

Where  $P$  denotes the primary image as recovered by the algorithm and  $P_{MC}$  denotes the Monte Carlo-calculated primary image. The flowchart for this process is shown in Fig. 2

The x-ray spectrum used in all the simulations presented in this work was obtained by using a 140 keV mono-energetic electron pencil beam incident on a tungsten target with a  $12^\circ$  angle and the resultant x-ray beam subsequently filtered by 1 mm Cu. A total of  $2\text{E}+09$  electron histories were run yielding a statistical error in the total fluence produced by this target of less than 0.1%. On the other hand, for each detector simulation, a total of  $5\text{E}+10$  photon histories were run achieving an average statistical uncertainty in the order of 3% in each scoring pixel except for the backscatter simulations where a 5% average uncertainty was obtained. In all the Monte Carlo simulation reported in this work the photon and electron cutoff energies, those below which no transport takes place, were set at 10 keV and 1 keV respectively, and parameters  $c1$ , which determines the mean free path between hard elastic collisions, and  $c2$  which limits the maximum fraction of the energy lost in each electron step were both set at 0.1 as recommended by the developers of the code (Salvat et al., 2006). Also, all the results presented are normalized to the number of histories emitted from the source. Each simulation CPU time ranged from 12 to 16 days, depending on the test object, running on an Intel Pentium 4 processor at 2.4 GHz under the Linux operating system.

### 3. Results and discussion

#### 3.1. A. Scatter propagation and the shape of the calibration curves

Fig. 3 shows the evolution of the scatter component for the Zubal thorax phantom as it moves radially away from the primary x-ray source. As mentioned above, an exponential equation describes the radial fall-off of the scattered-radiation at distances of up to 600 cm from the source so this was the model adopted in this work, although in the region of interest, at distances in the order of 130–160 cm the scatter fall-off is nearly linear. Figs. 4–6 show the shape of the calibration curve of the exponential argument versus the differential-scatter function (DFS), for the three test cases. The data in black correspond to the scatter component in the pixels inside the primary

field while the data in white correspond to the signal tallied in the reference pixels that contain only the scatter component of the transmitted beam. It is important to note how once a second degree polynomial is fit, as shown in the right panel in each of Figs. 4–6, the data obtained from the reference pixels which can be directly measured, can reproduce the data in the primary beam pixels, for which it is not possible to experimentally separate the primary from the scatter component.

This demonstrates that it is possible to obtain the exponential argument of the scatter component in Eq. (2) from a scatter calibration curve for the reference pixels: for each pixel inside the primary beam determine DFS, as given in Eq. (3), and then use the fitted polynomial from the reference pixels to calculate  $b(\theta, \varphi)$ . Once the exponent  $b(\theta, \varphi)$  is known, it is just a matter of solving Eqs. (4a and 4b) in order to obtain the primary component  $p(\theta, \varphi)$ .

#### 3.2. B. Effect of backscattered radiation from the imaging detector

If the amount and spatial distribution of the radiation backscattered from the imaging detector into the transmission chamber depended on the characteristics of the imaged object, we would have the problem of having to determine this effect on a case-by-case basis, which could not be done without having to exposure the patient twice, with and without the imaging detector in place. This is undesirable, as it is precisely the need to double-exposure the patient what has prevented some proposed methods from ever reaching the clinical practice (Gao et al., 2010). Figs. 7–9 show the spatial distribution of the backscattered radiation reaching our model of transmission chamber, determined as described above. Each image represents the percent difference between the pixel readings with and without the imaging detector in place. The left panel in each of these figures is for the case when the transmission chamber is placed at 1 cm from the imaging detector surface while the right panel shows the same configuration but now the transmission detector is located at 10 cm from the imaging screen. For the three test objects analyzed, it is obvious that placing the transmission chamber close to the surface of the detector should be avoided, as the characteristics of the radiation bouncing from it heavily depend on both the geometry and composition of the imaged object.

