



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

"SIMULACION MONTE CARLO DE UN SISTEMA
DE TOMOGRAFIA POR EMISION DE FOTON
UNICO"

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A :

JOSE MANUEL LARRAGA GUTIERREZ



FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM

DIRECTOR DE TESIS: DR. ARNULFO MARTINEZ DAVALOS

MEXICO, D.F.



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

2002



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. EN C. ELENA DE OTEYZA DE OTEYZA

Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:

"Simulación Monte Carlo de un sistema de tomografía por
emisión de fotón único"

realizado por José Manuel Lárraga Gutiérrez

con número de cuenta 9455685-6, quién cubrió los créditos de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

DR. ARNULFO MARTINEZ DAVALOS

Propietario

DR. CARLOS MARTINEZ-DUNCKER RAMIREZ

Propietario

DR. JOSE ALEJANDRO AYALA MERCADO

Suplente

DRA. MERCEDES RODRIGUEZ VILLAFUERTE

Suplente

M. EN C. PATRICIA RAQUEL AVILES MANDUJANO

Consejo Departamental de Física




DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura de CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Agradecimientos

A mi madre por su amor y apoyo incondicional
A mi tía Yolanda por apoyarme en los inicios de mi carrera
A mi tío Carlos, sin querer me motivo para estudiar una carrera científica

A mi asesor Dr. Arnulfo Martínez Dávalos por su paciencia
A la Dra. Mercedes Rodríguez Villafuerte, cuyos atinados consejos me ayudaron a finalizar esta tesis

A la Universidad Nacional Autónoma de México por brindarme esta oportunidad de oro, una educación superior que no tiene igual

Al los proyectos DGAPA-101599 y Conacyt 34526-E

Contenido

Introducción	1
1 Interacción de radiación con materia	3
§1.1 Interacción de rayos gamma	4
§1.1.1 Efecto fotoeléctrico	5
§1.1.2 Dispersión Compton	7
§1.1.3 Producción de Pares	9
§1.2 Coeficiente total de atenuación	10
§1.3 Transporte de electrones	11
2 Medicina Nuclear	13
§2.1 Cámara Anger	14
§2.1.1 Colimador	14
§2.1.2 Cristal centelleador	16
§2.1.3 Tubos fotomultiplicadores	17
§2.1.4 Almacenamiento y despliegue de las imágenes	17
§2.2 Formación de imágenes planas	18
§2.3 Tomografía en medicina nuclear	19
§2.3.1 Adquisición de las proyecciones	20
§2.3.2 Reconstrucción tomográfica	20
3 Métodos de Monte Carlo	23
§3.1 Simulaciones estadísticas	23

§3.1.1	Transporte de radiación en materia	24
§3.2	PENELOPE	24
§3.2.1	Transporte de fotones	25
§3.2.2	Transporte de electrones	26
§3.2.3	Geometría: PENGEOM	27
4	Características físicas de la cámara Anger	29
§4.1	Colimador	29
§4.1.1	Respuesta del colimador a una fuente puntual: PSF	31
§4.1.2	Respuesta geométrica	31
§4.1.3	Simulación de la respuesta del colimador a una fuente puntual	32
§4.2	Crystal	36
§4.2.1	Eficiencia cuántica de detección	37
§4.2.2	Resolución en energía	38
§4.2.3	Simulación de la respuesta del cristal a una fuente puntual	40
5	Simulación de un sistema SPECT	45
§5.1	Transporte de radiación en el maniquí	45
§5.2	Proyecciones tomográficas	46
§5.3	Efecto del colimador	49
§5.4	Efecto del cristal	52
§5.5	Proyecciones y reconstrucciones tomográficas de distintos maniqués	53
§5.5.1	Maniquí con una fuente cilíndrica uniformemente distribuida	54
§5.5.2	Maniquí con una distribución no centrada	55
§5.5.3	Módulo del maniquí de Jaszczak para lesiones hipercaptantes	57
§5.6	Conclusiones	61

Introducción

El desarrollo de los códigos de simulación Monte Carlo del transporte de radiación en materia ha permitido explorar nuevos métodos para optimizar el diseño de sistemas de adquisición de imágenes en medicina nuclear así como mejorar la información cualitativa y cuantitativa de las imágenes que se obtienen con esta técnica. Esto es relevante, dado que existen muchos factores que degradan la información de una imagen de medicina nuclear, tales como las propiedades físicas de los detectores, la atenuación y dispersión de la radiación, y los algoritmos de reconstrucción tomográfica que se emplean [Zaidi, 1999].

Las principales áreas en medicina nuclear en las que se aplican las simulaciones Monte Carlo con mayor éxito son: diseño de detectores y colimadores, técnicas para corrección de imágenes, dosimetría interna y desarrollo de nuevos algoritmos de reconstrucción [Andreo, 1991; Zaidi, 1999].

El objetivo de este trabajo es desarrollar una simulación Monte Carlo de una gammacámara tipo SPECT que tome en cuenta todos los procesos físicos que están involucrados en la formación de la imagen para su uso posterior en el desarrollo de técnicas de corrección de la imagen por atenuación y dispersión de la radiación.

En el Capítulo 1 se describen los mecanismos de la interacción de los rayos gamma con la materia con el fin de entender los procesos físicos que llevan a la formación de la imagen en medicina nuclear. En el Capítulo 2 se da una breve introducción a la técnica de medicina nuclear y se describen los principios básicos del funcionamiento de una gammacámara. El capítulo 3 es una introducción a las técnicas de simulación Monte

Carlo y se describe el código que se empleó en este trabajo para llevar a cabo el transporte de radiación en materia. En el capítulo 4 se describen las características físicas de la gammacámara y se dan las bases para su simulación. Finalmente en el capítulo 5 se muestran los resultados de las simulaciones de varios maniqués para mostrar la viabilidad de la simulación de la gammacámara en la simulación de imágenes de medicina nuclear. En el mismo capítulo se incluyen las conclusiones del presente trabajo.

CAPÍTULO 1

Interacción de radiación con materia

La operación de cualquier detector de radiación depende básicamente de la manera en que la radiación a ser detectada interactúa con el material del detector mismo. Una comprensión de la respuesta de un tipo específico de detector debe basarse en el conocimiento de los mecanismos por los cuales la radiación ionizante interactúa y pierde su energía en la materia [Attix, 1986; Knoll, 1989].

La radiación ionizante son partículas o radiación electromagnética (fotones) que producen ionización o excitación de los átomos de la materia con la que interactúan. Una manera de clasificarla consiste en reconocer tres fuentes básicas de radiación ionizante, estas son: átomos, núcleo o partículas fundamentales. Una clasificación alternativa es clasificándolas a partir de las interacciones con la materia, sobre esta base existen dos tipos de radiación ionizante, partículas cargadas (e^- , e^+ , p , etc.), la que se conoce como radiación directamente ionizante y partículas no cargadas: neutrones y fotones (rayos-X y rayos gamma), a la que se le llama radiación indirectamente ionizante, pues las partículas cargadas que resultan de la interacción con la materia son las que finalmente ionizan o excitan los átomos del medio.

Las partículas cargadas y los fotones interactúan principalmente con electrones atómicos del medio, estas son capaces de ionizar los átomos si la energía de cada partícula o fotón es mayor al *potencial de ionización*, es decir, la energía necesaria para que un electrón atómico pueda ser arrancado del átomo, que es del orden de 4 a 25 eV [Attix, 1986]. En

cambio, los neutrones interactúan con los núcleos de los átomos, los cuales son rotos en fragmentos los que a su vez contribuyen a ionizar la materia.

Debido a nuestro interés en la medicina nuclear, las radiaciones ionizantes que nos interesan son los fotones, en particular los rayos gamma. A continuación se presentan los mecanismos de interacción de los rayos gamma con la materia.

§1.1 Interacción de rayos gamma

Los rayos gamma son radiación electromagnética, es decir, fotones que tienen la habilidad de ionizar un átomo mediante la interacción con los electrones atómicos. Los rayos gamma se originan en estados excitados del núcleo atómico, esto es, con una energía mayor a la de su estado base. Si el estado excitado tiene una vida media larga¹, entonces nos referimos a un *estado metaestable* del núcleo; tales núcleos se denotan con un superíndice "m", por ejemplo, ^{99m}Tc, tecnecio-99 metaestable, que tiene una vida media de 6.02 hrs. En general el proceso de decaimiento gamma puede representarse como,



Los mecanismos por los cuales los rayos gamma interactúan con la materia son muy diversos; entre ellos se encuentran los siguientes de mayor relevancia, para el intervalo de energías utilizado en medicina nuclear:

- Absorción fotoeléctrica
- Dispersión Compton
- Producción de pares

Todos estos procesos involucran la transferencia completa o parcial de energía del fotón al medio. Además, estas interacciones resultan en cambios abruptos en la trayectoria del rayo gamma, de tal manera que el fotón puede desaparecer completamente o ser dispersado. Este comportamiento es distinto al de las partículas cargadas, las cuales pierden su energía gradualmente mediante interacciones coulombianas de corto y largo alcance.

Sin precisar con detalle los tipos de interacción que pueden ocurrir cuando los fotones interactúan con la materia, se puede describir a nivel macroscópico el comportamiento de

¹La vida media se considera como el tiempo que le toma a una muestra de isótopo radiactivo en disminuir su población a la mitad

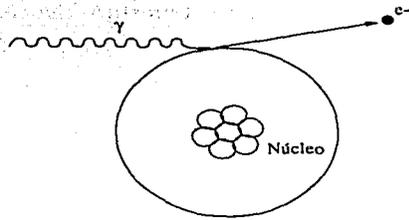


Figura 1.1: Efecto fotoeléctrico. Un fotón interactúa con un electrón ligado a un átomo. El fotón transfiere toda su energía al electrón.

un haz de fotones monoenergéticos con intensidad I_0 cuando atraviesa un material con grosor x a partir de la siguiente expresión,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.2)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación lineal, que depende del tipo de material y de la energía de los fotones del haz. Si dividimos μ entre la densidad del medio ρ , entonces hablamos, del *coeficiente másico de atenuación lineal*, μ/ρ , que tiene unidades de cm^2/g . La expresión 1.2 se conoce como ley de atenuación exponencial. El coeficiente de atenuación lineal se puede interpretar como la probabilidad de que un fotón interactúe en el material, sin importar el tipo de interacción. A continuación describiremos los mecanismos de interacción más relevantes entre los rayos- γ y la materia.

§1.1.1 Efecto fotoeléctrico

En el efecto fotoeléctrico, un rayo gamma incidente interactúa con un electrón ligado a un átomo del medio dando como resultado la transferencia de toda la energía del fotón, Fig. 1.1. En su lugar aparece un electrón, llamado *fotoelectrón*. El fotón desaparece totalmente y la energía cinética transferida al electrón es,

$$T_{e^-} = h\nu - E_b \quad (1.3)$$

donde E_b representa la energía de ligadura del electrón en su capa. Para energías de los rayos gamma mayores a unos cuantos cientos de keV, el fotoelectrón se lleva la mayor parte de la energía original del fotón.

La interacción fotoeléctrica crea un átomo ionizado con una vacancia en una de sus capas. Esta vacancia es rápidamente llenada a través de la captura de un electrón libre del

medio o a través de un reordenamiento de su estructura electrónica, por lo que uno o más rayos-X característicos son generados. Alternativamente se pueden producir electrones Auger.

El mecanismo de interacción que predomina para fotones de baja energía (decenas a cientos de keV) es el efecto fotoeléctrico; este proceso es acentuado por materiales con un gran número atómico Z . No existe una expresión analítica para describir la probabilidad de que ocurra una absorción fotoeléctrica por cada átomo sobre todos los intervalos de E_γ y Z , donde E_γ es la energía del fotón, sin embargo existe una expresión aproximada,

$$\frac{\tau}{\rho} \cong \text{Const.} \times \frac{Z^n}{E_\gamma^3} \quad (1.4)$$

donde el exponente n varía entre 4 y 5 sobre la región de energía de interés [Attix, 1986]. Esta dependencia tan marcada de la probabilidad de absorción fotoeléctrica con respecto al número atómico Z del material, es la razón primaria para que en los materiales con una Z grande predomine la absorción fotoeléctrica, como por ejemplo en plomo.

La absorción fotoeléctrica es un proceso ideal para medir la energía de la radiación gamma incidente, pues la energía cinética de los electrones secundarios prácticamente es igual a la energía de los rayos gamma involucrados. Bajo esta consideración la distribución de la energía cinética de los fotoelectrones para una serie de absorciones fotoeléctricas deberá ser una función delta de Dirac, como se muestra en la Fig. 1.2. El pico aparecerá en el valor correspondiente a la energía de los rayos gamma incidentes, si estos son monoenergéticos; en el caso contrario nos encontraremos con una serie de picos a las distintas energías.

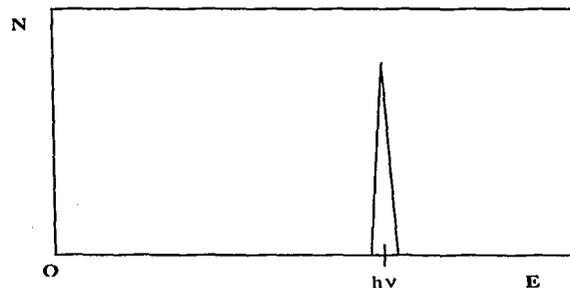


Figura 1.2: Figura esquemática que muestra la distribución de los fotoelectrones como función de la energía, para fotones monoenergéticos.

§1.1.2 Dispersión Compton

En la dispersión Compton el rayo gamma interactúa con un electrón del medio, el cual se considera que está en reposo, este es dispersado a un ángulo θ con respecto a su dirección original, el fotón transfiere una porción de su energía al electrón (se asume que el electrón está en reposo). Debido a que todos los ángulos de dispersión son posibles, la energía transferida al electrón puede variar de cero a una fracción muy grande de la energía de los rayos gamma.

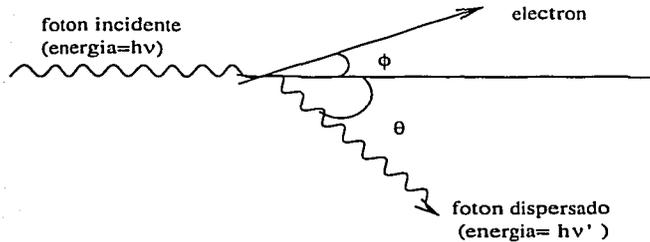


Figura 1.3: Proceso de interacción Compton. El fotón incidente es dispersado a un ángulo θ , el electrón se lleva parte de la energía original del fotón.

La expresión que relaciona la energía que se transfiere y el ángulo de dispersión para una interacción dada puede derivarse mediante la solución simultánea de las leyes de conservación de la energía y momento lineal. A partir de esto se encuentra que,

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.5)$$

donde $m_0 c^2$ es la energía en reposo del electrón (0.511 MeV). Como consecuencia de la ecuación (1.5) tenemos que la expresión analítica para la energía cinética del electrón es,

$$E \approx E_{\gamma} - E'_{\gamma} = E_{\gamma} \left[\frac{\frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right] \quad (1.6)$$

Para ángulos de dispersión pequeños se transfiere muy poca energía, algo de la energía original es retenida por el fotón, hasta en el caso extremo cuando $\theta = \pi$, por lo cual la ecuación (1.5) se puede aproximar mediante la expresión,

$$E'_{\gamma}(\theta = \pi) \approx \frac{E_{\gamma}}{1 + 4E_{\gamma}} \quad (1.7)$$

siempre y cuando expresemos la energía en MeVs. Se puede observar de la ec. 1.7 que

para valores de la energía mayores a 1 MeV, el valor de la energía para el fotón dispersado E'_γ tiende a un valor constante de 0.25 MeV, esto es, 250 keV.

La probabilidad de que se lleve a cabo una dispersión Compton por átomo del material depende del número de electrones disponibles como blanco, por lo que la dependencia es lineal con Z , esto es,

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{N_A Z}{A} e\sigma \quad (1.8)$$

donde N_A es el número de Avogadro ($6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), A es el peso molecular del material y $e\sigma$ es la probabilidad de interacción por electrón en el medio. Como la interacción Compton se efectúa solo con electrones libres, esto es, $E_b \approx 0$, $e\sigma$ es independiente del número atómico Z [Attix, 1986].

En circunstancias normales, todos los ángulos de dispersión son posibles, por lo que la energía que se puede transferir al electrón se describe como un continuo dentro de un rango de 0 eV hasta el máximo predicho por la ec. 1.6.

