



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Caracterización de la Contaminación de Neutrones en un Linac Mediante Simulación Monte Carlo

Tesis presentada al

Posgrado en Física

Como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestría en Ciencias (Física Aplicada)

por

Lic. Miguel Angel Díaz Castañeda

Asesorado por

Dr. Eduardo Moreno Barbosa

Dr. Benito de Celis Alonso

Puebla, Pue.

Julio 2024

Título: Caracterización de la contaminación de neutrones en un Linac mediante simulación Monte Carlo

Estudiante: Miguel Angel Díaz Castañeda

COMITÉ

Dr. Cristian Heber Zepeda Fernández
Presidente

Dr. Fernando Moreno Barbosa
Secretario

Dr. Javier Miguel Hernández López
Vocal

Dr. Eduardo Moreno Barbosa
Asesor

Dr. Benito de Celis Alonso
Asesor

Agradecimientos

Quiero expresar mi más profundo agradecimiento a todas las personas que me han acompañado y apoyado en este viaje académico.

En primer lugar, a mi familia, por su inquebrantable apoyo y amor. Su constante aliento ha sido fundamental para superar los desafíos y mantenerme enfocado en mis objetivos.

A mis asesores, por compartir generosamente conmigo sus conocimientos y su tiempo.

Al Dr. Cristian Heber Zepeda Fernández, por su ayuda en la simulación, orientación y apoyo incondicional. Gracias por su confianza.

A Frida, que llegó a mi vida para enseñarme que se puede ser sensible y fuerte a la vez. Gracias por las tardes de pláticas y películas, que brindaron equilibrio y alegría durante este proceso.

Quiero agradecer especialmente al Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías (CONAHCYT) por considerarme un candidato apto para recibir una beca durante los dos años que duró este estudio de posgrado. Su apoyo financiero ha sido crucial para la realización de este proyecto.

Resumen

En esta tesis, se ha desarrollado una simulación detallada de la producción y propagación de fotoneutrones en un acelerador lineal de uso médico (LINAC) utilizando el software Geant4. Se ha investigado la dosis equivalente de neutrones que interactúan con un Fantoma y se ha evaluado la variabilidad de la producción de fotoneutrones con diferentes energías de fotones incidentes.

En la radioterapia con modalidades de haz de fotones de alta energía ($E > 8$ MeV), se generan neutrones a través de las interacciones (γ, n) de los fotones con núcleos de materiales de alto número atómico en el cabezal del LINAC. Estos neutrones causan dosis adicionales al paciente y la probabilidad de que aumenten los riesgos de cáncer secundario inducido.

Mediante métodos Monte Carlo, se diseñó un modelo del cabezal del LINAC, incluyendo componentes como el blanco de rayos X, los colimadores primarios y secundarios, el filtro aplanador, la cámara de ionización y los colimadores multiláminas (MLC). Las simulaciones se realizaron para energías de 10 MeV, 15 MeV y 18 MeV, obteniendo datos sobre la cantidad de fotoneutrones generados y su interacción con un Fantoma.

Los resultados muestran que la producción de fotoneutrones aumenta con la energía de los fotones incidentes, siendo mayor a 18 MeV. En el cabezal, se produce aproximadamente un neutrón por cada 100 fotones de rayos X para energías de 18 MeV y 15 MeV, y aproximadamente un neutrón por cada 1300 fotones de 10 MeV. En el Fantoma, la interacción es menos frecuente: un neutrón interactúa por cada 5000 fotones de 18 MeV, por cada 14,300 fotones de 15 MeV y por cada 416,700 fotones de 10 MeV. Esto subraya que la eficiencia de producción y la interacción de fotoneutrones disminuyen con la reducción de la energía de los fotones incidentes.

Se obtuvieron los espectros de energía de los neutrones en el cabezal y en el Fantoma, ajustándose mejor a la distribución de Maxwell-Boltzmann (M-B), consistente con la predominancia de neutrones de evaporación. En el Fantoma, los ajustes de la distribución M-B también mostraron valores de Chi-Cuadrada que sugieren un buen ajuste. Los análisis mostraron que la energía media de los neutrones disminuye con fotones de menor energía y que la atenuación de neutrones de menor energía en el Fantoma provoca un aumento relativo en la energía media del espectro en el Fantoma comparado con el cabezal.