In Fig. 9 for example, the phantom lungs are clearly visible in the transmission chamber even though these images only show the radiation that has been backscattered from the imaging detector. As the lungs have a density of  $0.3 \text{ g/cm}^3$  in our phantom model, more radiation passes through them striking the imaging detector at the position where they are projected and, therefore, more radiation bounces back from this projected area resulting in a clearly visible shadow of the lungs in the transmission chamber. On the other hand, the right panel in each figure shows that at a distance of 10 cm, the characteristics of the imaged object have been diluted to the point where it is virtually indistinguishable what the imaged object was. Also as important is the fact that for the pixels inside the primary beam as well as the reference pixels the average percent difference between the reading with and without the imaging detector are statistically the same:  $4.18\% \pm 0.90\%$  for the water phantom; and  $3.97\% \pm 0.97\%$  for the Zubal thorax phantom; and  $2.99\% \pm 0.91\%$  for the Zubal pelvis model. This suggests that the effect of backscatter on the transmission chamber at a distance of 10 cm from the imaging detector is basically insensitive to the exact shape and composition of the imaged object and that a correction matrix can therefore be obtained using a water phantom as part of the transmission detector quality control procedures. In all the results to be presented in the next section, a 4% signal was subtracted in each pixel to account for the effect of the backscattered radiation.

#### 3.3. C. Primary image recovery

Figs. 10–12 show the total signal in the imaging detector as calculated

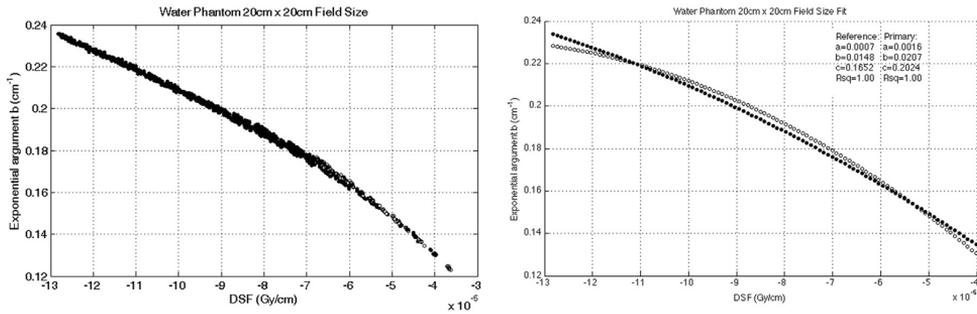


Fig. 4. Calibration curve data and second-degree polynomial fit of the form  $f(r) = ar^2 + br + c$  for the water phantom simulations. Black dots: pixels inside the primary beam; white dots: reference pixels. The coefficients shown were obtained with centering and scaling of the data.

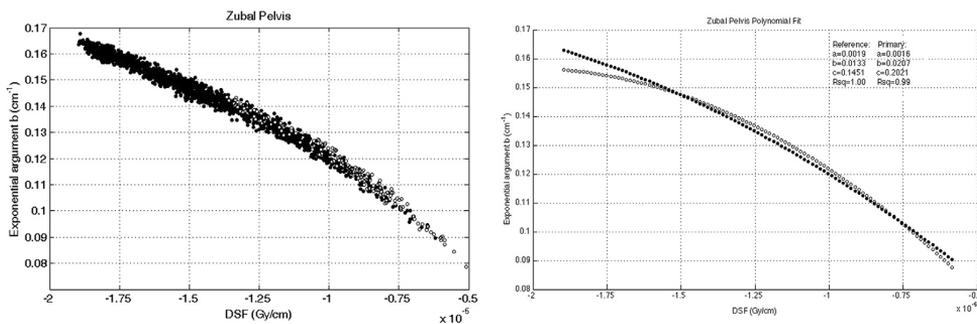


Fig. 5. Calibration curve data and second-degree polynomial fit for the Zubal pelvis phantom. Black dots: pixels inside the primary beam; white dots: reference pixels.