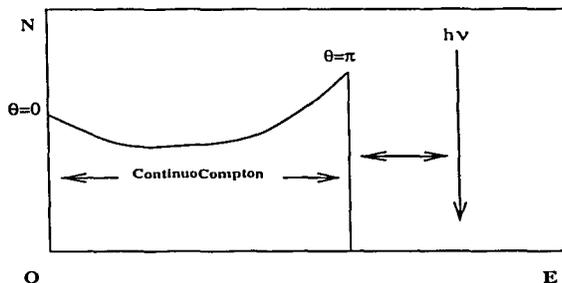


Figura 1.4: Figura esquemática que muestra la distribución de los electrones como función de la energía.

La diferencia entre la energía máxima del electrón dispersado y la energía del rayo gamma incidente es,

$$E_c \equiv E_\gamma - E|_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \quad (1.9)$$

En el límite cuando la energía del rayo gamma es grande, esto es, $E_\gamma \gg m_0c^2/2$, esta energía tiende a un valor constante dado por,

$$E_c \equiv \frac{m_0 c^2}{2} = 0.256 \text{ MeV} \quad (1.10)$$

§1.1.3 Producción de Pares

La producción de pares toma lugar en las cercanías del campo coulombiano del núcleo. En esta interacción el fotón desaparece y es remplazado por un par electrón-positrón. Por lo anterior, es requisito que la energía del fotón sea mayor o igual a 1.022 MeV para que la interacción tome lugar, entre mayor sea la energía mayor es la probabilidad de que ocurra. Todo el exceso de energía que haya tenido el fotón por arriba de los 1.022 MeV se convierte en energía cinética compartida por el par, de acuerdo con la ley de conservación de la energía, la energía cinética del electrón y del positrón va a estar determinada por la relación,

$$T_{e^-} + T_{e^+} = h\nu - 2m_0 c^2 \quad (1.11)$$

Para energías típicas, ambos el electrón y el positrón viajan unos pocos milímetros en el medio antes de ser absorbidos.

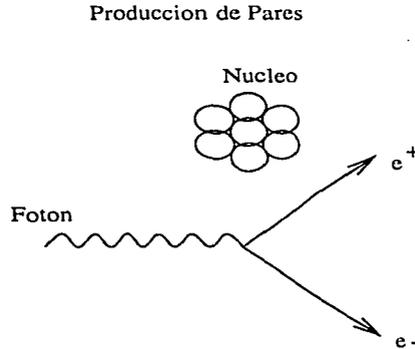


Figura 1.5: El proceso de producción de pares involucra al campo coulombiano del núcleo y a un fotón con energía mayor o igual a 1.022 MeV.

Una vez que la energía cinética del positrón es suficientemente baja, del orden de la energía térmica de los electrones en el material, el positrón se aniquila con un electrón del medio. En este punto desaparece y deja en su lugar dos *rayos gamma de aniquilación* cuya energía es de $m_0 c^2$ (0.511 MeV) cada uno. El tiempo que requiere el positrón para desaparecer es muy corto, así que la radiación de aniquilación aparece casi donde se ori-

ginó la producción de pares.

No existe una expresión sencilla para encontrar la probabilidad de producción de pares por núcleo del material, pero su magnitud varía aproximadamente con el cuadrado del número atómico del material, esto es,

$$\frac{\kappa}{\rho} = \frac{N_A}{A} {}_a\kappa \quad (1.12)$$

donde ${}_a\kappa$ es la probabilidad de interacción por átomo, el cual depende de Z^2 [Attix, 1986].

Como mencionamos anteriormente, los responsables de que se deposite energía en el material son los electrones, que son liberados en el medio debido a uno de los mecanismos anteriores.

§1.2 Coeficiente total de atenuación

El coeficiente total de atenuación lineal para rayos- γ es la suma de todas las probabilidades para cada uno de los fenómenos que hemos descrito, esto es,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad (1.13)$$

donde τ/ρ es la contribución del efecto fotoeléctrico, σ/ρ es la del efecto Compton, y κ/ρ es la de producción de pares. La Fig. 1.6 muestra los mecanismos de interacción de los rayos- γ como función de la energía E_γ de la radiación incidente y del número atómico Z .

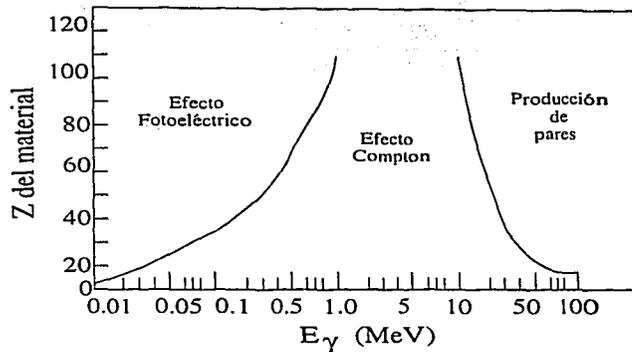


Figura 1.6: Importancia relativa de los principales mecanismos de interacción de los rayos- γ con la materia como función de Z y de la energía de los fotones incidentes E_γ [Attix, 1986].

§1.3 Transporte de electrones

Los electrones son partículas fundamentales (no están constituidos por ninguna otra partícula) con una masa de 9.1×10^{-31} kg y una carga de 1.602×10^{-19} C. Desde el punto de vista de la detección de la radiación, las interacciones más importantes de las partículas cargadas son las de tipo coulombiano.

Los estudios de la interacción de los electrones con la materia y en general el de partículas cargadas están basados en dos parámetros. Uno de estos es el alcance, el cual determina que tan lejos llegará la partícula dentro del material a una energía determinada, y el otro parámetro es la cantidad de energía depositada o el número de pares de iones que produce por unidad de longitud. Algunas definiciones usadas para medir este parámetro son:

Poder de frenado Es la pérdida de energía por unidad de longitud medida en línea recta, i.e., $S = -dT/dx$. Sus unidades son keVcm^{-1}

Dosis Energía depositada por unidad de masa $D = dE/dm$

Ionización específica Número de pares de iones producidos por unidad de longitud dN/dx

La expresión clásica que define la pérdida de energía se conoce como fórmula de Bethe,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^4 Z^2}{m_0 v^2} N B \quad (1.14)$$

donde,

$$B = Z \left[\ln \left(\frac{2m_0 v^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

En esta expresión v es la velocidad de la partícula, N y Z son la densidad y el número atómico del material, y m_0 es la masa en reposo del electrón. El parámetro I representa la energía promedio de excitación y el potencial de ionización del material. Comúnmente se le trata como un parámetro que se debe determinar experimentalmente para cada material. Podemos observar en la ec. 1.14 que para electrones no relativistas ($v \ll c$), solo el primer término de B es significativo; sin embargo, la fórmula de Bethe falla para electrones de muy baja energía, pues a estas energías existe la probabilidad de que los electrones sean absorbidos por átomos del medio.

CAPÍTULO 2

Medicina Nuclear

La medicina nuclear es una técnica que tiene la característica de usar materiales radiactivos para la visualización y el diagnóstico de enfermedades, y se le define como la rama de la medicina que envuelve todas las posibles aplicaciones de los materiales radiactivos en los procesos de diagnóstico o tratamiento. El objetivo de esta técnica es el de poder determinar la concentración de un radioisótopo en algún órgano en particular del ser humano para evaluar alguna función fisiológica. Las imágenes que se obtienen en medicina nuclear no poseen información anatómica, en comparación con técnicas como la resonancia magnética nuclear (RMN) o la tomografía axial computada (TAC). Sin embargo, la mayor ventaja que tiene la medicina nuclear sobre estos métodos de diagnóstico es la de poder seguir los procesos metabólicos del cuerpo. Por ejemplo, ciertos tipos de cáncer de los huesos no aparecen en una radiografía sino hasta etapas muy avanzadas de la enfermedad; sin embargo un examen de medicina nuclear revela claramente este padecimiento.

Los procesos de diagnóstico se llevan a cabo mediante la administración del material radiactivo al paciente, ya sea por vía oral, por inhalación o por vía intravenosa. Los radioisótopos que se usan comúnmente emiten rayos- γ en el intervalo de energías de 80 a 360 keV. Estos se combinan químicamente con sustancias que intervienen en algún proceso metabólico que involucra a un órgano del cuerpo en particular; esta sustancia se le llama *radiofármaco* o *trazador*. En la Tab. 2.1 se muestra una lista de los radioisótopos más usados en medicina nuclear.

Radionúclido	Vida Media	Energía (keV)
^{99m} Tc	6.02 h	140.5
^{81m} Kr	13.3 s	190.7
¹²³ I	13.0 h	158.9
⁶⁷ Ga	3.26 d	93.3,184.6,300.2
¹¹¹ In	2.83 d	171.3,245.4
²⁰¹ Tl	3.06 d	68.9,70.8,80.2(K Rayos-X)
		135.3,167.4
¹³¹ I	8.04 d	364.4

Tabla 2.1: Varios de los radionúclidos que se emplean con mayor frecuencia en medicina nuclear

El dispositivo que se utiliza para detectar los rayos- γ fue desarrollado en la década de los 50s por Hal Anger [Sorenson, 1987]. Actualmente todos los detectores que se emplean son solo una modificación al dispositivo que desarrolló Anger. A tal dispositivo se le llama cámara Anger o gammacámara.

§2.1 Cámara Anger

La cámara Anger es en esencia un detector de centelleo hecho de un solo cristal de NaI(Tl) (Ioduro de Sodio dopado con Talio) cuyas dimensiones varían dentro de los 20-60 cm de diámetro y 1 cm de espesor. La función del cristal es la de emitir luz cuando es irradiado con fotones del radionúclido. Este cristal está acoplado a un arreglo de fotomultiplicadores (PMTs por sus siglas en inglés), los cuales generan una señal eléctrica cuando un fotón de luz alcanza su superficie. Para aumentar la eficiencia de este proceso es necesario colocar entre el cristal y el arreglo de PMTs una guía de luz, cuyo objetivo es captar la mayor cantidad posible de luz. El número de fotomultiplicadores en el arreglo puede variar entre 30 y 150, dependiendo del tamaño del cristal y de los fotomultiplicadores.

En las siguientes secciones se describen los componentes básicos de la gammacámara (ver Fig. 2.1).

§2.1.1 Colimador

El colimador es un elemento muy importante de la cámara Anger, pues tiene la función de producir una relación geométrica entre la posición de la fuente radiactiva y la posición de aquellos fotones que alcanzan al detector. El colimador proyecta la imagen de la fuente dejando pasar aquellos fotones que tienen una dirección en particular y absorbiendo el

resto. En ausencia del colimador, existiría sobre todo el detector una serie de eventos que no nos proporcionarían ninguna información sobre la distribución de la fuente. Para una absorción adecuada de los rayos- γ es necesario que el material del colimador tenga un número atómico Z y densidad grandes. El material que reúne estas características es el plomo, aunque también en ocasiones se usa el tungsteno. En la §4.1 veremos con mayor detalle las características físicas del colimador, así como el papel que juega en la formación de la imagen.

La colimación que se usa en medicina nuclear es muy ineficiente, pues la mayoría de la radiación útil es absorbida por el colimador, por lo que en general la calidad de las imágenes en medicina nuclear es pobre en comparación con técnicas como la tomografía axial computada o la resonancia magnética [Webb, 1988].

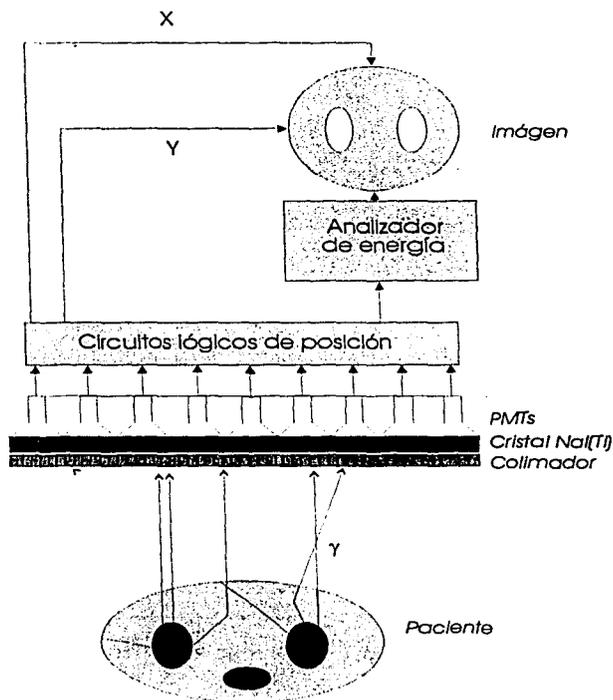


Figura 2.1: Componentes de la cámara Anger.

Existen cuatro tipos de colimadores: *pinhole*, *hoyos paralelos*, *divergente* y *convergente*. Cada tipo de colimador tiene como finalidad la de producir un efecto óptico sobre la fuente. Los colimadores tipo *pinhole* y los convergentes amplifican la imagen del objeto; el de hoyos paralelos no distorsiona la imagen del objeto y el divergente reduce las dimensiones del objeto en la imagen. El colimador que se usa con mayor frecuencia en la práctica es el de hoyos paralelos; sin embargo, si se quiere obtener imágenes de órganos pequeños como la tiroides o la vesícula biliar, el colimador más adecuado es el convergente o *pinhole* [Sorenson, 1987].

§2.1.2 Cristal centelleador

El cristal de centelleo se encarga de transformar la energía de los rayos- γ en luz. La luz se produce gracias a que la radiación ionizante deja algunos electrones atómicos en estados excitados de energía los cuales tienden a decaer emitiendo así fotones de luz visible o ultravioleta. Un detector de centelleo ideal debe tener las siguientes características:

- Debe convertir la energía cinética de las partículas cargadas en luz visible con una gran eficiencia
- Dicha conversión debe ser lineal
- El medio debe ser transparente a su propia luz
- El tiempo de decaimiento de la luminiscencia del material debe ser muy corto
- El material debe ser de buena calidad óptica, además de que se pueda manipular para su manufactura
- El índice de refracción del material debe ser aproximadamente igual al del vidrio (1.5)

Ningún material tiene todas las características antes mencionadas, pero la elección de un buen detector de centelleo esta relacionada con estas características. Los detectores de centelleo pueden dividirse en dos clases: orgánicos e inorgánicos. En medicina nuclear se utilizan los detectores de centelleo inorgánicos [Attix, 1986; Knoll, 1989].

§2.1.3 Tubos fotomultiplicadores

Los tubos fotomultiplicadores tienen como finalidad convertir la pequeña señal luminosa de los fotones del cristal en un señal eléctrica susceptible de ser medida. La estructura de un tubo fotomultiplicador consiste en un fotocátodo, de una serie de dínodos (los cuales tienen la finalidad de aumentar la población de los fotoelectrones) y de un ánodo cuya propósito es el de recolectarlos.

Los fotones de luz que vienen del cristal de centelleo alcanzan el fotocátodo, el cual gracias a interacciones de tipo fotoeléctrico libera electrones de su superficie. La energía típica de un fotón de luz es de alrededor de 3 eV, por lo que es necesario que la función de trabajo del material del fotocátodo sea menor a este valor para que los electrones puedan abandonar su superficie. Por esta razón se elige CsSb u otro material bialcalino [Sorenson, 1987; Webb, 1988] tanto para el fotocátodo como para los dínodos.

Los fotoelectrones liberados son enfocados vía un potencial eléctrico hacia los dínodos los cuales a su vez liberan de 3 a 6 electrones por fotoelectrón. El proceso es repetido dínodo por dínodo hasta que finalmente los electrones son recolectados por el ánodo. Dependiendo de la cantidad de dínodos que tenga el fotomultiplicador y de los potenciales eléctricos que se estén manejando se pueden lograr factores de multiplicación del orden de 6^{10} . Las diferencias de voltaje entre cada dínodo pueden alcanzar los 100 V para un total de 1200 V aproximadamente para todo el fotomultiplicador. Esto da como resultado que un pequeña cantidad de luz produzca una corriente relativamente grande. Se puede establecer una proporción entre la magnitud de la corriente y la luz producida en el cristal y por ende se establece una proporción con la energía del rayo- γ .

En medicina nuclear, dependiendo del tamaño del cristal centelleador, se hacen arreglos, comúnmente hexagonales, de fotomultiplicadores de hasta 150 tubos. Como veremos en la sección §2.2 la función de los PMTs es la de establecer las coordenadas X y Y para formar la imagen de la distribución de la fuente.