Se calculó la dosis equivalente debida a neutrones, mostrando que esta dosis es considerablemente mayor que la dosis absorbida debido a los factores de ponderación aplicados. La dosis absorbida y equivalente disminuye significativamente con la reducción de la energía de los fotones incidentes. Comparando estos resultados con la literatura, se observó una tendencia consistente, aunque con diferencias debidas a la falta de blindaje en el cabezal y las paredes de la sala en las simulaciones.

Los resultados obtenidos proporcionan una base sólida para mejorar las prácticas de protección radiológica en entornos clínicos, optimizar el diseño de los cabezales de LINAC y desarrollar mejores estrategias de mitigación de la exposición a neutrones durante la radioterapia. Se recomienda realizar estudios experimentales adicionales para validar estos resultados y explorar configuraciones de LINAC y materiales del cabezal que puedan reducir la producción y propagación de fotoneutrones.

Palabras clave: Fotoneutrones, Radioterapia, Geant4, Espectros de Energía, Fuente de Neutrones, Flujo de Neutrones, Dosis Absorbida, Dosis equivalente.

Abstract

In this thesis, a detailed simulation of the production and propagation of photoneutrons in a medical linear accelerator (LINAC) using Geant4 software has been developed. The equivalent dose of neutrons interacting with a phantom has been investigated, and the variability of photoneutron production with different incident photon energies has been evaluated.

In radiotherapy with high-energy photon beam modalities ($E > 8$ MeV), neutrons are generated through (γ, n) interactions of photons with nuclei of high atomic number materials in the LINAC head. These neutrons cause additional doses to the patient and increase the probability of inducing secondary cancer risks.

Using Monte Carlo methods, a model of the LINAC head was designed, including components such as the X-ray target, primary and secondary collimators, the flattening filter, the ionization chamber, and the multi-leaf collimators (MLC). Simulations were performed for energies of 10 MeV, 15 MeV, and 18 MeV, obtaining data on the number of photoneutrons generated and their interaction with a phantom.

The results show that photoneutron production increases with the energy of the incident photons, being higher at 18 MeV. In the head, approximately one neutron is produced for every 100 X-ray photons for energies of 18 MeV and 15 MeV, and approximately one neutron for every 1300 photons of 10 MeV. In the phantom, the interaction is less frequent: one neutron interacts for every 5000 photons of 18 MeV, every 14,300 photons of 15 MeV, and every 416,700 photons of 10 MeV. This highlights that the efficiency of production and interaction of photoneutrons decreases with the reduction of the energy of the incident photons.

The energy spectra of the neutrons in the head and in the phantom were obtained, better fitting the Maxwell-Boltzmann (M-B) distribution, consistent with the predominance of evaporation neutrons. In the phantom, the M-B distribution fits also showed Chi-squared values suggesting a good fit. The analyses showed that the mean energy of the neutrons decreases with lower energy photons and that the attenuation of lower energy neutrons in the phantom causes a relative increase in the mean energy of the spectrum in the phantom compared to the head.

The equivalent dose due to neutrons was calculated, showing that this dose is considerably higher than the absorbed dose due to the applied weighting factors. The absorbed and equivalent dose significantly decreases with the reduction of the energy of the incident photons. Comparing these results with the literature, a consistent trend was observed, although with differences due to the lack of shielding in the head and the room walls in the simulations.

The obtained results provide a solid basis for improving radiological protection practices in clinical settings, optimizing the design of LINAC heads, and developing better strategies to mitigate neutron exposure during radiotherapy. Additional experimental studies are recommended to validate these results and explore LINAC configurations and head materials that can reduce photoneutron production and propagation.

Keywords: Photoneutrons, Radiotherapy, Geant4, Energy Spectra, Neutron Source, Neutron Flux, Absorbed Dose, Equivalent Dose.