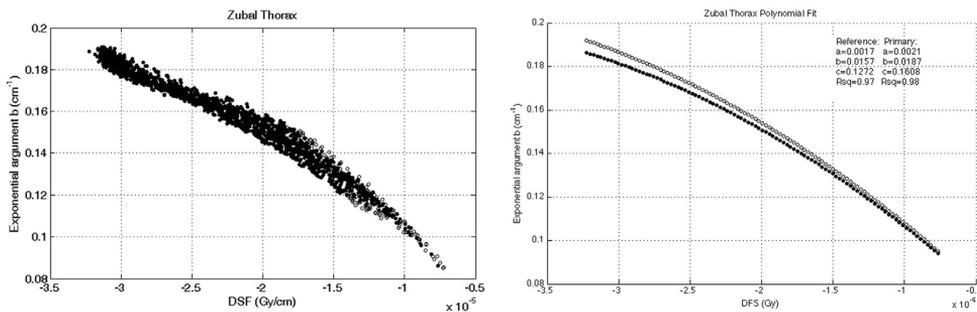


Fig. 6. Calibration curve data and second-degree polynomial fit for the Zubal thorax phantom. Black dots: pixels inside the primary beam; white dots: reference pixels.

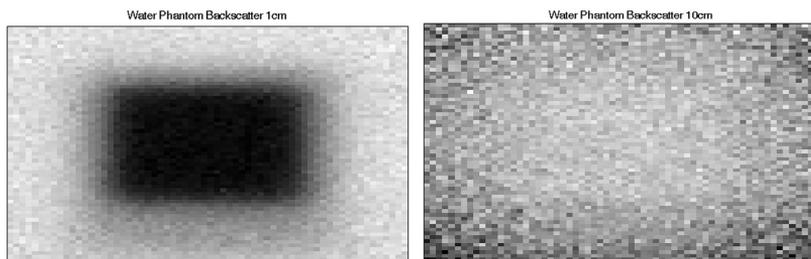


Fig. 7. Effect of the radiation backscattered into the transmission chamber by the imaging detector when a water phantom is irradiated with a 20 cm x 20 cm field size. Left panel: transmission chamber at 1 cm from the imaging detector; right panel: transmission chamber at 10 cm from the imaging detector.

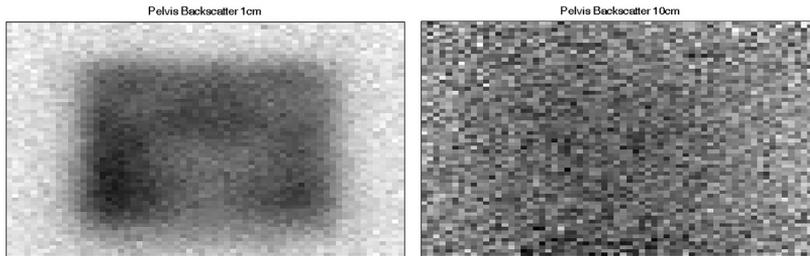


Fig. 8. Effect of the radiation backscattered into the transmission chamber by the imaging detector when the Zubal pelvis phantom is irradiated. Left panel: transmission chamber at 1 cm from the imaging detector; right panel: transmission chamber at 10 cm from the imaging detector.

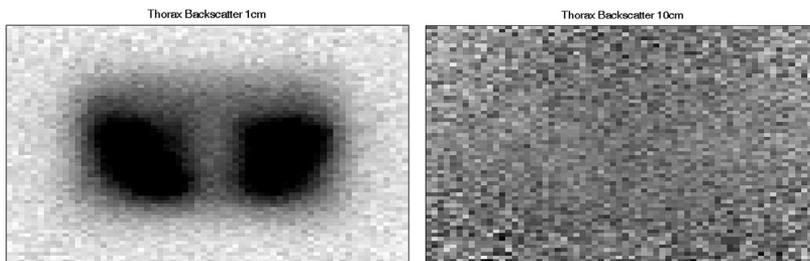


Fig. 9. Radiation backscattered into the transmission chamber by the imaging detector when the Zubal thorax phantom is irradiated. Left panel: transmission chamber at 1 cm from the imaging detector; right panel: transmission chamber at 10 cm from the imaging detector.