§2.1.4 Almacenamiento y despliegue de las imágenes

En sus orígenes las imágenes de medicina nuclear se veían directamente mediante un monitor o tubo de rayos catódicos (CRT), y se almacenaban con una cámara fotográfica acoplada al monitor, o en cintas magnéticas. En la actualidad los datos se pueden almacenar en los discos duros de las computadoras dedicadas al despliegue y al análisis de

las imágenes obtenidas por la gammacámara. Este método tiene la ventaja de permitir el procesamiento digital de las imágenes, y facilitar la transmisión de datos a sistemas remotos, lo cual forma la base de la teléterapia. En los dispositivos modernos de medicina nuclear las imágenes son almacenadas en matrices de 64×64 , 128×128 o 256×256 pixeles, para su análisis posterior.

§2.2 Formación de imágenes planas

La imagen se forma a través de la localización espacial de los fotones de luz que se producen en el cristal. La señal de los PMTs se analiza para obtener las coordenadas X y Y de cada evento. En la Fig. 2.2 se muestra un diagrama de un arreglo de 7 PMTs. Supongamos que ocurre un evento cerca del fototubo número 5; debido a su proximidad con el evento este fototubo registrará una señal mayor a la del resto de los fototubos. Esto es, si sumamos la señal de los fototubos 1, 3, 4, 5 y 6 en un circuito que las combine (SMC, *summing matrix circuit*) se producirá una nueva señal X^+ la cual va a ser mayor a la señal X^- obtenida de los fototubos 1, 2, 3, 6 y 7. Al establecer una relación entre la magnitud de la señal y la posición del evento tenemos que las amplitudes relativas de las señales X^+ , X^- , Y^+ y Y^- son proporcionales a la distancia del evento al centro del cristal centelleador.

Las coordenadas espaciales X y Y se obtienen a partir de las señales X^+ , X^- , Y^+ y Y^- de la siguiente manera,

$$X = k(X^+ - X^-)/Z \quad (2.1)$$

$$Y = k(Y^+ - Y^-)/Z \quad (2.2)$$

donde Z es la suma de todas las señales de los PMTs y k es una constante la cual permite ajustar la imagen al monitor. La señal Z es muy importante pues nos permite distinguir la energía de cada evento. Así pues, es posible hacer un análisis espectrográfico de energía para diferenciar la radiación primaria de la secundaria. El factor de normalización Z es necesario para evitar una distorsión de la imagen pues fotones de muy baja energía tenderían a concentrarse en el centro de la imagen en contraste con fotones primarios los cuales se acumularían en la periferia. El análisis espectrográfico de la señal Z se usa también para evitar que fotones dispersados en el paciente y en el colimador aporten información falsa de la distribución espacial de la fuente.

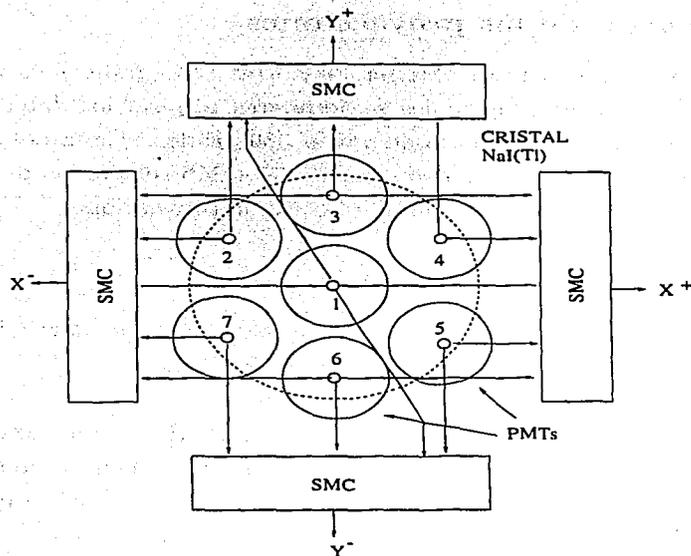


Figura 2.2: Diagrama esquemático que muestra un arreglo de 7 PMTs. La posición del evento relativa al centro del cristal es proporcional a la amplitud de la señal de los PTMs.

§2.3 Tomografía en medicina nuclear

Las imágenes planas que se obtienen en los estudios convencionales de medicina nuclear son proyecciones de objetos tridimensionales. La alternativa es usar técnicas tomográficas, que permiten obtener secciones transversales de objetos tridimensionales a una cierta profundidad. El nombre que recibe la técnica tomográfica en medicina nuclear es el de "tomografía computada por emisión de fotón único" o SPECT en sus siglas en inglés.

La información tridimensional de la distribución de la fuente en el paciente en una imagen plana es opacada por la superposición de la actividad de diferentes órganos y tejidos a diferentes profundidades dentro del paciente. La ventaja de las imágenes tomográficas sobre las planas se debe a una mejor localización espacial de la distribución de la fuente, además de que se evalúa con mayor precisión la función del órgano de interés.

Los dispositivos que se usan actualmente para los estudios tipo SPECT se basan en los principios de la cámara Anger, sólo que estos dispositivos pueden tener de 1 a 4 detectores que giran alrededor del paciente.

§2.3.1 Adquisición de las proyecciones

La información que se necesita para obtener los cortes tomográficos es un conjunto de imágenes planas o *proyecciones*, las cuales se adquieren al girar los detectores alrededor del paciente, comúnmente en un ángulo de 180 o 360 grados. Cada columna o renglón de la matriz que forma la imagen puede ofrecer de 64 a 256 rebanadas de la distribución tridimensional de la fuente a través del número total de proyecciones.

§2.3.2 Reconstrucción tomográfica

Uno de los métodos matemáticos más sencillos para realizar la reconstrucción tomográfica a partir de las imágenes planas es el de *retroproyección filtrada*.

Las imágenes se pueden representar de forma matemática como funciones bidimensionales discretas $I(i, j)$, donde el valor de la función representa el número de interacciones de los fotones en el cristal para una posición determinada por (i, j) en la matriz. Por ello, un renglón de la matriz representa (aproximadamente) la proyección de la actividad de un corte transversal del paciente. La formación de un perfil o los valores de un renglón de la imagen están dados por,

$$P(j, \theta) = \int_{\gamma_j} f(x, y) d\gamma_j \quad (2.3)$$

donde $P(j, \theta)$ es el valor del perfil en el pixel j para una proyección a un ángulo θ , $f(x, y)$ es la distribución de la fuente en el corte transversal y γ_j es una línea recta que pasa a través del pixel j y paralela a los hoyos del colimador. La ec. 2.3 se conoce como transformada de Radon. La imagen plana $I(i, j)$ a un ángulo θ estará formada por el conjunto de perfiles $\{P(j, \theta)\}_i$, donde i es un índice que recorre el número total de cortes transversales.

El problema de la reconstrucción tomográfica consiste en determinar la distribución de la fuente $f(x, y)$ en el corte transversal i a partir de la función discreta $P(j, \theta)$, la cual recibe el nombre de sinograma. Como se puede observar en la ec. 2.3 la transformada de Radon mapea una distribución bidimensional $f(x, y)$ en una función unidimensional discreta o vector $P(j, \theta)$, por lo que no existe una transformación inversa que nos permita encontrar $f(x, y)$. Sin embargo, el método de retroproyección soluciona el problema de la reconstrucción tomográfica de forma aproximada.

La retroproyección consiste en proyectar el vector $P(j, \theta)$ en un matriz para cada una de las proyecciones, Fig. 2.3. A este proceso se le conoce como *superposición lineal de*

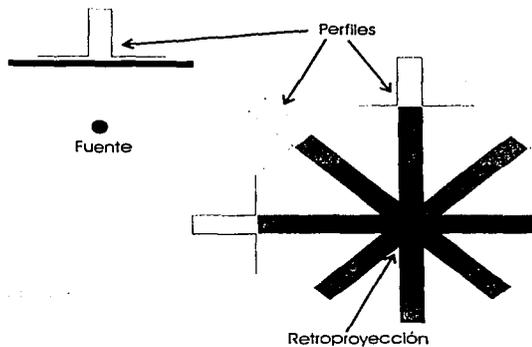


Figura 2.3: En esta figura se muestra el proceso de retroproyección. Se puede observar como la imagen reconstruida no representa al objeto real.

retroproyecciones o LSBP en sus siglas en inglés. Entre mayor sea el número de proyecciones que se tengan, la aproximación tomográfica del objeto es más precisa. Sin embargo, aunque el número de proyecciones sea infinito la imagen reconstruida será borrosa. La borrosidad o *blurring* presenta para un señal de entrada dada por una fuente puntual un comportamiento como $1/r$ [Webb, 1988], donde r es la distancia radial medida desde el centro de la imagen reconstruida.

Si representamos a la reconstrucción tomográfica que se obtiene con el método de LSBP como $g(x, y)$ y a la verdadera imagen que representa la distribución espacial de la fuente como $f(x, y)$ la relación entre estas dos se puede establecer como,

$$g(x, y) = f(x, y) * \frac{1}{r} \quad (2.4)$$

donde “*” representa la operación de convolución. Usando el teorema de convolución, la ec. 2.4 se puede escribir en su representación de Fourier como,

$$G = F \times \frac{1}{\nu} \quad (2.5)$$

donde G y F representan las transformadas de Fourier de las funciones $g(x, y)$ y $f(x, y)$ respectivamente, y ν representa la variable conjugada de r en el espacio de Fourier. Como el objetivo es conocer la función $f(x, y)$, esta se puede obtener de 2.5 despejando G , esto es,

$$F = G \times \nu \quad (2.6)$$

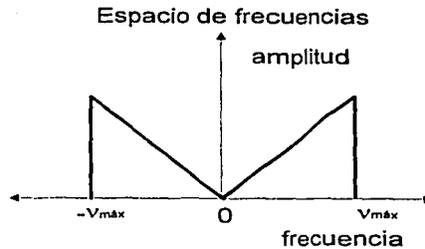


Figura 2.4: El filtro de rampa se usa para corregir el efecto de $1/r$ mostrado en la Fig. 2.3.

usando de nuevo el teorema de convolución se obtiene una representación en el espacio cartesiano (x, y) ,

$$f(x, y) = g(x, y) * P \quad (2.7)$$

donde P es la transformada inversa de Fourier de la función ν . La función P elimina el efecto $1/r$. A este proceso se le conoce como *superposición lineal de retroproyecciones filtradas* o LSFBP. La forma de la función P en el espacio de Fourier se muestra en la Fig. 2.4. Debido a la forma de la función en el espacio de Fourier, a la función P se le conoce como filtro de rampa. Las técnicas modernas de reconstrucción tomográfica no se limitan al uso del filtro de rampa, también se usan otros filtros [Sorenson, 1987]. Hay que recordar que el proceso de adquisición de las proyecciones es discreto, por lo que se usa la forma discreta de la ec. 2.7. En la actualidad se usan otros métodos alternativos, como los métodos iterativos o algebraicos [Webb, 1988].

CAPÍTULO 3

Métodos de Monte Carlo

§3.1 Simulaciones estadísticas

Los métodos numéricos conocidos como métodos de Monte Carlo pueden describirse como métodos de simulación estadística, donde simulación estadística debe entenderse en términos generales como cualquier método que utilice secuencias de números aleatorios. Las simulaciones Monte Carlo se usan actualmente en una gran variedad de campos, tales como la física y la economía, por ejemplo para la simulación del transporte de partículas en la materia o el comportamiento de la bolsa de valores.

Los métodos de simulación estadística son muy diferentes a los métodos discretos de simulación, los cuales se aplican a ecuaciones diferenciales ordinarias o parciales que describen algún sistema físico o matemático de manera determinista. En la mayoría de las simulaciones Monte Carlo la simulación se hace directamente, sin necesidad de plantear ninguna ecuación diferencial que describa el comportamiento del sistema. El único requisito para que un sistema pueda ser simulado mediante un método de Monte Carlo es que pueda describirse por medio de un conjunto de funciones de densidad de probabilidad (fdps). Una vez conocidas las fdps que describen el sistema, la simulación Monte Carlo puede proceder mediante un muestreo aleatorio de las mismas. La característica más importante de las simulaciones Monte Carlo es el uso de técnicas de muestreo aleatorio, las cuales deben ser rápidas y efectivas.

§3.1.1 Transporte de radiación en materia

Los métodos de Monte Carlo se utilizan prácticamente en todas las ramas de la ciencia y la ingeniería; sin embargo, la aplicación más relevante de estos métodos es en las aplicaciones que involucran el transporte de partículas. De hecho se puede decir que el análisis del transporte de radiación en materia motivó al desarrollo de los métodos de Monte Carlo.

Este tipo de simulaciones son muy importantes en física médica debido a la naturaleza estocástica de los procesos radiactivos, así como los procesos de transmisión y detección de la radiación. Por ejemplo, es posible usarlas para el análisis del transporte de electrones en radioterapia, o la atenuación de neutrones en sistemas biológicos [Andreo, 1991]. Estos problemas se caracterizan por poseer una compleja geometría y ser constituidos por una gran variedad de materiales.

En particular en medicina nuclear (Cap.2) se han utilizado para el desarrollo y diseño de colimadores y sistemas de detección, técnicas de corrección de imágenes, así como dosimetría interna.

§3.2 PENELOPE

PENELOPE (Penetration and Energy Loss of Positrons and Electrons in matter) es un conjunto de subrutinas escritas en FORTRAN 77 diseñadas para desarrollar simulaciones Monte Carlo del transporte de electrones, positrones y fotones en cualquier tipo de material. Los métodos que usa PENELOPE para desarrollar la simulación permiten hacer una descripción muy precisa del transporte de la radiación en un rango de energías entre 1 keV a varios cientos de MeV [Baró et al., 1995].

PENELOPE incorpora un modelo de dispersión que combina datos experimentales de las secciones eficaces totales del material con un modelo semianalítico de las secciones diferenciales para cada uno de los mecanismos de interacción. Los mecanismos de interacción que desarrolla PENELOPE durante la simulación son los siguientes: dispersión elástica de electrones y positrones, colisiones inelásticas de electrones y positrones, emisión de radiación de frenado de electrones y positrones, aniquilación de positrones, dispersión incoherente de fotones (Efecto Compton), dispersión coherente de fotones (Efecto Rayleigh), absorción fotoeléctrica y producción de pares.

Existe una herramienta que está incluida en PENELOPE para poder definir geometrías

complejas, PENGEO. Usando esta herramienta se pueden definir maniqués simples o antropomórficos, colimadores, etc. Cada uno de estos cuerpos se describe en PENGEO como un conjunto de módulos independientes aproximados mediante superficies cónicas.

Para desarrollar una simulación Monte Carlo con PENELOPE primero es necesario definir la geometría del material o materiales en el que se realizará el transporte de la radiación. Posteriormente se asigna un material a cada módulo de la geometría. El material está descrito en un archivo que contiene los coeficientes másicos de atenuación de cada uno de los mecanismos de interacción así como otras cantidades físicas que dependen de la energía de la radiación. Además de lo anterior, PENELOPE necesita la información del tipo de radiación y sus energías, el número de materiales que estarán en la simulación, la posición y dirección inicial de la fuente radiactiva, un par de semillas aleatorias para inicializar el generador de número aleatorios, así como los archivos en donde se encuentran definidos los materiales y las geometrías a simular. La posición se define en coordenadas cartesianas (x, y, z) , la dirección mediante cosenos directores (u, v, w) y la energía en eV.

§3.2.1 Transporte de fotones

La forma en que PENELOPE realiza el transporte de fotones en materia es a partir de la ley de atenuación exponencial de fotones,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.1)$$

donde I es la intensidad inicial de la radiación e I_0 es la intensidad de la radiación después de pasar un material de coeficiente de atenuación lineal μ y grosor x . La probabilidad de interactuar de un fotón al recorrer una distancia x en el material es,

$$p(x) = 1 - e^{-\mu x} \quad (3.2)$$

a partir de esta distribución podemos determinar la distancia entre dos interacciones si obtenemos el logaritmo natural de (3.2), despejando x :

$$x = -\lambda \ln(1 - p) \quad (3.3)$$

donde $\lambda = 1/\mu$ es el camino libre medio del fotón en el material. Los valores de p se encuentran dentro del intervalo de 0 a 1. Muestreando la ec. 3.3 solo obtenemos la distancia entre dos interacciones distintas. Para obtener el tipo de interacción es necesaria otra distribución de probabilidad que muestree de manera apropiada las probabilidades

relativas de cada tipo de interacción, pues el coeficiente de atenuación lineal μ no es más que la suma de las probabilidades relativas de las interacciones Compton, fotoeléctrico y producción de pares,

$$p_{\mu} = p_{\sigma} + p_{\tau} + p_{\kappa} \quad (3.4)$$

La distribución que se usa es la probabilidad acumulada de cada una de las interacciones P_i . Para decidir el tipo de interacción que se lleva a cabo se obtiene un número aleatorio $0 \leq \xi \leq 1$ y se compara con las probabilidades acumuladas P_i , esto es,

$$\sum_{i=1}^{j-1} p_i = P_{j-1} \leq \xi < P_j = \sum_{i=1}^j p_i \quad (3.5)$$

Para el caso del Tc-99m cuyos fotones tienen una energía promedio de 140 keV, el coeficiente de atenuación lineal en agua es de 0.15 cm^{-1} con un camino libre medio aproximado de 6.7 cm.