Estructura de la Tesis

La presente tesis está organizada en cinco capítulos principales, los cuales se detallan a continuación:

1. **Introducción:** En este capítulo se presenta el contexto general de la investigación, incluyendo la motivación y los objetivos del estudio. Se aborda la problemática de la producción de fotoneutrones en aceleradores lineales médicos durante tratamientos de radioterapia de alta energía y se justifica la necesidad de estudiar este fenómeno mediante simulaciones Monte Carlo.
2. **Marco Teórico:** Este capítulo proporciona los fundamentos teóricos necesarios para comprender el estudio. Se describen los conceptos clave relacionados con la radioterapia, la física de los aceleradores lineales, la producción de fotoneutrones y las interacciones nucleares relevantes. Además, se revisa la literatura existente sobre la contaminación por fotoneutrones y las metodologías utilizadas en investigaciones previas.
3. **Metodología:** Aquí se detalla el enfoque metodológico adoptado en la investigación. Se explica el diseño y la implementación de las simulaciones Monte Carlo utilizando el software Geant4, incluyendo la construcción del modelo tridimensional del LINAC y el Fantoma. También se describen los parámetros y condiciones de las simulaciones, así como los procedimientos experimentales complementarios.
4. **Resultados y Discusión:** En este capítulo se presentan y analizan los resultados obtenidos de las simulaciones y experimentos. Se discuten los espectros de fotoneutrones generados, su variabilidad con diferentes energías de fotones incidentes y la distribución espacial de las dosis absorbidas y equivalentes en el Fantoma. Los resultados se comparan con estudios previos y se interpretan en el contexto de la protección radiológica en radioterapia.
5. **Conclusiones:** El capítulo final resume los hallazgos más importantes del estudio y destaca las implicaciones prácticas para la mejora de la seguridad en tratamientos de radioterapia. Se discuten las limitaciones del estudio y se proponen recomendaciones para futuras investigaciones, incluyendo la necesidad de estudios experimentales adicionales y la exploración de nuevas configuraciones de LINAC.

Cada capítulo está diseñado para proporcionar una comprensión completa y cohesiva del problema de investigación, la metodología utilizada, los resultados obtenidos y sus implicaciones en el campo de la radioterapia.

ÍNDICE GENERAL

RESUMEN	VI
ESTRUCTURA DE LA TESIS	X
ÍNDICE DE FIGURAS	XIII
ÍNDICE DE TABLAS	XVI
1. INTRODUCCIÓN	1
1.1. Planteamiento del Problema.	1
1.2. Hipótesis.	2
1.3. Objetivos.	2
1.3.1. Objetivo General.	2
1.3.2. Objetivos Específicos.	2
2. MARCO TEÓRICO	3
2.1. Principios Fundamentales del Acelerador Lineal de Electrones de Uso Médico (Linac).	3
2.1.1. Radioterapia.	3
2.1.2. Acelerador Lineal de Electrones de Uso Médico.	3
2.1.3. Cabezal.	7
2.1.4. Producción de Haces Clínicos de Fotones.	8
2.1.5. Producción de Haces Clínicos de Electrones.	9
2.2. Interacción de Fotones con la Materia.	10
2.2.1. Sección Eficaz y Atenuación del Haz de Radiación.	10
2.2.2. Absorción Fotoeléctrica.	11
2.2.3. Dispersión Compton.	12
2.2.4. Producción de Pares.	12
2.2.5. Fotodesintegración Nuclear.	13
2.3. El Neutrón.	15
2.3.1. El Neutrón.	16
2.3.2. Clasificación de Neutrones.	17
2.3.3. Reacciones Nucleares que Producen Neutrones.	17
2.3.4. Interacción de los Neutrones con la Materia.	19
2.4. Producción de Fotoneutrones en un LINAC.	21
2.4.1. Fotoneutrones en el LINAC.	21
2.2.4. Espectro de Energía Neutrónico.	27
2.2.6. Transporte de Neutrones.	28
2.5. Dosimetría de Neutrones.	31
2.5.1. Detección de Neutrones.	31
2.5.2. Magnitudes Dosimétricas.	34
2.6. Daño Biológico de los Neutrones.	37
2.6.1. Fotoneutrones Dentro del Cuerpo.	38
2.6.2. Eficacia Biológica Relativa (RBE).	41
2.6.3. Protección Radiológica.	42
2.7. El Método Monte Carlo.	44