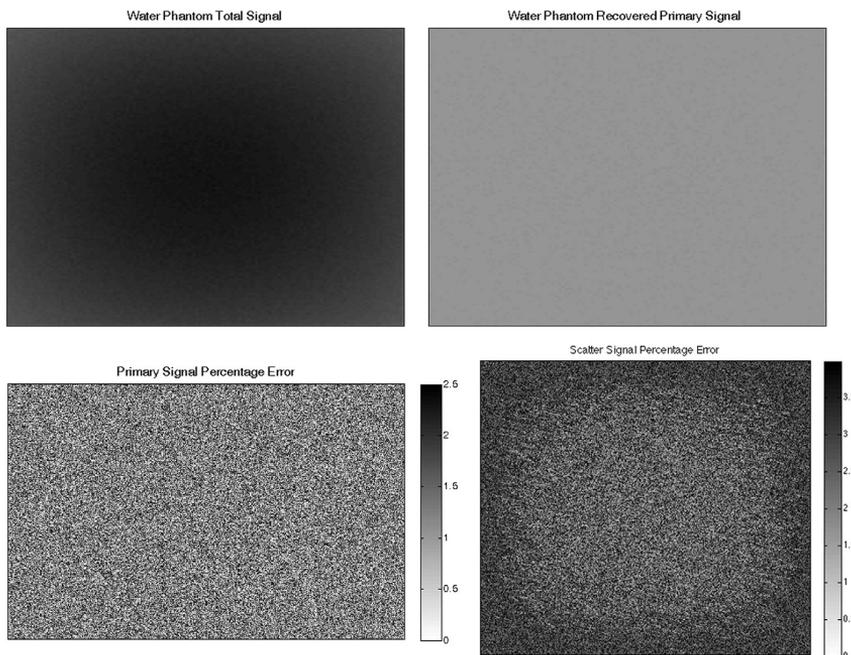


Fig. 10. Upper panel: total signal in the imaging detector and primary signal recovered combining data from imaging and transmission detectors; lower panel: pixel-to-pixel percentage error for the primary as well as the scatter signal, according to Eq. (6).

by PENELOPE, the primary signal recovered with the aid of the transmission detector and the algorithm described above and the pixel-to-pixel percentage difference between the recovered and PENELOPE-calculated primary and scatter signals, as calculated with Eq. (6).

For the test case involving the water phantom, shown in Fig. 10, the total signal shows the characteristic darkening in the central area of the projection due to the presence of the scattered-radiation. For this particular case, the agreement between the measurement method