§3.2.2 Transporte de electrones

Como sabemos, al interactuar con la materia los fotones (dependiendo de la energía y del tipo de interacción que se lleve a cabo) suelen producir electrones secundarios (ej. fotoelectrones) los cuales pueden ser capaces de ionizar a su vez la materia produciendo más electrones. A esta lluvia de partículas que se producen se le llama cascada electromagnética. Es difícil llevar el registro de todos los eventos que pueden ocurrir en una cascada electromagnética. Por ejemplo, un electrón en aluminio puede tener miles de colisiones antes de perder toda su energía. Esto hace que una simulación detallada de la cascada sea difícil de implementar. Para la simulación de las cascadas electromagnéticas se ha desarrollado la técnica de *historias condensadas* o *macroscópica*.

En la técnica de historias condensadas las cantidades físicas se agrupan de tal manera que puedan proporcionar una imagen macroscópica del proceso físico, es decir, si consideramos que el estado de una partícula está dado por su posición (\vec{r}), energía (E), dirección (u) y distancia que viajó en el material entre cada interacción (s), entonces tenemos un conjunto de valores que nos dicen la historia de la partícula en el material. Para una simulación eficiente es necesario que el número de distancias s_i sea el menor posible. Existe una clasificación de este tipo de técnicas: simulaciones clase I y clase II.

Las simulaciones clase I usan un conjunto de distancias s_i predeterminadas. La elección

más simple de las s_i es escogiendo una longitud de camino constante. Sin embargo esta técnica tiene una desventaja, pues la deflexión angular aumenta a medida que la energía del electrón disminuye, lo cual produce un rescalamiento de s necesario para poder usar una teoría de multidispersión.

PENELOPE utiliza simulaciones clase II o *procedimientos mixtos*. Colisiones duras, inelásticas y procesos radiativos son simulados de una manera detallada, mientras que las colisiones suaves se agrupan en una sola colisión suave artificial. Estas colisiones artificiales se producen a partir de un aproximación de multidispersión la cual produce distribuciones de pérdida de energía y dispersiones angulares. La trayectoria de la partícula entre cada evento es un segmento de línea recta. PENELOPE cuenta con la opción de predeterminedar las energías de absorción de las partículas primarias o secundarias, lo cual dependiendo del detalle con el que se quiera realizar la simulación permite agilizar el código. En nuestro caso debido a que no nos interesa la forma en que se deposita la energía en el material (dosimetría) la energía de absorción para electrones es igual a la energía de los fotones primarios, que en el caso del Tc-99m es de 140 keV.

§3.2.3 Geometría: PENGEOM

PENGEOM es un módulo independiente de PENELOPE que permite definir cualquier tipo de geometría mediante funciones cuadráticas. PENGEOM permite manejar distintas geometrías con distintos materiales, lo cual simplifica el trabajo para el usuario del código a la hora de encontrarse con interfases entre distintos materiales. Las superficies que delimitan a los cuerpos y materiales que componen al sistema que se quiere simular se escriben en un formato especial que PENELOPE lee al hacer el transporte de las partículas. En la Fig. 3.1 se muestra un diagrama de flujo que representa la estructura de un programa del transporte de partículas usando el conjunto de subrutinas PENELOPE.

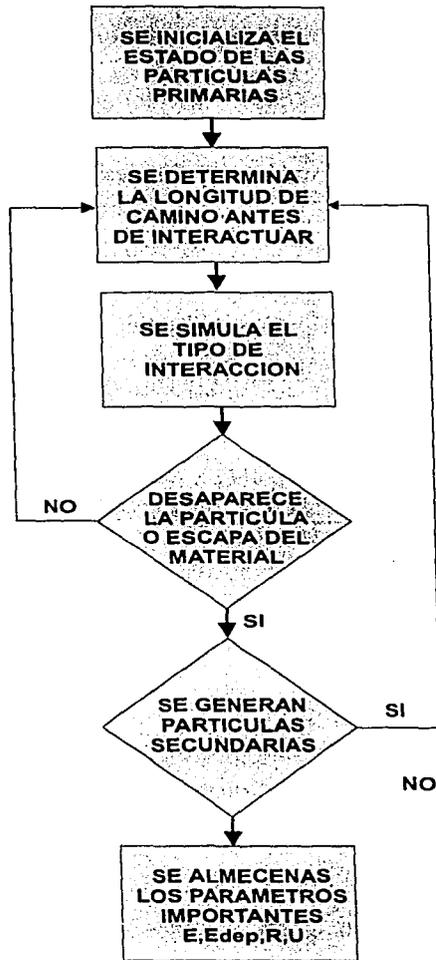


Figura 3.1: Diagrama de flujo que muestra la estructura de una simulación del transporte de partículas en materia con PENELOPE.

Características físicas de la cámara Anger

§4.1 Colimador

El colimador selecciona la dirección de los fotones que inciden sobre la gammacámara. En el caso de colimadores de hoyos paralelos sólo aquellos fotones que inciden con un ángulo menor al ángulo crítico o que su trayectoria no interseca el área cubierta por las paredes del colimador alcanzan el cristal centelleador (θ_c en la Fig. 4.1). Aquellos fotones que no cumplan con esta condición serán absorbidos por las paredes del colimador. Por lo general, el material con el que están hechos los colimadores es el plomo, ya que por su número atómico y por la energía de los fotones que se usan en medicina nuclear es el material ideal para absorber los rayos gamma. Para fotones del Tc-99m (140 keV) aproximadamente el 90% son atenuados en 1 mm de Pb.

Como regla general el espesor de las paredes de los hoyos del colimador (*septa*), se puede calcular si solo permitimos que 5% de los fotones penetren a través de las paredes de los orificios, esto es,

$$e^{-\mu w} \leq 0.05 \quad (4.1)$$

donde w es la longitud de camino más corto por donde pasan los fotones entre hoyos adyacentes. Una expresión para encontrar el grosor de la pared septal t esta dada por [Sorenson, 1987],

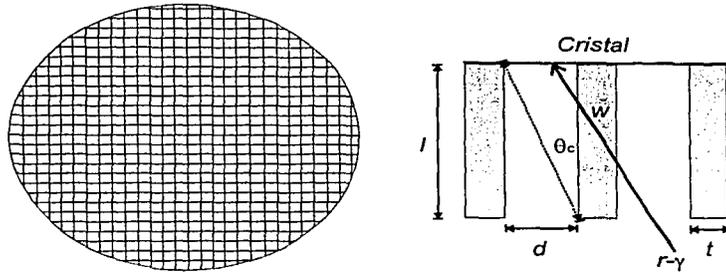


Figura 4.1: Diagrama esquemático que muestra una vista frontal (izquierda) de un colimador de hoyos cuadrados paralelos y un corte transversal del mismo (derecha) donde se muestran los parámetros que caracterizan a un colimador.

$$t \approx 6d/\mu[l - (3/\mu)] \quad (4.2)$$

donde d y l son el diámetro y longitud de los orificios, respectivamente.

El desempeño de un colimador se determina a partir de su resolución espacial y de su eficiencia geométrica. La eficiencia se determina a partir del cociente de la radiación que logra incidir sobre el cristal entre la radiación que es emitida por la fuente radiactiva,

$$g = \frac{\text{radiación que incide sobre el cristal}}{\text{radiación que es emitida por la fuente}}$$

La eficiencia geométrica depende, entonces, de las características del colimador y no de la distancia del colimador a la fuente radiactiva, ya que la ley del inverso al cuadrado es compensada por el ángulo sólido que presenta el colimador. De lo anterior, la eficiencia geométrica esta dada por la siguiente expresión [Sorenson, 1987],

$$g \approx K \left[\frac{d^2}{l(d+t)} \right]^2 \quad (4.3)$$

donde K es una constante que depende de la forma de los hoyos del colimador. Comúnmente se utilizan hoyos de forma hexagonal, para los cuales $K = 0.26$, u hoyos de forma cuadrada, $K = 0.25$. Valores típicos de la eficiencia geométrica son del orden de 10^{-4} ; esto quiere decir que por cada 10000 fotones que llegan al colimador solo alrededor de 1 fotón alcanza el cristal. Como se puede observar, el colimador elimina una gran cantidad de los fotones que llegan a la gammacámara.

donde d es el diámetro del orificio del colimador y l_e es la longitud efectiva, la cual se define como,

$$l_e = l - 2\mu^{-1}$$

μ es el coeficiente de atenuación lineal del material del que está hecho el colimador.

§4.1.3 Simulación de la respuesta del colimador a una fuente puntual

Para simular la respuesta del colimador a una fuente puntual se utilizaron dos aproximaciones. En la primera aproximación solo consideramos los efectos geométricos del colimador sobre la radiación incidente, es decir, se tomó en cuenta solamente la probabilidad de que un fotón alcance el cristal centelleador dependiendo de su ángulo de incidencia y de la fracción del área expuesta del cristal al fotón.

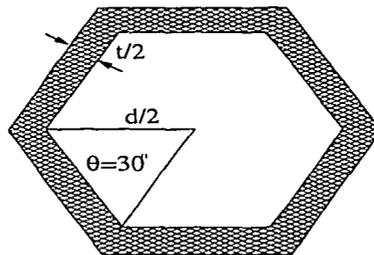


Figura 4.3: Dibujo esquemático que muestra la sección transversal de un colimador de hoyos hexagonales.

En la Fig. 4.3 se muestra una vista frontal de un orificio de un colimador de hoyos hexagonales. Si el diámetro del orificio es d y el grosor de la pared septal es t , entonces el área expuesta A_e y cubierta A_c quedan expresadas de la siguiente manera,

$$A_e = \frac{\sqrt{3}}{2} d^2 \quad (4.5)$$

$$A_c = \frac{\sqrt{3}}{2} t(2d + t) \quad (4.6)$$

Como el área total del hexágono es $A_T = A_e + A_c$, entonces la probabilidad p de que un fotón alcance el cristal centelleador es igual a la fracción expuesta del cristal en relación

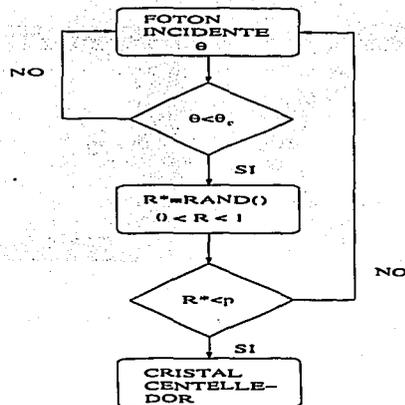


Figura 4.4: Diagrama de flujo que muestra la simulación Monte Carlo de la respuesta geométrica de un colimador de hoyos hexagonales.

al área total del hexágono,

$$p = A_e/A_T \quad (4.7)$$

$$= 1 - A_c/A_T \quad (4.8)$$

$$= \left(\frac{d}{d+t} \right)^2 \quad (4.9)$$

En la Fig. 4.1 se puede observar que sólo aquellos fotones que incidan en el colimador con un ángulo mayor que θ_c con respecto a la normal al colimador serán absorbidos, suponiendo que la atenuación de las paredes del colimador sea total. Dependiendo de las características geométricas del colimador, θ_c puede calcularse mediante la siguiente expresión,

$$\theta_c = \tan^{-1} \left(\frac{d}{l} \right) \quad (4.10)$$

A partir de las expresiones anteriores se desarrolló una código Monte Carlo que simulara la respuesta de un colimador a una fuente puntual e isotrópica. La información que necesita el programa es el ángulo de incidencia del fotón y con un generador de números aleatorios se eliminan aquellos fotones cuyo número aleatorio r^* sea mayor a la probabilidad p de alcanzar el cristal. Un diagrama de flujo de la simulación Monte Carlo del colimador se muestra en la Fig. 4.4.

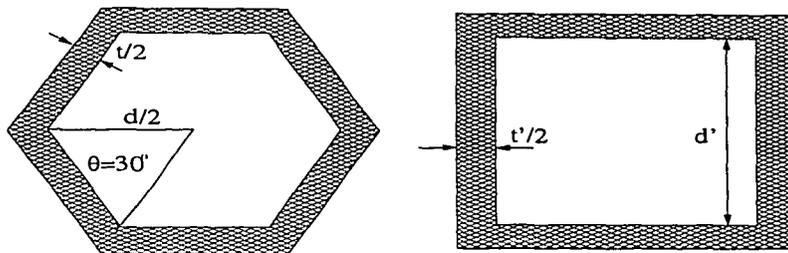


Figura 4.5: La construcción de un colimador de hoyos cuadrados equivalente a una de hoyos hexagonales se basa en la igualdad de las áreas expuestas y cubiertas de ambos diseños.

La segunda aproximación pretende tomar en cuenta la radiación que no es atenuada por la pared de la septa. Para ello, debido a la complejidad de la geometría de un colimador de hoyos hexagonales, se simplifica el problema construyendo un colimador equivalente de hoyos cuadrados.

Para que los hoyos sean equivalentes (ver Fig. 4.5) es necesario que tanto el área expuesta como el área cubierta por las paredes de la septa sean iguales. Sea d' la longitud del lado del cuadrado, como el área de un cuadrado es d'^2 , entonces de las ecs. 4.5 y 4.6, la longitud d' y el espesor de la septa t' están dados como una función de d y t de la siguiente manera,

$$d' = 0.931 d \quad (4.11)$$

$$t' = 0.5\sqrt{3.467 d^2 + 4 \Gamma} - 0.931 d \quad (4.12)$$

donde

$$\Gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} t (2d + t)$$

que es el área cubierta por las paredes de la septa en el colimador de hoyos hexagonales. De las ecuaciones anteriores se puede observar que $d' < d$ y $t' < t$. El siguiente paso es considerar aquellos fotones que inciden en el colimador con un ángulo $\theta > \theta_c$, los cuales incidirán sobre las paredes de la septa. En la primera aproximación dichos fotones eran totalmente atenuados, pero ahora calcularemos la probabilidad de que alcancen el cristal atravesando las paredes de la septa.

Como podemos observar en la Fig. 4.1 la probabilidad de que los fotones alcancen al

crystal depende de la cantidad de pared septal que atraviesen y esto a su vez depende del ángulo con el que inciden, además de las características geométricas del colimador.

La longitud del camino w se calcula de la siguiente manera,

$$w = \frac{t}{\cos \theta}$$

ya que el fotón incide con el mismo ángulo en la pared de la septa, entonces la longitud de camino que recorre el fotón antes de alcanzar el cristal es $w' = nw$ donde $n = \frac{x}{d}$, la variable x representa la distancia con respecto al centro del colimador donde el fotón llega al cristal. A partir de la ley de atenuación exponencial la probabilidad η_c de que cualquier fotón alcance el cristal es,

$$\eta_c = \exp[-\mu n t / \cos \theta] \quad (4.13)$$

Para este caso también se desarrolló un código de Monte Carlo que simula la respuesta del colimador para una fuente puntual e isotrópica de acuerdo con las consideraciones que acabamos de mencionar. El diagrama de flujo de este algoritmo es similar al mostrado en la Fig. 4.4 simplemente añadiendo la contribución de la ec. 4.13.

En la Fig. 4.6 se muestran los resultados de las simulaciones antes descritas de la respuesta de un colimador a una fuente puntual. El colimador que se simuló es un colimador de hoyos hexagonales de alta resolución (UHR) con longitud $l = 3.8$ cm, diámetro de los orificios $d = 1.4$ mm y grosor de septa de $t = 0.2$ mm. La distancia fuente-colimador es de 10 cm.