2.7.1. Transporte de Neutrones/Fotones.	45
2.7.2. Códigos de Simulación del MMC.	47
2.7.3. GEANT4.	48
3. METODOLOGÍA	54
3.1. Simulación en GEANT4.	54
3.1.1. Construcción del Mundo.	54
3.1.2. Construcción del Cabezal.	55
3.1.3. Construcción del Fantoma.	58
3.1.4. Características de la simulación.	59
3.2. Producción de Fotoneutrones.	60
3.2.1. Sección Eficaces.	60
3.2.2. Fuente de Neutrones.	62
3.3.3. Flujo de neutrones.	66
3.3. Espectro de Energía Neutrones.	67
3.3.1. Espectro de energía en el cabezal.	68
3.3.2. Espectro de energía en el Fantoma.	72
3.4. Dosis equivalente por Neutrones.	73
4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	75
5.1. Fotoneutrones Generados.	76
5.1.1. Fotoneutrones Generados en el Cabezal.	76
5.1.1.1. Intensidad de la Fuente de Neutrones.	78
5.1.2. Fotoneutrones que Llegan al Fantoma.	79
5.1.2.1. Flujo de Neutrones.	82
5.2. Espectro de Energía de Neutrones.	84
5.2.1. Espectro de Energía En el Cabezal.	84
5.2.2. Espectro de Energía En el Fantoma.	87
5.3. Dosis Equivalente por Neutrones.	91
6. CONCLUSIONES	95
A. CÓDIGO EMPLEADO	98
A.1. Materiales.	98
A.2. Volumen Mundo.	98
A.3. Target.	99
A.4. Colimador Primario.	99
A.5. Filtro Aplanador.	100
A.6. Cámara de Ionización.	100
A.7. Colimador Secundario (Jaws).	101
A.8. Colimador Multi Lamina (MLC).	102
A.9. Fantoma.	102
REFERENCIAS	103

ÍNDICE DE FIGURAS

2.1.	Diagrama básico de un LINAC, adaptado de [3].	4
2.2.	Representación de un Magnetrón (A) y un Klystron (B) [5].	5
2.3.	Guía de ondas de aceleración estacionaria [4].	6
2.4.	Cañón de electrones [4].	6
2.5.	Sistema de flexión de 270°, imagen adaptada de [6].	7
2.6.	Configuración del cabezal para la generación, aplanamiento y colimación de un haz de fotones clínico (A) y para un haz de electrones (B) [5].	8
2.7.	Espectro energético obtenido por simulación Monte-Carlo, para electrones monoenergéticos de 12 MeV [7].	8
2.8.	Haz de rayos X con (a) y sin (b) filtro de aplanamiento [4].	9
2.9.	Sección eficaz de interacciones de fotones con el cobre (Cu) [16].	11
2.10.	Esquema del efecto fotoeléctrico.	12
2.11.	Esquema de la dispersión Compton.	12
2.12.	Esquema de la producción de pares.	13
2.13.	Reacción (γ, n) [19].	13
2.14.	Resonancia dipolar gigante, caracterizada por poseer una energía umbral (E_{th}), un rápido crecimiento hasta un pico prominente (E_m) y un decrecimiento gradual a energías mayores (A) [21]. Secciones eficaces para reacciones (γ, n) y (γ, xn) para el ^{208}Pb (B) [18].	14
2.15.	Esquema del experimento de Chadwick [8].	16
2.16.	Diagrama de Feynman, de una desintegración β^- , por la cual un neutrón se desintegra en un protón, más un electrón y un antineutrino. Uno de los tres quarks del neutrón de la izquierda (quark d, en azul), emite un bosón W^- y pasa a ser un quark (u). El bosón emitido W^- se desintegra en un antineutrino y un electrón [10].	16
2.17.	Interacción de neutrones con la materia. (A) dispersión elástica. B) Dispersión inelástica. C) Absorción o captura [23].	21
2.18.	Principales componentes de un cabezal de acelerador lineal [18].	22
2.19.	Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) y (γ, xn) del Hierro 56 [28].	24
2.20.	Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) y (γ, xn) del Cobre 63 [28].	24
2.21.	Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) , (γ, xn) , (γ, n) y $(\gamma, 2n)$ del Tungsteno 182 [28].	25
2.22.	Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) y (γ, xn) del Tungsteno 184 [28].	25
2.23.	Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) y (γ, xn) del Tungsteno 186 [28].	26
2.24.	Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) , (γ, xn) , (γ, n) y $(\gamma, 2n)$ del Plomo 208 [28].	26
2.25.	Espectro primario de fotoneutrones producidos en un blanco de Tungsteno (W) [32].	27
2.26.	Sección eficaz de interacción de neutrones con el tungsteno W. En el rango de energía de radioterapia, la suma de las secciones eficaces $\sigma_{n,n'}$ y $\sigma_{n,2n}$ se denomina sección eficaz no elástica (σ_{non}). La dispersión inelástica domina la pérdida de energía a abajas energías y las reacciones $(n, 2n)$ domina a energías altas [18].	28
2.27.	Espectro de neutrones en el isocentro. Primer pico, región de neutrones térmicos (A). Región plana de neutrones intermedios o epitérmicos (B). segundo pico, región de neutrones rápidos (C) [34].	30
2.28.	Espectro de neutrones fuera del campo del haz de fotones. Primer pico, región de neutrones térmicos (A). Región plana de neutrones intermedios o epitérmicos (B). segundo pico, región de neutrones rápidos (C) [34].	30