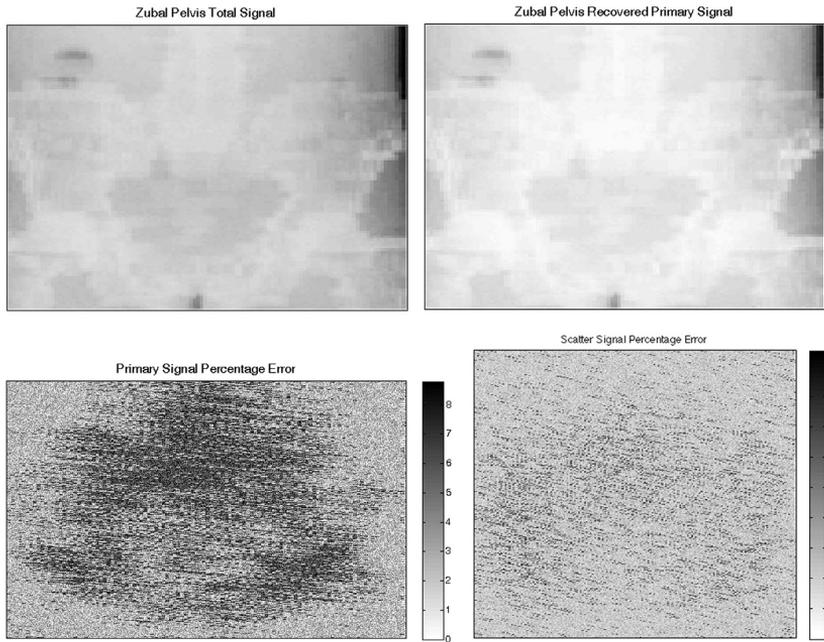


Fig. 11. Upper panels: Original and scatter-corrected images of the Zupal pelvis phantom; lower panels: percentage error for both the primary and scatter components.

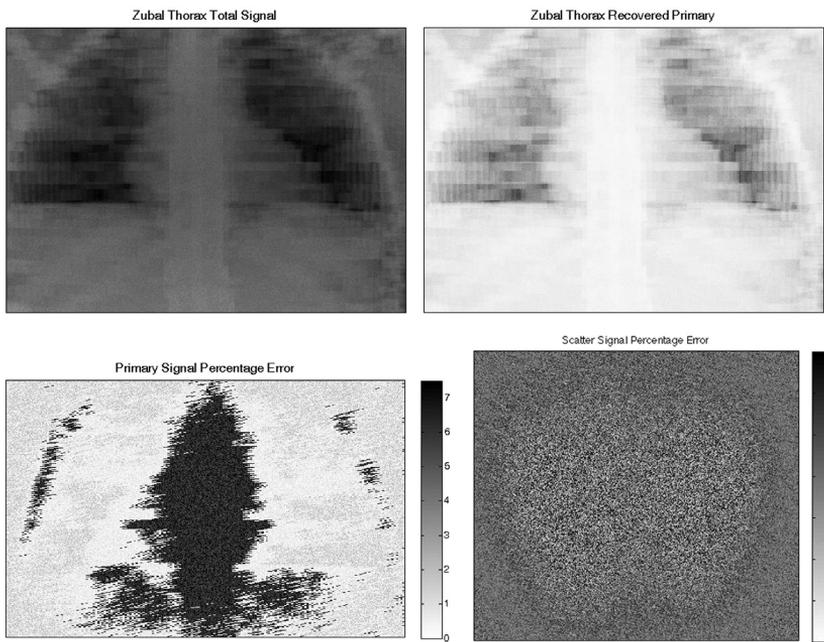


Fig. 12. Upper panels: total signal and corrected image of the Zupal thorax phantom; lower panels: percentage error for both the primary and scatter components.

proposed in this work and the Monte Carlo calculated primary signal is excellent, as shown in the rightmost panel of Fig. 10, with the largest disagreements being in the order of 2.5%.

Both the Zupal pelvis and thorax phantoms, shown in Figs. 11 and 12 respectively, also show very good agreement between the calculated

and recovered primary signals, although for both of these test cases the largest percentage errors now increase to 8%. From the rightmost panel in each of these figures it is clear that the largest discrepancies in the primary signal occur in regions that contain high-density structures, such as bone and that in regions with soft or lung tissue the

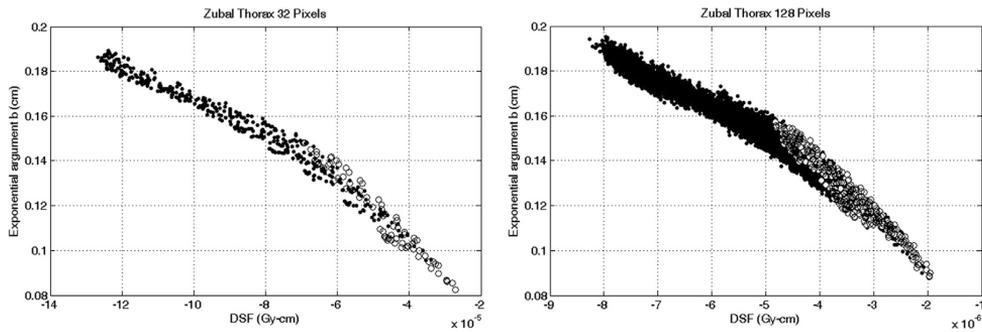


Fig. 13. Scatter calibration curve for the thorax phantom at two resolutions. Black dots: pixels inside the primary beam; white dots: reference pixels.