Como se observa en la gráfica, si solo se considera el efecto geométrico del colimador estamos subestimando la respuesta del colimador con respecto a la aproximación propuesta por Anger (ec. 4.4). Por el contrario, la simulación que toma en cuenta los efectos de la atenuación de las paredes de la septa sobrestima la respuesta. En la Tab. 4.2 se muestran los resultados que se obtuvieron para el FWHM y g , la eficiencia. La discrepancia en la simulación geométrica es de un 7%, este valor se obtuvo al comparar los

	Geométrica	Anger	Atenuación
FWHM (cm)	0.43	0.51	0.74
$g(\times 10^{-5})$	6.2	7.2	9.7

Tabla 4.1: Se comparan las dos aproximaciones que se hicieron para simular la respuesta del colimador con la aproximación propuesta por Anger.

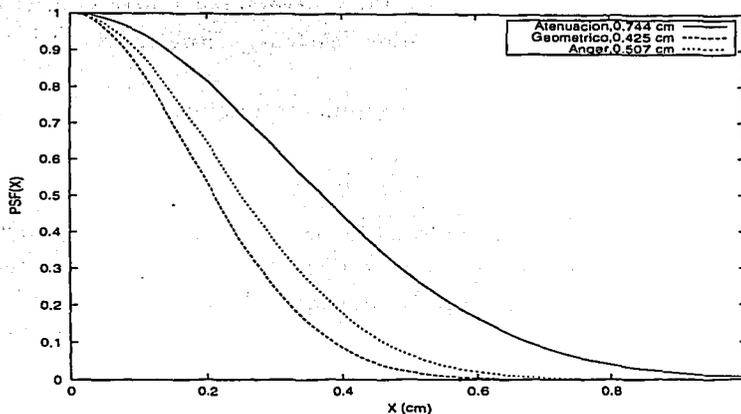


Figura 4.6: Simulación en computadora de la respuesta de un colimador UHR a una fuente puntual colocada a 10 cm de la cara del colimador.

valores de las eficiencias geométricas entre la simulación Monte Carlo y la aproximación de Anger. Podemos atribuir la diferencia en la atenuación de las paredes de la septa, la cual no estamos simulando. En la sección §4.1 vimos que para diseñar un colimador es necesario que las paredes de la septa atenúen la radiación hasta un 5%, cifra que concuerda aproximadamente con el 7% que obtuvimos. En cuanto a la segunda aproximación la diferencia entre las eficiencias es de 30%, tal discrepancia la podemos atribuir a que la simulación que efectuamos no fue lo suficientemente detallada, pues la longitud w es la mínima longitud que puede recorrer un fotón a través de la septa. Sin embargo, como el colimador es un objeto tridimensional existe la probabilidad de que los fotones que inciden en el colimador recorran distancias mayores sobre las paredes de la septa, lo cual atenuaría mucho más a la radiación incidente.

Simulaciones Monte Carlo más detalladas han demostrado que la aproximación de la respuesta del colimador dada por la ec. 4.4 es muy precisa. De lo anterior, tomaremos la aproximación de Anger de la respuesta del colimador a una fuente puntual como la mejor alternativa para simular el efecto del colimador en la gammacámara (§5.3).

§4.2 Cristal

El cristal centelleador que más se usa en medicina nuclear es el yoduro de sodio dopado con talio, $\text{NaI}(\text{Tl})$. El $\text{NaI}(\text{Tl})$ es higroscópico por lo que sus propiedades ópticas se deterioran

Gravedad específica	3.67
Longitud de onda de máxima emisión (λ_{max})	415 nm
Índice de refracción en λ_{max}	1.85
Tiempo de decaimiento	0.23 μ s
Producción de luz	11.3%

Tabla 4.2: Propiedades físicas del cristal centelleador NaI(Tl)

muy rápidamente en presencia de un ambiente húmedo. Sin embargo, es transparente a la luz que produce, el tiempo de decaimiento de centelleo es lo suficientemente largo como para que los sistemas electrónicos registren cada evento de manera individual y la producción de luz por energía depositada en el cristal es de las más altas para rayos gamma. En la Tab.4.2 se muestran las principales características físicas del cristal NaI(Tl).

En los sistemas tipo SPECT se emplean grandes cristales de una sola pieza de hasta 50 cm de diámetro encapsulados en aluminio o estaño para evitar el contacto con el medio ambiente, y para disminuir el riesgo de que sufra algún daño mecánico. Los grosores típicos de los cristales son del orden de 4 a 8 mm con una correspondiente eficiencia cuántica del orden de 20-50% para fotones de 140 keV del Tc-99m.

§4.2.1 Eficiencia cuántica de detección

Los fotones después de ser filtrados por el colimador son detectados mediante un sistema que consiste en un cristal centelleador y un arreglo de fotomultiplicadores. La mayor parte de la energía que depositan los fotones en el cristal es transformada en luz. La luz es recolectada por el arreglo de fotomultiplicadores y convertida en una señal eléctrica, la cual es analizada con el fin de obtener la energía del fotón y su posición (Cap. 2). Es de esperarse que se reduzca la eficiencia de detección de toda la gammacámara, ya que los rayos gamma no depositan toda su energía en el cristal. La eficiencia cuántica de detección se define como la probabilidad de que los fotones sean absorbidos en el cristal y por ende detectados. Esta probabilidad puede ser calculada para fotones monoenergéticos que inciden en un material con coeficiente de atenuación lineal μ y grosor T de la siguiente manera,

$$\eta_Q = 1 - e^{-\mu T} \quad (4.14)$$

Sin embargo hay que recordar que el coeficiente de atenuación lineal μ depende de la energía del fotón. En la Fig. 4.7 se muestra el comportamiento de η_Q como una función de la energía, para un cristal de NaI(Tl) con un grosor de 0.8 cm en el cual inciden fotones

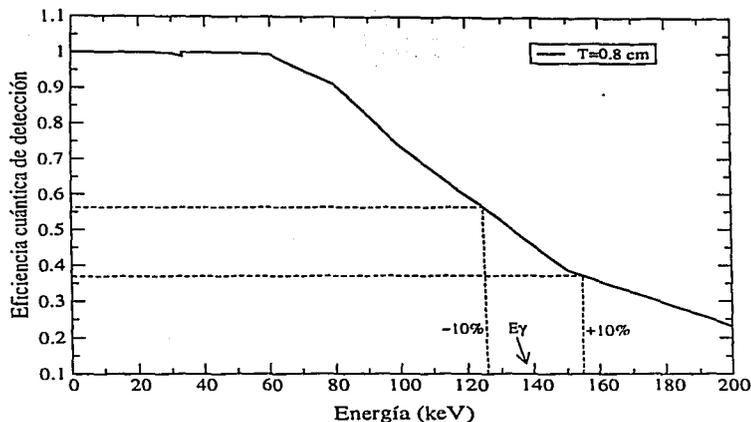


Figura 4.7: Gráfica que muestra a η_Q como una función de la energía. La eficiencia cuántica se determinó para un cristal de NaI(Tl) con un grosor de $T=0.8$ cm.

de 140 keV.

§4.2.2 Resolución en energía

Las fluctuaciones en la ganancia de los tubos fotomultiplicadores de evento a evento provocan una distorsión en la resolución del cristal centelleador. También las variaciones en la recolección de la luz influyen en el cristal pues eventos que producirían una señal pequeña se pueden sumar para producir una mayor señal. Aunque existe ruido electrónico en los preamplificadores y otros componentes electrónicos, este no contribuye de manera significativa en la pérdida de la resolución en energía.

Una de las causas más importantes que contribuyen a la pérdida de resolución son las fluctuaciones estadísticas. Supongamos que un fotón de 140 keV deposita toda su energía en un cristal centelleador de NaI(Tl), como la eficiencia luminosa del cristal es del 13%, sólo 18 keV son convertidos en luz por el cristal. Si en promedio el cristal produce fotones con una energía media de 3 eV, entonces se producirán 6000 fotones de luz. Hay que tomar en cuenta que parte de la luz es absorbida por el cristal además de que algunos fotones se perderán en la interfaz entre el cristal y el fotomultiplicador, por lo que sólo alrededor de 4500 fotones alcanzarán el fotocátodo. La eficiencia cuántica del fotocátodo es aproximadamente de 20%, y de los 4500 fotones sólo se producirán 900 fotoelectrones. Se puede observar que los procesos anteriores son totalmente estocásticos por

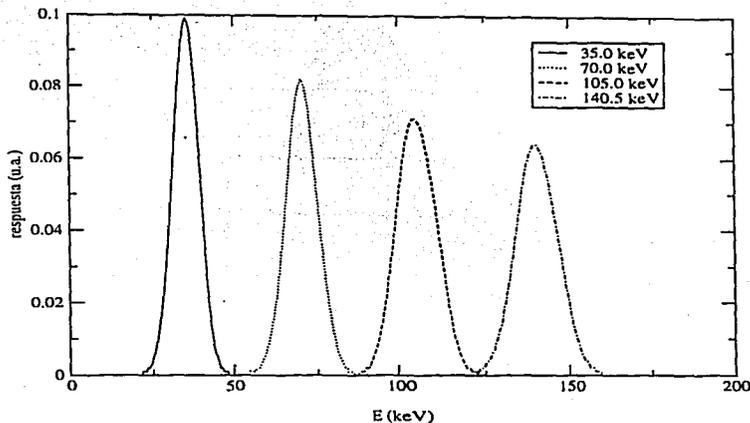


Figura 4.8: Dependencia del FWHM como función de la energía. Se puede observar que a mayor energía menor resolución. Las áreas de las curvas están normalizadas a 1.0.

lo que siempre existirán fluctuaciones estadísticas alrededor de esta cantidad. Tomando en cuenta que estos procesos obedecen a una estadística de Poisson se puede demostrar que la resolución en energía del cristal es proporcional a la raíz cuadrada de la energía del fotopico. Experimentalmente se ha encontrado que la resolución en energía del cristal definida como [Knoll, 1989],

$$R = \frac{FWHM}{E} \times 100 \quad (\%) \quad (4.15)$$

puede representarse por,

$$R = \frac{(\alpha + \beta E)^{1/2}}{E} \quad (4.16)$$

donde α y β son constantes semiempíricas que dependen de la combinación cristal-fotomultiplicadores y E es la energía del fotopico. De las ecs. 4.15 y 4.16 podemos concluir que,

$$FWHM = (\alpha + \beta E)^{1/2} \quad (4.17)$$

Para un gran número de eventos, la dispersión del fotopico se puede aproximar por una curva gaussiana. En la Fig. 4.8 se muestra el comportamiento del FWHM como función de la energía. Con el fin de realizar simulaciones precisas de la respuesta en energía del cristal, es necesario medir experimentalmente los parámetros α y β . En adelante usaremos $\alpha = 49$ y $\beta = 1.18$, que son valores experimentales reportados por Rodríguez[1990].

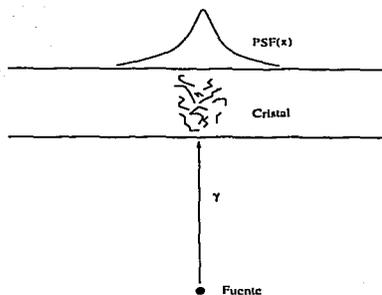


Figura 4.9: La respuesta del cristal a una fuente puntual está determinada por la energía que se deposita en él, así como por las fluctuaciones estadísticas en la producción de luz y la recolección y amplificación de la señal.

§4.2.3 Simulación de la respuesta del cristal a una fuente puntual

Al igual que el colimador, el cristal centelleador también se puede caracterizar por medio de su $PSF(x,y)$. El $PSF(x,y)$ depende de la producción de luz y de las propiedades ópticas del cristal, así como del desempeño de los fotomultiplicadores.

La producción de luz del cristal depende de la energía depositada por la radiación. Para simular la respuesta del cristal, primero se realizó una simulación Monte Carlo del depósito de energía de fotones de 140 keV en un cristal de NaI(Tl) de $0.8 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$, con una distancia fuente-detector de 10 cm y una fuente puntual colimada. En la Fig. 4.9 se muestra un dibujo esquemático de la simulación.

En la Fig. 4.10 se muestran los resultados de la simulación Monte Carlo, en términos de la energía depositada como función de la profundidad en el cristal. Se puede observar que la gráfica tiene un crecimiento en forma de función *buil-up* [Attix, 1986], alcanza su máximo aproximadamente en 0.025 cm, y después tiene un decaimiento exponencial. Podemos concluir que gran parte de la luz se produce en la primera mitad del cristal (0 a 4 mm). En las Figs. 4.11 y 4.12 se muestra la posición en el plano XY y XZ respectivamente donde los electrones depositaron su energía en el cristal. En el plano XY se observa que la energía depositada se distribuye sobre un círculo de aproximadamente $6 \mu\text{m}$ de diámetro. Este fenómeno contribuye a la pérdida de resolución espacial en el cristal. En el plano XZ se observa que la energía se distribuye en forma de un cono con su parte más gruesa en los primeros 4 mm del cristal, tal como se muestra en la Fig. 4.10.

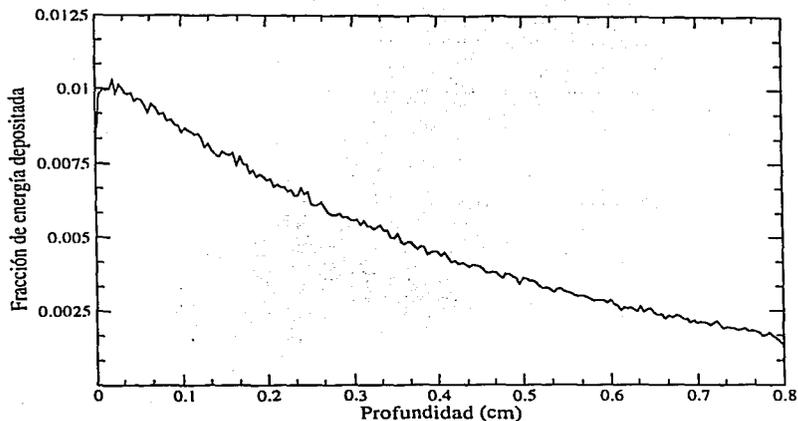


Figura 4.10: Gráfica del deposito de energía de los fotones en un cristal seminfinito; sólo un 13% de la energía que se deposita en el cristal se convierte en fotones de luz.

Ya que conocemos la forma en la cual los rayos gamma depositan su energía en el cristal, el siguiente paso es simular la producción de luz. La luz que produce el cristal NaI(Tl) al centellear no es monocromática, por el contrario, ésta forma un espectro continuo cuya longitud de onda más probable es $\lambda_{max} = 415 \text{ nm}$ ($E_{luz} = 3.03 \text{ eV}$). Con el objetivo de simplificar la simulación vamos a suponer que la producción de luz es monocromática. Como el cristal NaI(Tl) convierte en luz el 13% de la energía que es depositada, entonces, podemos obtener el número de fotones de luz que se producen,

$$n_f = 0.13 \times \frac{E_{dep}}{3.03 \text{ eV}}$$

Ahora con esta información, posición (x, y, z) y número de fotones de luz producidos n_f realizaremos un transporte geométrico de la luz a través del cristal. En la Fig. 4.13 se muestra un diagrama de cómo se efectuó el transporte geométrico de los fotones de luz. Conociendo la posición y dirección se determinó con cual cara del cristal el fotón iba a interactuar. Dependiendo del ángulo con el que incide el fotón en la cara del cristal existirá la probabilidad de que este fotón sea transmitido (T) o reflejado (R) por el cristal. El parámetro que nos indica si existe reflexión total interna es el ángulo crítico, el cual se calcula por medio de la siguiente expresión,

$$\theta_{cr} = \text{sen}^{-1} \left(\frac{1}{n} \right)$$

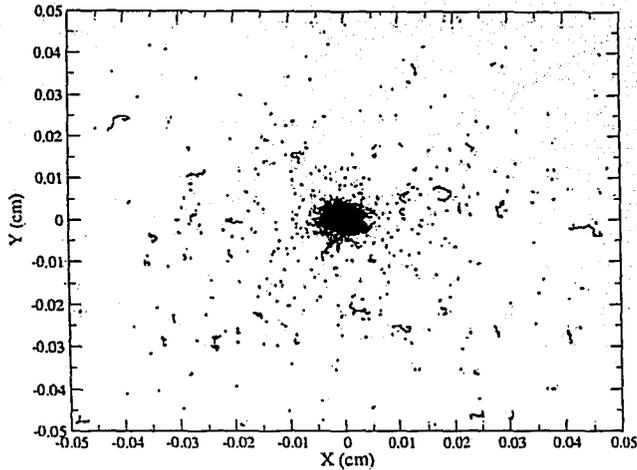


Figura 4.11: Gráfica en la que se muestra la posición en el plano XY donde los electrones secundarios depositaron su energía en el cristal.

que para el cristal NaI(Tl) , tomando los valores de la Tab. 4.2, $\theta_{cr} = 32.7^\circ$. El ángulo crítico se mide con respecto a la normal de las caras del cristal. El ángulo de incidencia del fotón de luz sobre la cara de cristal lo podemos determinar a partir de sus cosenos directores (u, v, w)

$$\theta = \cos^{-1}(w)$$

Si $\theta < \theta_{cr}$ existe la probabilidad de que el fotón sea transmitido al exterior del cristal o reflejado. La probabilidad de que los fotones sean transmitidos por la cara del cristal es [Medina, 1996],

$$T = \frac{\text{sen}2\theta_i \text{sen}2\theta_t}{2 \text{sen}^2(\theta_t + \theta_i)} \left(1 + \frac{1}{\cos^2(\theta_i - \theta_t)} \right) \quad (4.18)$$

como $R + T = 1$ la probabilidad de que los fotones sean reflejados es $R = 1 - T$. Puesto que los fotomultiplicadores sólo se encuentran colocados en una de las caras del cristal, sólo nos interesan aquellos fotones que inciden en la cara superior del cristal, ver Fig. 4.13.