2.29.	Sección eficaz de la reacción (n, p) pa el Helio-3. Presenta una dependencia inversa con la energía [28].	33
2.30.	Factor de ponderación w_R para neutrones en función de su energía [41].	37
2.31.	La densidad de ionización aumenta con el LET de la partícula, lo que a su vez aumenta la probabilidad de una interacción directa entre la partícula y la molécula de ADN [44].	39
2.32.	Sección eficaz de absorción y dispersión elástica de neutrones en el hidrogeno [46].	40
2.33.	Sección eficaz total para la interacción de neutrones con carbono, oxígeno e hidrogeno en función de la energía del neutrón incidente [47].	41
2.34.	Curvas de sobrevivencia de células como función de la dosis de radiación [43].	42
2.35.	La RBE aumenta con la LET de la radiación. Después de $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$, la radiación se vuelve menos eficaz debido a que se logra el máximo daño: la muerte celular [45].	42
2.36.	Distancia de muestreo de partículas en la interacción [55].	46
2.37.	La Función de Distribución de Probabilidad se obtiene apilando las probabilidades. Luego, se puede muestrear el tipo de colisión utilizando el número aleatorio ξ , que está distribuido uniformemente en el intervalo (0,1) [55].	46
2.38.	La Función de Distribución de Probabilidad se obtiene apilando las probabilidades. Luego, se puede muestrear el tipo de colisión utilizando el número aleatorio ξ , que está distribuido uniformemente en el intervalo (0,1) [55].	47
2.39.	Estructura de categorías de las clases de GEANT4 [56].	49
2.40.	Diagrama de flujo del uso de GEANT4 [56].	52
3.1.	Volumen mundo en la simulación Geant4 usada en este trabajo. El volumen se define como un cubo de $2 \times 2 \times 2 \text{ m}^3$ lleno de aire, conteniendo todos los componentes de la simulación, incluyendo el cabezal del LINAC y el Fantoma.	55
3.2.	Modelo geométrico del Varian Clinac 2100C de 18 MV [36]. Este modelo incluye el blanco de rayos X de tungsteno (W), el colimador primario (W), el filtro de aplanamiento (Fe + Ta), las colimaciones secundarias (W + Pb) y los colimadores multiláminas (W) [36].	56
3.3.	Esquema del cabezal y fantoma utilizados en la simulación, se observan la posición de los elementos en el eje z y los materiales.	58
3.4.	Captura de pantalla de los componentes modelados en Geant4. De acuerdo con los datos de la Tabla 3.1, tanto el colimador secundario como el colimador multiláminas tienen una apertura de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, y la distancia desde la fuente hasta la superficie del Fantoma es de 100 cm.	58
3.5.	Secciones eficaces de los materiales empleados en la simulación. Se observa que para la reacción (γ, n) , el tungsteno (W) tiene una energía umbral de 7.41 MeV, con un máximo alrededor de 15 MeV; el cobre (Cu) muestra un umbral de 10.85 MeV y un pico cercano a los 16 MeV; mientras que el hierro (Fe) presenta un umbral de 11.19 MeV y un pico alrededor de los 15 MeV. [28].	60
3.6.	Espectro de neutrones primario en un blanco de Tungsteno (W) para las energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV.	68
3.7.	Distribución de Energía de Neutrones según el Modelo de Maxwell-Boltzmann.	71
4.1.	Tendencia de la generación de fotoneutrones en el cabezal en función del número de fotones, con ajustes lineal, para fotones con energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV. Los ajustes lineales muestran valores de R^2 de 0.99995 para 18 MeV, 0.99999 para 15 MeV y 0.99997 para 10 MeV.	77
4.2.	Tendencia de la interacción de fotoneutrones en el Fantoma en función del número de fotones, con ajustes lineal, para fotones con energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV. Los ajustes lineales muestran valores de R^2 de 0.99970 para 18 MeV, 0.99972 para 15 MeV y 0.98023 para 10 MeV.	81