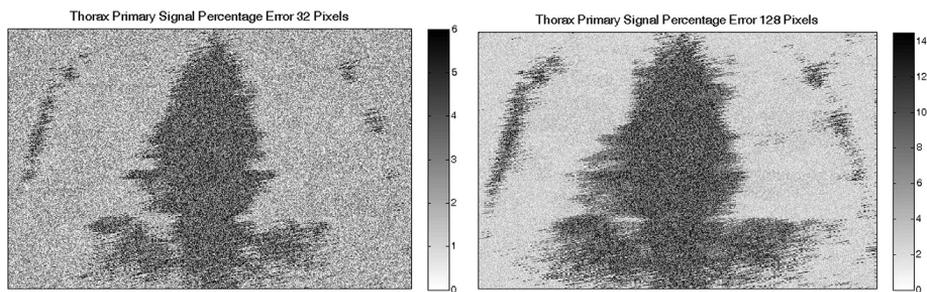


Fig. 14. Percentage error in the primary signal recovered at two different detector resolutions.

discrepancies are in the order of 2–3% just as in the water phantom test case. We believe this to be the result of statistical noise in our Monte Carlo simulations, which increases for those pixels directly under the shadow of bony structures, as bone is highly efficient in attenuating kilovoltage x-rays through the photoelectric effect. This is evident in the left panel of Figs. 4–6, that show the scatter calibration curves for the three test objects: the calibration curve for the water phantom, Fig. 4, is less noisy than the curves for the thorax and pelvis phantoms, shown in Figs. 5 and 6 respectively, which both show more dispersion at any given value of the DSF.

One way to reduce the statistical uncertainty is simply by increasing the number of simulated histories. In our case, as the simulations were already taking at least 12 days of CPU time this was not a reasonable strategy, as in order to decrease the statistical uncertainty by half we would have had to increase the simulations time by a factor of four. But in order to prove that the discrepancy observed is due to statistical noise we recalculated the scatter calibration curve for the thorax phantom using the same number of histories as before but this time using 32 and 128 pixels in both the transmission and imaging detectors. By increasing and reducing the size of each pixel, the net fluence passing through each of them is also increased and reduced, respectively, which in turn results in changes in the statistical uncertainty of the calculated data. Fig. 13 shows a side-by-side comparison of the scatter calibration curves, showing that the data with the highest resolution, and therefore the higher statistical uncertainty, is noisier.

Fig. 14 shows the percentage error in the primary signal recovered, as calculated with Eq. (6), and it is clear from this figure that the data with the higher resolution, and therefore the higher statistical uncertainty, has the highest error in the primary signal recovered. It is worth pointing out that the largest impact is seen in those pixels shaded by the bony structures, the pixels that already had a high uncertainty due to the absorption taking place in bone, whereas the effect on the remaining pixels, while present as can be seen by comparing the scales

in both panels of Fig. 14, is much more moderate.

We conclude, therefore, that the fact that the errors are larger for those pixels with less signal is not a shortcoming of the measurement process here proposed, but rather the result of the statistical uncertainties present in our data. This however, is something that needs to be taken into account when, and if, this method is implemented.