Se realizó una simulación del transporte de fotones de luz en el cristal que toma en cuenta tanto el depósito de energía de los electrones en el cristal así como el transporte

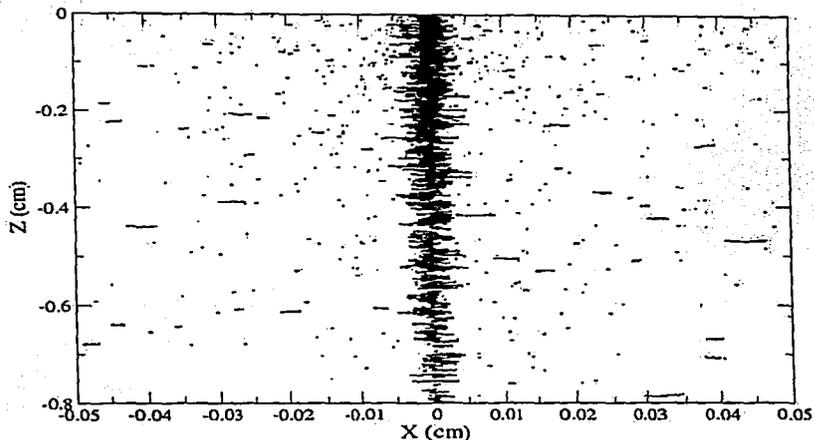


Figura 4.12: Gráfica en la que se muestra la posición en el plano XZ donde los electrones secundarios depositaron su energía en el cristal.

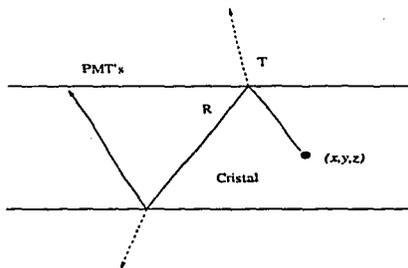


Figura 4.13: En esta figura se muestra de manera esquemática el transporte geométrico de los fotones de luz a través del cristal de $\text{NaI}(\text{Tl})$.

de los fotones de luz en él. En la simulación se definió un cristal seminfinito de 8 mm de grosor irradiado por una fuente puntual de Tc-99m a una distancia de 10 cm del cristal. La distribución de la luz se almacenó en una matriz de 256×256 pixeles dentro de un área de $50 \times 50 \text{ cm}^2$, lo cual nos da un factor de escala de 0.195 cm/pixel . En la Fig. 4.14 se muestra un perfil de la distribución de luz sobre cara superior del cristal. Se ajusto una curva gaussiana con un $\text{FWHM} = 0.41 \text{ cm}$, lo cual degrada aún más la resolución

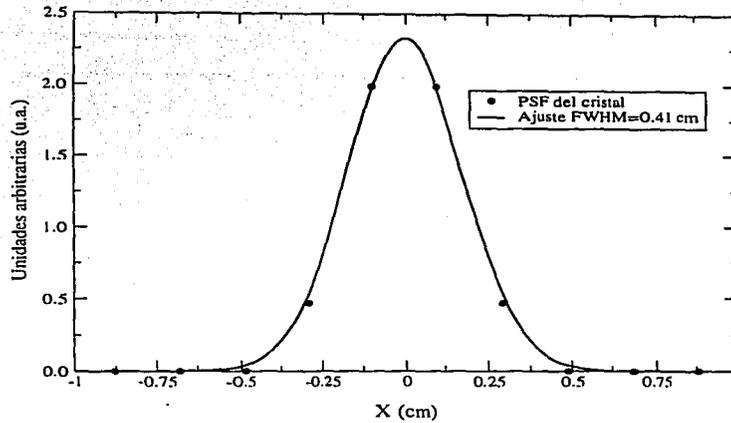


Figura 4.14: Respuesta del cristal a una fuente puntual (PSF).

espacial de la gammacámara SPECT. La resolución total del sistema tomando en cuenta el colimador y el cristal es,

$$R_s = \sqrt{R_c + R_i} \quad (4.19)$$

donde R_s es la resolución del sistema, R_c es la resolución del colimador y R_i es la resolución intrínseca. La resolución intrínseca depende del cristal pero además también del arreglo de PMTs y de la electrónica de la gammacámara. La ec. 4.19 es válida si consideramos que tanto el $PSF(x,y)$ del cristal como el $PSF(x,y)$ del colimador se pueden aproximar mediante distribuciones gaussianas. Tomando $R_c=0.51$ cm (ver Tabla 4.1), obtenemos a partir de la ec. 4.19 que $R_s=0.65$ cm para una fuente puntual a 10 cm del cristal. Este valor concuerda con lo reportado para gammacámaras convencionales [Sorenson, 1987].

Como la resolución del sistema se refleja en la imagen, podemos simular los efectos del $PSF(x,y)$ cristal a partir de la siguiente expresión,

$$i_f(x,y) = i_c(x,y) * PSF(x,y) \quad (4.20)$$

donde i_f es la imagen, i_c es la imagen de la distribución de la fuente después de pasar por el colimador y $PSF(x,y)$ es la respuesta del cristal. La imagen que se obtiene en una gammacámara es la convolución de la distribución de la radiación después de pasar por el colimador con los efectos del PSF del cristal.

Simulación de un sistema SPECT

En este capítulo presentamos los resultados de la simulación de una gammacámara SPECT en conjunto con la adquisición tomográfica de varios maniqués. Se muestran las imágenes planas (proyecciones) así como las reconstrucciones tomográficas. La reconstrucción de las proyecciones se realizó con el programa NucMed_Image¹, el cual es una extensión del programa de procesamiento de imágenes NIH Image². NucMed realiza reconstrucciones tomográficas usando el método de retroproyección filtrada (ver §2.3.2). Antes de mostrar las proyecciones y reconstrucciones primero describimos como se realizó la simulación del transporte de radiación en el maniquí, así como la simulación de la gammacámara SPECT usando los resultados del Cap. 4.

§5.1 Transporte de radiación en el maniquí

Para realizar el transporte de radiación es necesario definir la geometría del maniquí en el que se hace la simulación, así como los materiales que lo componen; para ello se crea un archivo en el que se describe la geometría usando las directivas de la biblioteca PENGOM (ver §3.2.3), y se generan las tablas de las secciones eficaces para fotones, electrones y positrones en los intervalos de energía de 100 keV a 100 MeV para el material o materiales de que está hecho el maniquí. Definida la geometría y las secciones eficaces se desarrolla un código de usuario, usando las subrutinas de PENELOPE, en el que se realiza

¹http://165.134.33.50/NucMed_Image/NucMed_Image.html

²<http://rsb.info.nih.gov/nih-image/index.html>

propriadamente el transporte de radiación en materia; un diagrama de flujo del programa de usuario se muestra en la Fig 3.1. El programa Monte Carlo realiza el transporte de fotones de 140 keV del Tc-99m en el interior del maniquí. La posición y dirección iniciales de los fotones se determina de manera aleatoria usando el método de rechazo para la posición, y cosenos directores para la dirección.

El método de rechazo consiste en generar de manera aleatoria la posición de los fotones sobre toda la geometría que comprende el maniquí y sólo aceptar aquellos fotones cuya posición corresponde a la distribución de la fuente de radiación. La dirección de los fotones se genera muestreando los cosenos directores en coordenadas esféricas de la siguiente manera,

$$\begin{aligned}w &= 2r_1 - 1 \\u &= \text{sen}(2\pi r_2)\sqrt{1 - w^2} \\v &= \text{cos}(2\pi r_2)\sqrt{1 - w^2}\end{aligned}$$

donde r_1 y r_2 son números aleatorios cuyo valor está dentro del intervalo $[0,1]$ [Williamson, 1988]. Al evaluar estas funciones se genera un vector de dirección cuyas coordenadas son, $\vec{d} = (u, v, w)$.

Como la imagen se genera por los fotones que alcanzan a la gammacámara, la información más importante que produce la simulación Monte Carlo del transporte de los fotones es la posición (x, y, z) , la dirección (u, v, w) y la energía E de los fotones que abandonan el maniquí, tanto primarios como dispersados. Esta información se almacenó en un archivo binario para su posprocesamiento. El número de fotones primarios que se simulan depende de la geometría del maniquí, de los materiales de que esta hecho y de la eficiencia geométrica del colimador (§4.1.3). En las simulaciones se usaron de 1×10^6 a 1×10^7 fotones.

§5.2 Proyecciones tomográficas

Para simular el proceso de adquisición SPECT se consideró que el medio que existe entre el detector y el maniquí es aire; que para distancias fuente-detector pequeñas se puede considerar que su coeficiente de atenuación lineal es aproximadamente igual a cero. De esta manera, no existen procesos de atenuación de la radiación fuera del maniquí, y basta con realizar un transporte geométrico de los fotones hacia el colimador.

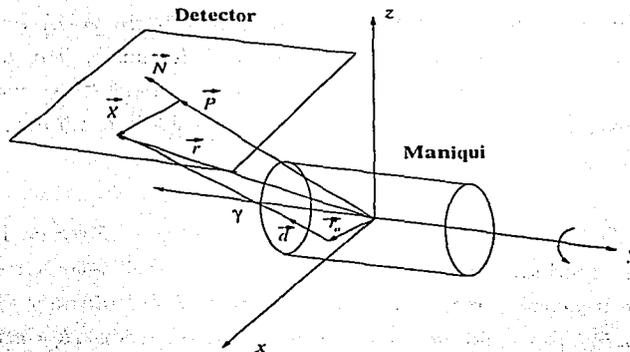


Figura 5.1: Disposición geométrica del maniquí con respecto al plano del detector. La rotación del detector es alrededor de eje y .

Supongamos que el maniquí se encuentra en el plano XY orientado a lo largo del eje Y , y que el plano del detector se encuentra paralelo al plano XY y perpendicular al eje Z a una distancia d del origen en su posición inicial. Como vimos en el Cap.3 el detector de la gammacámara rota alrededor del paciente en el proceso de adquisición de imágenes SPECT. En nuestra simulación la rotación del plano del detector se hizo alrededor del eje y . En la Fig. 5.1 se muestra la disposición geométrica del maniquí en un sistema de coordenadas xyz .

El transporte geométrico de los fotones se efectuó de forma paramétrica. Para determinar el punto de intersección del fotón con el plano del detector se consideró la intersección de la recta formada por los vectores de posición y dirección del fotón, $\vec{r}(\gamma) = \vec{r}_0 + \gamma\hat{d}$, con el plano del detector, $\hat{N} \cdot \vec{X} = 0$, donde $\vec{r}_0 = (x, y, z)$ y $\hat{d} = (u, v, w)$, \hat{N} es el vector normal al plano del detector y \vec{X} es cualquier punto sobre el plano, ver Fig. 5.1. De lo anterior obtenemos que el parámetro γ está dado por,

$$\gamma = \frac{(\vec{P}_0 - \vec{r}_0) \cdot \hat{N}}{\hat{d} \cdot \hat{N}} \quad (5.1)$$

El punto de intersección sobre el plano del detector queda como,

$$\vec{X} = (\vec{r}_0 - \vec{P}_0) + \gamma\hat{d} \quad (5.2)$$

donde \vec{P}_0 es la posición del plano con respecto al origen. Hay que tomar en cuenta que las

dimensiones del detector son finitas, por lo que es necesario verificar que el punto de intersección se encuentre dentro de las dimensiones del detector. Tomando las dimensiones $50 \times 50 \text{ cm}^2$ de la gammacámara SPECT del Hospital Infantil "Federico Gómez", el punto de intersección se restringe con la siguiente condición $\|\vec{X}\| \leq 25 \text{ cm}$. De esta manera ya se pueden generar imágenes planas.

El siguiente paso es simular la adquisición tomográfica. Esta se llevó a cabo al rotar el plano del detector alrededor del eje Y . Como el plano del detector se describe en forma paramétrica sólo fue necesario rotar el vector normal \vec{N} del plano y el vector de posición del centro del plano \vec{P}_0 ; para ello se usó la matriz de rotación R_y definida como,

$$R_y = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \text{sen } \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\text{sen } \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix}$$

donde θ es el ángulo de rotación del plano alrededor del eje Y . Para encontrar las coordenadas del vector \vec{X} en un sistema cartesiano paralelo al plano XY se aplicó la transformación inversa R_y^{-1} al vector $\vec{X} = (x, y, z)$, esto es,

$$\begin{aligned} x' &= x \cos \theta - z \text{sen } \theta \\ y' &= y \end{aligned}$$

Es de esperar que el número de fotones que incida sobre el detector sea menor al número de fotones generado en el maniquí. Esto se debe a los procesos de atenuación de la radiación en el maniquí así como a la eficiencia geométrica del detector (ver §4.1). Ya que una imagen típica de medicina nuclear está formada por alrededor de un millón de fotones, el número que se necesita simular para obtener imágenes de esa calidad haría que los tiempos de la simulación fueran muy prolongados. Con el objetivo de proporcionar una solución a este problema se determinó que cada fotón que incida sobre el detector a un ángulo determinado θ_i durante la adquisición tomográfica también lo hará sobre los planos θ_{i-k_1} y θ_{i+k_2} donde los índices k_1 y k_2 dependen del número de planos con los cuales el fotón se intersecta y cumple la condición $\|\vec{X}\| \leq 25 \text{ cm}$, Fig. 5.2. El conjunto de técnicas que se utilizan para aumentar la estadística de una simulación se les conoce como métodos de reducción de varianza, ya que estos métodos reducen el ruido estadístico.

En la simulación del maniquí se implementó una adquisición de 0 a 360° (cada 2.81°) en la que se obtuvieron 128 proyecciones. El tamaño de la matriz de adquisición fue de

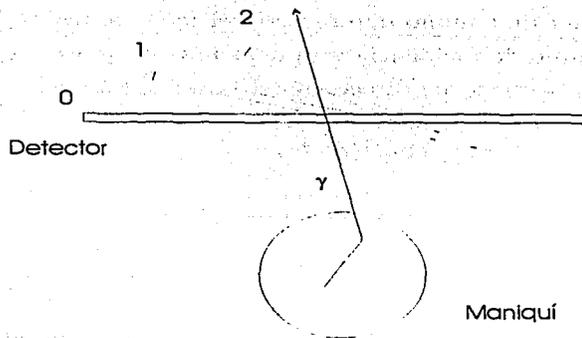


Figura 5.2: Un solo fotón puede contribuir en la formación de la imagen de varias proyecciones.

128x128 píxeles. Los datos fueron almacenados en un archivo tipo binario de 8-bits por píxel. En este punto, y antes de almacenar las proyecciones, se tuvo que simular el efecto del colimador y del cristal sobre la radiación incidente en el detector.