4.3.	Espectro primario de energía de neutrones en el cabezal del LINAC para fotones con energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV. El espectro muestra picos a 0.225 MeV para 18 MeV y 10 MeV, y a 0.125 MeV para 15 MeV. La energía media de los fotoneutrones es de 1.0276 ± 0.0028 MeV, 0.7566 ± 0.0021 MeV y 0.4863 ± 0.0040 MeV, respectivamente.	84
4.4.	Comparación de ajustes Maxwell-Boltzmann y Tosi a los espectros de energía de neutrones en el cabezal del LINAC para fotones de: (A) 18 MeV, (B) 15 MeV y (C) 10 MeV. Valores de Chi-Cuadrada: 1.1168 (M-B) y 4.5521 (Tosi) para 18 MeV; 1.5999 (M-B) y 12.8782 (Tosi) para 15 MeV; 0.40304 (M-B) y 15.3025 (Tosi) para 10 MeV.	85
4.5.	Espectro de energía de neutrones en el Fantoma para fotones con energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV. El espectro muestra picos a 0.725 MeV para 18 MeV, 0.075 MeV para 15 MeV y 0.225 MeV para 10 MeV. La energía media de los fotoneutrones es de 1.416 ± 0.024 MeV, 0.941 ± 0.028 MeV y 0.526 ± 0.078 MeV, respectivamente.	87
4.6.	Comparación de ajustes Maxwell-Boltzmann a los espectros de energía de neutrones en el Fantoma para fotones de: (A) 18 MeV, (B) 15 MeV y (C) 10 MeV. Valores de Chi-Cuadrada: 1.8064 para 18 MeV; 3.2493 para 15 MeV; 29.1761 para 10 MeV.	88
4.7.	Distribución de Energía Depositada por Neutrones por Gy de Dosis Absorbida por Fotones en el Fantoma según Intervalos de Energía de neutrones. La mayor energía depositada por neutrones en el Fantoma ocurre para fotones de 18 MeV (A), seguidos por fotones de 15 MeV (B), y finalmente fotones de 10 MeV (C).	92
4.8.	Comparación de la Dosis Absorbida y Dosis Equivalente. (A) Para Fotones de 18 MeV, (B) Para fotones de 15 MeV y (C) para fotones de 10 MeV. (D) Comparativa de Dosis Equivalentes entre las Tres Energías.	93