A method sharing some features with ours was proposed 30 years ago (Boone, 1986), although the two projections in that work were obtained using the same imaging detector, which had to be positioned at two different distances from the x-ray source. We believe that the mixed results obtained by the author are the consequence of the nature of his scatter model, which did not delve into the physics of the scatter radiation propagation. We have shown in this work how this propagation of the scattered radiation in radial geometries can be accurately modeled by means of a simple exponential function, and have also shown how to determine the exponential argument by gathering data from a set of pixels outside of the primary beam, combining readings from a transmission chamber and the imaging detector itself. Finally, we have shown that a resolution in the transmission detector of 64 pixels over an area of 40 cm × 40 cm is enough to produce accurate scatter measurement. At our laboratory, we have built a prototype of such a pixelated transmission chamber and its initial characterization and performance will be reported in a separate paper.

#### 4. Conclusions

We have developed a model for the propagation of the scattered radiation transmitted through an imaged object along radial lines emanating from the primary source. We have also shown how this model and a pixelated transmission chamber coupled to an imaging detector can be used to accurately measure the amount of the scatter component of the beam impinging on said imaging detector. The characteristics of the radiation backscattered from the imaging detector into the pixe-

lated transmission chamber have been calculated and based on this a minimum distance between both the transmission and imaging detectors of 10 cm was determined.

### Acknowledgments

I. E. C-U would like to acknowledge the National Council for Science and Technology (CONACyT, México) for a doctoral scholarship.

### References

- Boone, J.M., 1986. Scatter correction algorithm for digitally acquired radiographs: theory and results. *Med. Phys.* 13, 319–328.
- Bootsma, G.J., Verhaegen, F., Jaffray, D.A., 2015. Efficient scatter distribution estimation and correction in CBCT using concurrent Monte Carlo fitting. *Med. Phys.* 42, 54–68.
- Gao, H., Fahrig, R., Bennett, N.R., Sun, M., Star-Lack, J., Zhu, L., 2010. Scatter correction method for x-ray CT using primary modulation: phantom studies. *Med. Phys.* 37, 934–946.
- Ren, L., Yin, F., Chetty, I., Jaffray, D.A., Jin, J., 2012. Feasibility study of a synchronized-moving grid (SMOG) system to improve image quality in cone-beam computed tomography (CBCT). *Med. Phys.* 39, 5099–5110.
- Rührschopf, E.P., Klingensbeck, K., 2011a. A general framework and review of scatter correction methods in x-ray cone-beam computerized tomography. Part 1: Scatter estimation approaches. *Med. Phys.* 38, 4296–4311.
- Rührschopf, E.P., Klingensbeck, K., 2011b. A general framework and review of scatter correction methods in x-ray cone-beam computerized tomography: Part 2: Scatter compensation approaches. *Med. Phys.* 38, 5186–5199.
- Salvat F., Fernández-Varea J., Sempau J., 2006. PENELOPE-2006: a Code System for Monte Carlo Simulations of Electron and Photon Transport Nuclear Energy Agency (OECD) Workshop Proceedings July 2006 Barcelona, Spain.
- Sempau J., 2006. PENEASY, a structured main program from PENELOPE. Freely available from <<http://www.upc.es/inte/downloads/penEasy.htm>> v.2006-06-01 ed. Barcelona.
- Siewerdsen, J.H., Moseley, D.J., Bakhtiar, B., Richard, S., Jaffray, D.A., 2004. The influence of antiscatter grids on soft-tissue detectability in cone-beam computed tomography with flat panel detectors. *Med. Phys.* 31, 3506–3520.
- Siewerdsen, J.H., Jaffray, D.A., 2001. Cone-beam computed tomography with a flat-panel imager: magnitude and effects of x-ray scatter. *Med. Phys.* 28, 220–231.
- Sorenson, A., Floch, J., 1985. Scatter rejection by airgaps: an empirical model. *Med. Phys.* 12, 308–316.
- Zubal, I.G., Harrell, C.R., Smith, E.O., Rattner, Z., Gini, G., Hoffer, P.B., 1994. Computerized three-dimensional segmented human anatomy. *Med. Phys.* 21, 299–302.