§5.3 Efecto del colimador

En la §4.1.1 vimos que las propiedades físicas del colimador están totalmente caracterizadas por medio de su $PSF(x, y)$. Para simplificar la simulación se consideró que el PSF es invariante ante translaciones y rotaciones, por lo que, el PSF tendría simetría radial, esto es, $PSF(r) = PSF(x, y)$. En la Fig. 5.3 se muestra cómo se simuló el efecto del colimador. Se considera a cada fotón que no fue absorbido en el maniquí que proviene de una fuente puntual cuya posición se encuentran en el punto cuyas coordenadas corresponden a las del fotón en el último punto que ocupó en el interior del maniquí. Dicha fuente *virtual* se encuentra a una distancia b del plano del colimador; usando las ecs. 4.4 y 5.1 podemos encontrar la respuesta del colimador, $PSF(r)$, a la fuente puntual virtual si consideramos que el $PSF(r)$ se puede aproximar mediante una distribución normal de la forma,

$$PSF(r) = \frac{1}{\sqrt{2\sigma}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad (5.3)$$

Para determinar el $PSF(r)$, de la ec. 4.4 encontramos el FWHM como función de la distancia fuente-colimador, la cual esta dada por la siguiente relación,

$$b = \gamma \cos \theta$$

donde γ representa la longitud de camino que recorrió el fotón antes de llegar a la cara del colimador, ec. 5.1. El ángulo de incidencia está determinado por el vector normal del plano del colimador \vec{N} y por el vector de dirección del fotón \vec{d} , esto es,

$$\theta = \cos^{-1}(\vec{d} \cdot \vec{N})$$

como la relación entre el FWHM y la desviación estándar es,

$$\sigma = \frac{FWHM}{2.355}$$

para evaluar la respuesta del colimador es necesario determinar la distancia, r , entre el punto donde el fotón intersecta al plano del colimador y el punto donde el colimador "ve" a la fuente puntual. Como se observa en la Fig. 5.3, r se determina por

$$r = \gamma \sin \theta$$

Con los parámetros x y b queda totalmente determinado el $PSF(r)$. El valor que obtenemos nos indica la probabilidad de que el fotón no sea absorbido por el colimador. Si $p = PSF(r)$ es la probabilidad de que el fotón no sea absorbido, entonces, si se obtiene un número aleatorio ξ el fotón es absorbido si $\xi > p$ o no es absorbido si $\xi \leq p$. En la Fig. 5.4 se muestran los resultados de una simulación Monte Carlo de una fuente lineal en un medio dispersor (agua) en la que se observan dos proyecciones sin y con colimador. Las características del colimador que se eligió para hacer esta simulación y las siguientes son: colimador UHR, diámetro $d = 1.4$ mm, septa $t = 0.2$ mm, y longitud de los orificios

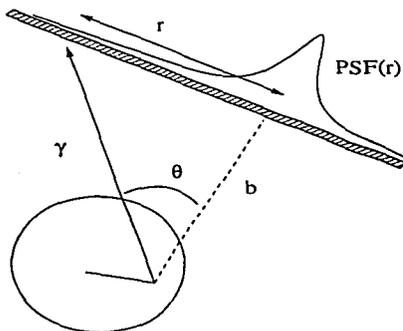


Figura 5.3: A cada fotón se le asocia un $PSF(r)$ que depende de la distancia fuente-colimador b y de la distancia radial r . El $PSF(r)$ determina si el fotón es o no absorbido por el colimador.

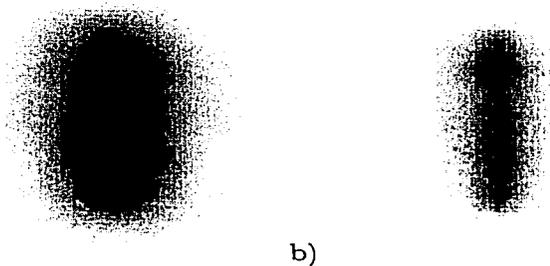


Figura 5.4: Proyecciones de una fuente lineal de Tc-99m en un maniquí de agua de 30 cm de diámetro. a) sin colimador, b) con un colimador UHR.

$l = 38.5$ mm.

Se puede observar cómo el colimador mejora la resolución espacial y la calidad de la imagen, sin embargo, muchos de los fotones fueron absorbidos por el colimador reduciendo drásticamente la estadística. Una forma de apreciar el cambio en la resolución espacial es comparando los perfiles de las imágenes. En la Fig. 5.5 se muestran los perfiles de las imágenes obtenidas de la Fig. 5.4; se puede observar como se reduce el ancho de la curva gracias al colimador, además de que se observa también una cola o base ancha. Esto se debe a la contribución de la radiación dispersada que no fue eliminada por el colimador [Andreo, 1991; Zaidi, 1999].

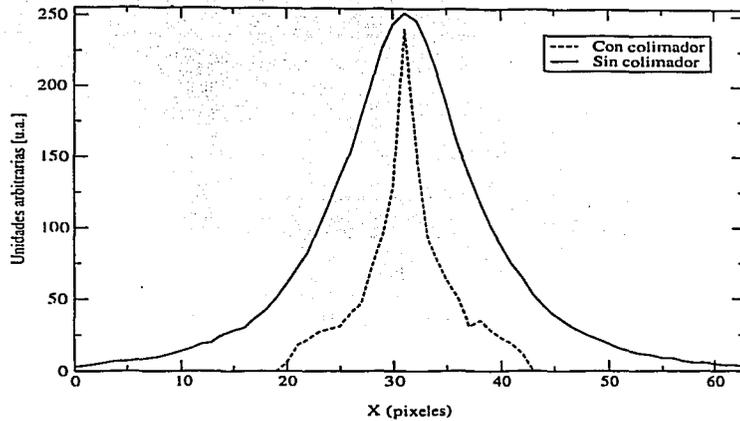


Figura 5.5: Perfiles horizontales de las dos proyecciones de la Fig.(5.4). Se observa como el colimador elimina gran parte de la radiación dispersada.

§5.4 Efecto del cristal

El efecto del cristal sobre la radiación que incide en el detector lo vamos a considerar en dos partes. En la primera se tomarán en cuenta la eficiencia de detección y la resolución en energía. En la segunda parte tomaremos en cuenta de que manera pierde resolución espacial la distribución de radiación incidente debido al $PSF(r)$ del cristal.

En la Fig. 4.7 se muestra la eficiencia cuántica de detección del cristal como una función de la energía de los rayos gamma. Debido a que la radiación que escapa del maniquí tiene un espectro continuo, compuesto de radiación dispersada y primaria, es importante determinar para cada fotón la probabilidad de ser detectado por el cristal, la cual esta dada por la ec. 4.14. Como una forma de optimizar la simulación se hizo una base de datos con las eficiencias cuánticas de detección como una función de la energía, y mediante un muestreo tipo *look-up table* [William et al., 1992] se determina la probabilidad de que el fotón sea detectado.

Debido a la resolución finita en energía del cristal (ver §4.2.2), la energía de los fotones se encuentra dentro de una distribución normal cuyo FWHM se determina por la ec. 4.17. La energía del fotón es el valor más probable, sin embargo existe una probabilidad distinta de cero de que el fotón se detectado por el sistema cristal-fotomultiplicadores con una energía distinta. En la simulación se incluyó una subrutina que genera números

aleatorios muestreando una distribución normal cuyo valor promedio es la energía del fotón incidente y desviación estándar $\sigma(E) = \text{FWHM}(E)/2.355$, donde E es la energía del fotón incidente.

La importancia de conocer con qué energía son detectados los fotones se debe a que una de las técnicas más usadas para contrarrestar los efectos de la radiación dispersada en la imagen es fijar una ventana en energía, la cual comúnmente se maneja con un ancho $\pm 10\%$ alrededor del fotopico. En el caso del Tc-99m esto nos reduce a energías que van de 126 keV a 154 keV aproximadamente. Sin embargo, como se puede observar en la Fig. 4.8 la probabilidad de que fotones cuya energía sea menor a ~ 100 keV se encuentren dentro de la ventana es muy pequeña. Para agilizar la simulación se incluyó dentro de la simulación Monte Carlo del transporte de los fotones en el maniquí una condición para que fotones cuya energía sea menor a 100 keV, debido a interacciones tipo Compton, no sean tomados en cuenta al realizar el transporte geométrico. Esta medida reduce considerablemente el tamaño de los archivos que contienen la información de la posición y la energía de los fotones que escapan del maniquí.

§5.5 Proyecciones y reconstrucciones tomográficas de distintos maniqués

En todos los maniqués que se simularon, a excepción del módulo de Jaszczak (ver §5.5.3) se omitieron las paredes de acrílico (puesto que sus propiedades de dispersión son equivalentes a las del agua). El material del maniquí es agua contenida en un cilindro de 30 cm de diámetro y 30 cm de altura. Las distribuciones de las fuentes radiactivas están hechas de una solución de Tc-99m en agua, debido a que la simulación Monte Carlo del transporte de radiación es independiente del tiempo, la actividad de la fuente en nuestros resultados es irrelevante. Las simulaciones se realizaron en estaciones de trabajo SGI O2³ y una DEC ALPHA;⁴ los tiempos de cálculo oscilan entre 30 a 45 min para el transporte Monte Carlo y 10 min para la adquisición tomográfica. Las proyecciones se almacenaron en una matriz de 128×128 pixeles, con la posibilidad de reducir el muestreo a 64×64 para coincidir con las condiciones experimentales. En una adquisición tomográfica de 360, se obtuvieron 128 imágenes planas. El procesamiento y visualización de las proyecciones y reconstrucciones se hizo mediante el software ImageJ.⁵

³Procesador R10000 193 MHz, SO Irix 6.4, 128 Mb RAM

⁴Procesador Alpha 233 MHz, SO Digital UNIX, 128 Mb RAM

⁵<http://rsb.info.nih.gov/ij>

§5.5.1 Maniquí con una fuente cilíndrica uniformemente distribuida

Uno de los procedimientos más comunes en medicina nuclear para observar el desempeño de un sistema SPECT consiste en hacer una adquisición tomográfica de un cilindro hueco de acrílico que contiene una solución de Tc-99m en agua distribuida uniformemente. Para esta simulación se definió un maniquí de agua de 30 cm de altura por 30 cm de diámetro. La orientación del maniquí es a lo largo del eje Y (ver Fig. 5.1). Se obtuvieron 128 proyecciones con un tamaño de matriz de 128x128 y una estadística de alrededor de 125000 fotones por imagen.

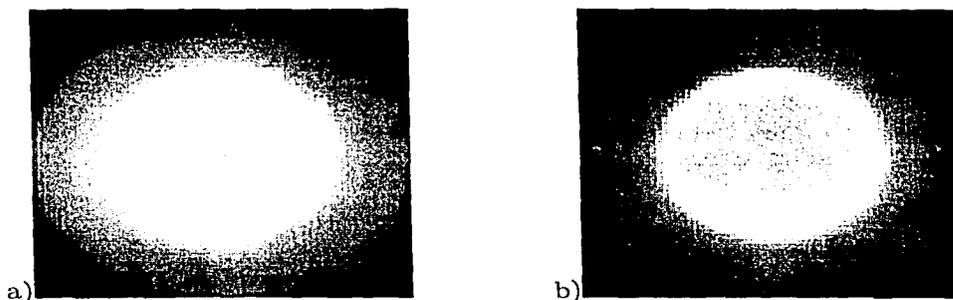


Figura 5.6: Reconstrucciones tomográficas de un maniquí cilíndrico a) sin y b) con el efecto del PSF del cristal.

En la Fig. 5.6 se muestran las reconstrucciones tomográficas del maniquí sin (a) y con (b) el efecto que produce el $PSF(r)$ del cristal. Se puede observar en ambas imágenes un anillo más intenso en la periferia de la reconstrucción, esto se debe a que fotones que se encuentran cerca del detector se atenúan menos que aquellos fotones cuyo origen se encuentra hacia el interior del maniquí (fig. 5.8). Este efecto de anillo recibe el nombre de efecto copa [Sorenson, 1987]. En la Fig. 5.7 se comparan los perfiles de las dos imágenes tomados a lo largo del diámetro del maniquí. En la figura queda claro porqué este fenómeno recibe el nombre de efecto copa, pues se aprecia una disminución del número de cuentas hacia el interior del maniquí debido a la atenuación de la radiación. También se observa como el $PSF(r)$ del cristal suaviza la imagen, ya que elimina el ruido estadístico asociado a altas frecuencias; de tal manera que el efecto global en la imagen es la reducción de la resolución espacial.

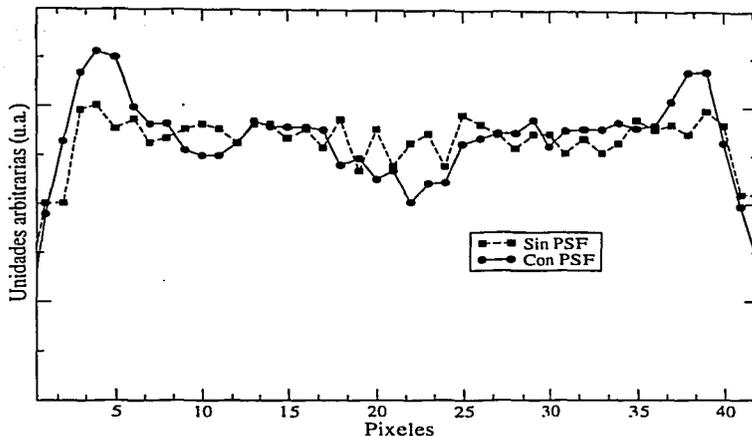


Figura 5.7: Perfiles de las reconstrucciones sin y con el efecto del PSF del cristal del maniquí cilíndrico con actividad uniformemente distribuida tomados a lo largo de su diámetro y paralelo al eje X.

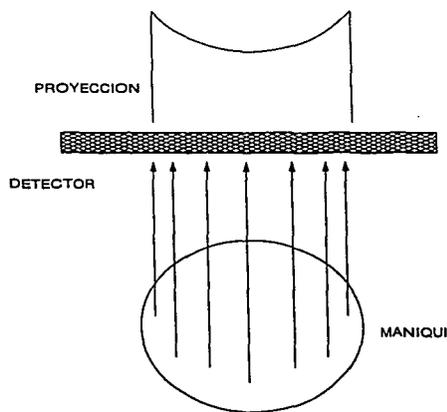


Figura 5.8: El efecto copa se produce por la atenuación de la radiación en el interior del maniquí, ya que fotones que se originan en las zonas más alejadas al detector tienen que atravesar una mayor cantidad de material.

§5.5.2 Maniquí con una distribución no centrada

Con el fin de probar el proceso de adquisición (ver §5.2) se hizo la simulación de un maniquí de agua con una distribución de la fuente cilíndrica no centrada de 5 cm de diámetro y una longitud de 20 cm; en la Fig. 5.9 se muestra un diagrama esquemático que muestra la

geometría del maniquí. El centro de la distribución de la fuente se encuentra desplazado 7.5 cm respecto al centro.

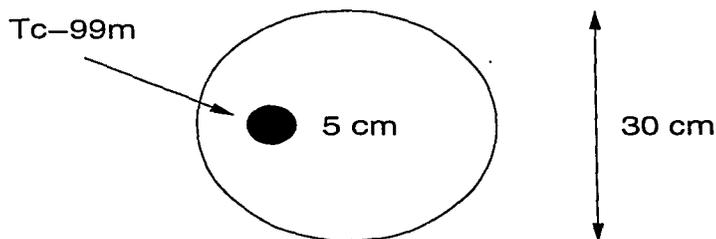


Figura 5.9: Geometría del maniquí con la distribución de la fuente.

En la Fig. 5.10 se muestran los resultados de la reconstrucción tomográfica (a) y el sinograma de las proyecciones (b). El sinograma se construye a partir de los perfiles a una profundidad dada para cada ángulo de proyección. El tamaño del sinograma depende del tamaño de la matriz de adquisición y del número de proyecciones, es decir, si tenemos 128 proyecciones de 64×64 entonces el tamaño del sinograma es de 64×128 píxeles. El comportamiento sinusoidal del sinograma se debe a la rotación del detector alrededor de la fuente.