ÍNDICE DE TABLAS

2.1.	Clasificación de neutrones según su energía [13, 14].	17
2.2.	Clasificación de varios tipos de interacciones de neutrones [23].	19
2.3.	Datos nucleares de diferentes materiales en el LINAC, energías umbrales y valor Q para las diferentes reacciones fotoneutrónicas [18].	23
2.4.	Factores de ponderación w_R para diferentes tipos de radiación y energías [41].	36
2.5.	Límites de dosis equivalente anual en México basados en ICRP 26 [51].	43
2.6.	Límites de dosis equivalente anual propuestos en la publicación 60 de la ICRP y se mantienen vigentes actualmente en la publicación 103 de la ICRP [43].	43
3.1.	Dimensiones utilizadas para la simulación del cabezal LINAC de un GE Saturne 20 [57].	56
3.2.	Estructuras principales del LINAC y composiciones elementales de la referencia [58].	57
3.3.	Materiales, densidad y dimensiones de los componentes del cabezal del LINAC simulado en este estudio, basado en las referencias [58], [57] y [36].	57
3.4.	Datos nucleares de los materiales empleados en la simulación del LINAC, así como las energías umbrales y los valores Q para las diversas reacciones fotoneutrónicas [18].	60
3.5.	Clasificación de neutrones <i>en el Fantoma</i> por energía y factores de ponderación [41].	73
4.1.	Fotoneutrones generados en el cabezal y su proporción respecto al número de historias, para energías de fotones de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV.	76
4.2.	Comparación de la intensidad de la fuente, Q, de neutrones entre este estudio y otros estudios para diferentes modelos de LINAC y energías de fotones.	78
4.3.	Fotoneutrones que incidentes en el Fantoma y porcentajes relativos al número de historias y fotoneutrones generados en el cabezal para energías de fotones de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV.	79
4.4.	Continuación de la tabla 4.3.	79
4.5.	Comparativa del Flujo de neutrones ϕ ($n \cdot cm^{-2}Gy^{-1}$) en el Fantoma obtenidos mediante simulación, el modelo de McCall y estudios previos.	82
4.6.	Comparativa de los espectros de neutrones del cabezal y Fantoma con espectros presentados en la literatura. Considerando los picos de energía y la energía media como parámetros de comparación.	89
4.7.	Comparativa de Dosis Equivalente obtenida en este estudio con estudios previos.	94

CAPÍTULO 1

INTRODUCCION

1.1. Planteamiento del Problema

La radioterapia sigue siendo una de las técnicas más utilizadas en el tratamiento del cáncer debido a su capacidad para irradiar tumores con alta precisión, minimizando el daño a los tejidos sanos circundantes. Los aceleradores lineales médicos (LINACs) juegan un papel crucial en esta modalidad terapéutica, produciendo haces de fotones de alta energía que permiten una administración eficaz de dosis en el volumen tumoral. Sin embargo, al operar a energías superiores a 8 MeV [57], estos equipos también generan neutrones secundarios a través de reacciones fotonucleares que contaminan el haz terapéutico y representan un riesgo adicional para los pacientes.

Los fotoneutrones se producen principalmente a través de la resonancia dipolar gigante en reacciones fotonucleares (γ, n) [65] que ocurren en materiales de alto número atómico como tungsteno (W) y plomo (Pb) presentes en el cabezal del LINAC. Estos neutrones incluyen tanto neutrones de evaporación como neutrones directos, con una distribución de energía compleja y casi isotrópica [65]. Dada su alta eficacia biológica relativa (RBE) comparada con los fotones, incluso pequeñas dosis de neutrones pueden contribuir significativamente a la dosis equivalente, aumentando la probabilidad de inducir cánceres secundarios en los órganos fuera del campo de tratamiento.

La caracterización precisa de los espectros de energía de los fotoneutrones es crucial, ya que proporciona información detallada sobre la distribución energética y permite evaluar mejor el impacto radiobiológico de estos neutrones. Además, la cuantificación de la dosis equivalente, que tiene en cuenta la mayor RBE de los neutrones, es esencial para estimar adecuadamente el riesgo de efectos secundarios a largo plazo en los pacientes.

Medir experimentalmente los fotoneutrones y su impacto en los pacientes y el entorno del tratamiento es extremadamente desafiante debido a la alta intensidad y la complejidad del campo de radiación en un entorno clínico [66]. La medición precisa de los fotoneutrones requiere el uso de diferentes tipos de detectores dependiendo de la energía de los neutrones, lo cual complica aún más la obtención de datos fiables. En este contexto, las técnicas de simulación Monte Carlo, como las implementadas en el código Geant4, ofrecen una herramienta poderosa para modelar y analizar la producción y propagación de fotoneutrones en un LINAC. Estas simulaciones permiten no solo estimar el número de neutrones generados en el cabezal del LINAC y su interacción con un Fantoma representativo del paciente, sino también obtener espectros de energía, flujos de neutrones y dosis absorbida y equivalente en diversas condiciones de operación del acelerador.

Este trabajo se centra en la caracterización de la contaminación de neutrones en un LINAC mediante simulaciones Monte Carlo con Geant4. Se desarrolla un modelo detallado del cabezal del LINAC y se simula la producción de fotoneutrones por interacciones de fotones con los componentes del cabezal. Posteriormente, se analiza la interacción de estos neutrones con un Fantoma para evaluar la intensidad de la fuente, el flujo de neutrones y la dosis equivalente.