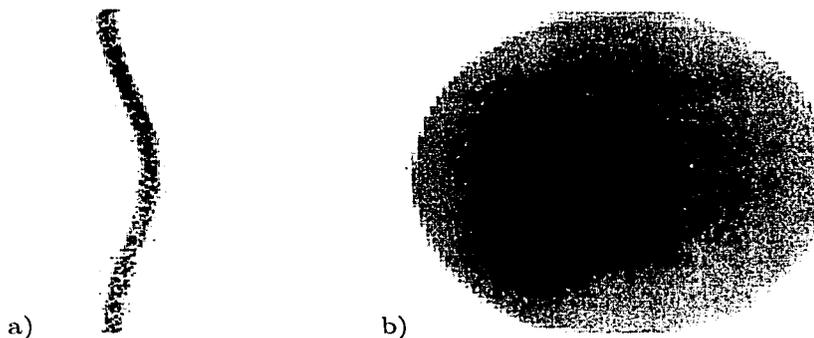


Figura 5.10: a) Sinograma de las proyecciones tomográficas, se observa un comportamiento sinusoidal, de ahí el nombre de sinograma. b) Reconstrucción de un maniquí con una distribución cilíndrica de actividad no centrada

§5.5.3 Módulo del maniquí de Jaszczak para lesiones hipercaptantes

En medicina nuclear existen un conjunto de pruebas que se utilizan para evaluar el desempeño de la gammacámara, así como la viabilidad de las imágenes obtenidas para realizar un diagnóstico adecuado y preciso. Se dice que se hace un *control de calidad* [Sorenson, 1987] de la gammacámara cuando se realizan este tipo de pruebas. A continuación se presentará la simulación de un módulo de un maniquí especial que se usa para evaluar la uniformidad, resolución espacial, y algunas otras características de la gammacámara. El maniquí recibe el nombre de Jaszczak por el investigador que lo desarrolló. Aunque existen diferentes modelos del maniquí, en particular usaremos el modelo del Departamento de Medicina Nuclear Molecular del Hospital Infantil de México "Federico Gómez". Este maniquí consta de cuatro módulos; el módulo que se simuló es el que se usa para evaluar el desempeño de la gammacámara en la detección de lesiones hipercaptantes (MLH), es decir, lesiones que tienen la característica de captar el radiofármaco en mayor cantidad que el tejido sano. Una lesión hipercaptante se ve en la imagen como una zona de gran actividad, tal como se muestra en la Fig. 5.6.

El maniquí es un cilindro hueco de 31.75 cm de longitud, diámetro de 21.59 cm y espesor de la pared de 1.27 cm. En el interior del maniquí se pueden colocar los módulos, los cuales son independientes entre sí, de tal manera que cada uno se puede deslizar sobre los módulos adyacentes. El módulo que se simuló tiene un grosor de 7.62 cm de acrílico y en su interior se encuentran una serie de orificios cilíndricos de distintos diámetros (4.7 a 22.4 cm) que vistos desde la parte superior forman una "V". Cada par de cilindros está separado una distancia que es proporcional a su diámetro. El maniquí de Jaszczak se llena de una solución de Tc-99m en agua, en concentraciones que pueden ir de 2-10 mCi. En la Fig. 5.11 se muestran un diagrama esquemático de la geometría del módulo.

La simulación de la actividad de la fuente se incluyó dentro del código que realiza el transporte Monte Carlo. En la Fig. 5.12 se muestra un corte en el plano XY del maniquí en el que se observan las estructuras del módulo. Para simular la fuente se utilizó el método de rechazo. Como se puede observar la distribución de la densidad de actividad es bastante uniforme.

La reconstrucción tomográfica que se obtuvo se comparó con datos experimentales de la reconstrucción del módulo real del maniquí de Jaszczak. Las proyecciones del maniquí

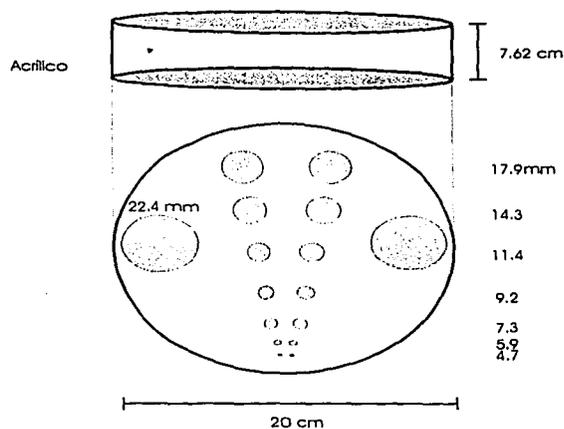


Figura 5.11: Geometría del módulo MLH del maniquí de Jaszczak. La distribución de la fuente de Tc-99m corresponde a las regiones sombreadas.

entero se obtuvieron en el departamento de Medicina Nuclear Molecular del Hospital Infantil de México "Federico Gómez" con una cámara SPECT marca SIEMENS de dos cabezas y colimador UHR; las imágenes se almacenaron en formato binario en matrices de 64×64 pixeles correspondientes a 128 proyecciones en una adquisición de 360 grados. En la Fig. 5.13 se muestran las dos reconstrucciones, la experimental y la simulada; ambas reconstrucciones se obtuvieron con el software NucMed. La diferencia entre las reconstrucciones se debe tanto a la estadística, es decir, el número de cuentas que componen cada proyección, lo cual afecta en la estadística final de la imagen reconstruida, y a la diferencia entre la resolución espacial de la simulación y de la gammacámara del Hospital. Se obtuvieron perfiles de cada una de las reconstrucciones con el fin de comparar la simulación con la imagen real (ver Fig.5.14). Cada pico representa una cavidad en el módulo; se puede observar que la simulación muestra los primeros picos más anchos que el perfil experimental y un mejor acuerdo para los últimos picos. Con el objetivo de observar la concordancia de las dos imágenes en la Fig. 5.15 se muestra una gráfica de dispersión.

En esta gráfica el eje X tiene los valores del perfil obtenido de la reconstrucción experimental y en el eje Y los valores del perfil de la reconstrucción simulada. Ambos perfiles se normalizaron al número de cuentas totales de cada imagen. La línea punteada muestra la curva identidad, la cual correspondería a dos imágenes iguales.

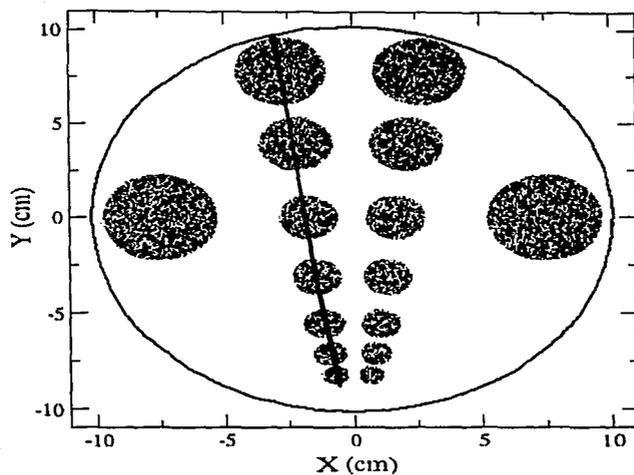


Figura 5.12: Verificación de la geometría en la simulación a partir de la posición de los fotones generados en las estructuras activas del maniquí de Jaszczak. Corte en el plano XY . La línea sólida indica donde se tomó el perfil de ambas reconstrucciones.

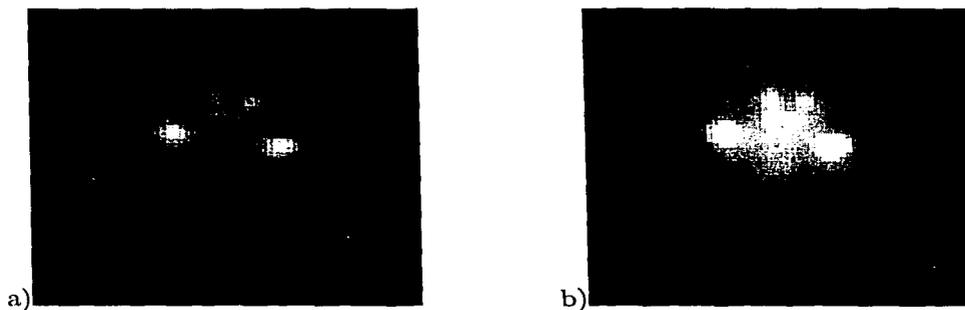


Figura 5.13: a) Reconstrucción tomográfica del MLH del maniquí de Jaszczak b) Reconstrucción tomográfica de los datos de la simulación.

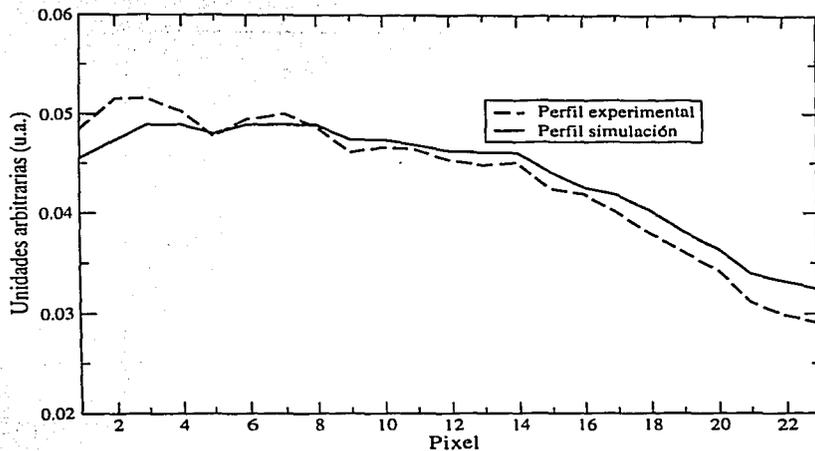


Figura 5.14: Perfiles de la reconstrucción de los datos simulados y los experimentales. Se puede observar que en los datos simulados existe un menor detalle que en los experimentales debido a una menor resolución espacial y estadística en las proyecciones.

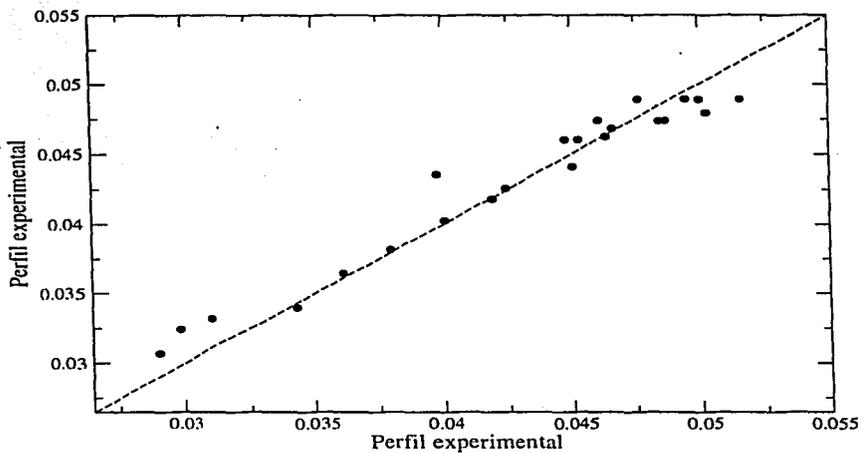


Figura 5.15: Gráfica que muestra la dispersión de las dos imágenes con respecto a la curva identidad.

§5.6 Conclusiones

En este trabajo se desarrolló un programa Monte Carlo basado en el conjunto de subrutinas PENELOPE que nos permite simular de manera detallada todos los fenómenos físicos que ocurren en el proceso de adquisición de imágenes SPECT. La simulación incluye el transporte de radiación en materia, así como las componentes de la gammacámara. Para mostrar el funcionamiento correcto de la simulación se hicieron simulaciones de maniqués simples (§5.5.1) y de un maniquí más complicado (§5.5.3). Esta última se comparó con medidas experimentales. Los resultados de la simulación muestran concordancia entre la simulación y las medidas experimentales.

Este programa puede ser usado para desarrollar métodos de corrección de atenuación y dispersión de la radiación. Esto es posible gracias a que en la simulación Monte Carlo del transporte de radiación es posible de separar la radiación en primaria y secundaria. En la Fig. 5.16 se muestra un espectro de energías de la radiación que es detectada en la gammacámara. El espectro está separado en radiación dispersada y radiación primaria. Se puede observar cómo dentro de la ventana en energía existe una pequeña componente de radiación dispersada, la que degrada la información de la imagen. También puede ser usado en dosimetría interna, para probar nuevos métodos de reconstrucción tomográfica, y en el diseño de colimadores y sistemas de detección [Andreo, 1991; Zaidi, 1999].

Aunque el programa simula de manera realista los procesos físicos en medicina nuclear, dependiendo del uso que se le dé al programa se debe de tomar en cuenta lo siguiente:

- a) para simular con mayor precisión las componentes de la gammacámara es necesario medir los parámetros α y β que definen la resolución en energía del detector (§4.2.2) de la gammacámara de interés e incluir una simulación más detallada del colimador (§4.1.3).
- b) Si se quiere realizar estudios de corrección por atenuación y dispersión de la radiación [Beekman et al., 1999; Gustafsson et al., 1998] o técnicas para cuantificar imágenes planas, hay que tener cuidado en los métodos de reducción de varianza que se usen para evitar introducir artefactos en la imagen.
- c) Es necesario incluir dentro de la simulación del transporte de radiación, el programa que realiza la adquisición tomográfica, pues si se quiere obtener imágenes que tengan una calidad equivalente a las imágenes reales, el archivo que contiene la posición, dirección y energía de los fotones que abandonan el maniquí puede alcanzar tamaños del orden de 1 GB.

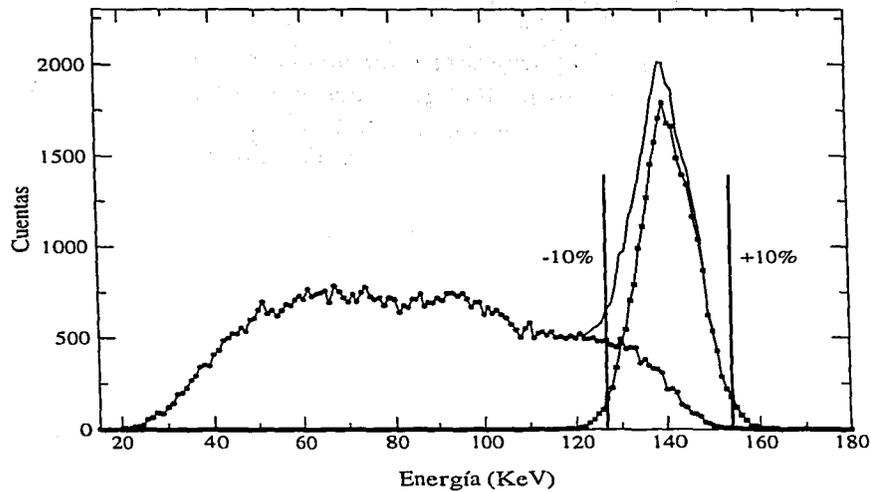


Figura 5.16: Espectro de la radiación que incide en el detector. Se puede observar que a pesar del colimador y de la ventana en energía aún existe una componente de radiación secundaria que degrada la información de la imagen.

Referencias

- Andreo P., *Monte Carlo techniques in medical radiation physics*, Phys. Med. Biol. **36**, 861-920, 1991
- Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, Wiley & Sons, 1986
- Baró J., Sempau J., Fernández-Varea J.M., et al, *PENELOPE: An algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter*, Nucl. Instr. and Meth. B **100**, 31-46, 1995
- Beekman F.J., Hugo W. A. M. de Jong and Slijpen E. T. P., *Efficient SPECT scatter calculation in non-uniform media using correlated Monte Carlo simulation*, Phys. Med. Biol. **44**, N183, 1999
- Brigham E.O., *The Fast Fourier Transform and its Applications*, Prentice Hall, 1988
- Flemming J. S., *Evaluation of a technique for simulation of gamma camera images*, Phys. Med. Biol. **41**, 1855-1861, 1996
- Gustafsson A., Bake B., Jacobsson L., et al., *Evaluation of attenuation corrections using Monte Carlo simulated lung SPECT*, Phys. Med. Biol. **43**, 2325-2336, 1998
- Knoll G. E., *Radiation Detection and Measurement*, 2a. ed., J. Wiley & Sons, 1989
- Medina L. A., *Estudio del transporte de radiación ionizante y emisión de luz en LiF:Mg,Ti (TLD-100)*, Tesis de Licenciatura, Fac. de Ciencias, UNAM, 1997
- Sorenson J. A., *Physics in Nuclear Medicine*, 2a. ed., Saunders, 1987.

Webb S., *The Physics of Medical Imaging*, Adam Hilger, 1988.

William H., *Numerical recipes in C: the art of scientific computing*, 2a. ed., Cambridge University Press, 1992

Williamson J. F., *Monte Carlo simulation of photon transport phenomena: sampling techniques*, CRC Press, 1988

Yanch J.C., Dobrzeniecki A.B., Ramanathan C. and Behrman R., *Physically realistic Monte Carlo simulation of source collimator and tomographic data acquisition for emission computed tomography*, Phys. Med. Biol **37**, 853-870, 1992

Zaidi H., *Relevance of accurate Monte Carlo modeling in nuclear medicine imaging*, Med. Phys. **26**(4), 574-608, 1999