Los resultados de las simulaciones incluyen espectros de energía de neutrones tanto en el cabezal como en el Fantoma, ajustados con distribuciones Maxwell-Boltzmann y la función Tosi, así como la determinación de la energía media y los picos de energía para cada espectro. Finalmente, se calcula la dosis equivalente utilizando factores de ponderación adecuados y se comparan los resultados obtenidos con los datos reportados en la literatura.

Se busca proporcionar una comprensión profunda de la distribución y el impacto de los fotoneutrones generados en LINACs, contribuyendo al desarrollo de mejores prácticas de seguridad radiológica y optimización de los tratamientos de radioterapia para reducir el riesgo de efectos secundarios en los pacientes

1.2. Hipótesis

La dosis equivalente por fotoneutrones aumenta con la energía del haz de fotones en un cabezal de LINAC con configuración constante.

1.3. Objetivos

1.3.1. Objetivo General

Realizar una simulación detallada de la producción y propagación de fotoneutrones en un LINAC utilizando el software Geant4, para diferentes energías de rayos X (10 MeV, 15 MeV y 18 MeV).

1.3.2. Objetivos Específicos

- Desarrollar un modelo del cabezal del LINAC en el software de simulación Geant4, incluyendo todos los componentes relevantes como el blanco de rayos X, los colimadores primarios, el filtro aplanador, la cámara de ionización, los colimadores secundarios y los colimadores multiláminas (MLC).
- Realizar simulaciones Monte Carlo para diferentes energías de rayos X (10 MeV, 15 MeV y 18 MeV) y obtener datos sobre la cantidad de fotoneutrones generados en el cabezal del LINAC y de los que llegan a interactuar con el Fantoma.
- Determinar la intensidad de la fuente de neutrones (Q) en el cabezal del LINAC.
- Calcular el flujo de neutrones (ϕ) que llega al Fantoma.
- Obtener y analizar el espectro de energía de los fotoneutrones generados en el cabezal y de los que interactúan con el Fantoma, comparando los resultados con modelos teóricos como la distribución de Maxwell-Boltzmann y la función de Tosi.
- Convertir la energía depositada en el Fantoma a dosis absorbida, utilizando la densidad y volumen del Fantoma.
- Aplicar factores de ponderación de radiación (w_R) para calcular la dosis equivalente en el Fantoma, considerando las diferentes energías de los neutrones.
- Comparar los resultados obtenidos con estudios previos y datos disponibles en la literatura para validar la precisión y consistencia de las simulaciones realizadas.

CAPÍTULO 2

MARCO TEÓRICO

2.1. PRINCIPIOS FUNDAMENTALES DEL ACELERADOR LINEAL DE ELECTRONES DE USO MÉDICO (LINAC)

2.1.1. Radioterapia

El uso de la radioterapia con fines terapéuticos comenzó poco después de los descubrimientos de los rayos X por Wilhelm Roentgen en 1895, la radioactividad por Becquerel en 1896, y el radio por Marie y Pierre Curie en 1898. El primer tratamiento con radioterapia se aplicó a un caso avanzado de cáncer de mama en 1896, y en 1904 se utilizó isótopos de radio para tratar el cáncer de cuello uterino y lesiones cutáneas [2].

La radioterapia emplea radiaciones ionizantes, tales como rayos X, rayos gamma, electrones de alta energía y partículas pesadas. Este tratamiento es sumamente común en la práctica oncológica, ya que alrededor del 50% de los pacientes con cáncer requerirán radioterapia en algún momento durante su enfermedad. En situaciones de tratamiento paliativo, la radioterapia ayuda a aliviar los síntomas y el dolor. Por otro lado, en tratamientos con intención curativa, la radioterapia puede combinarse con cirugía y quimioterapia para maximizar la eficacia terapéutica [1].

La radioterapia se basa en la premisa de que las células cancerosas tienen un crecimiento descontrolado, lo que indica que la mayoría de estas células están en la fase M (mitosis) del ciclo celular, que es la etapa más sensible a la radiación. El objetivo del tratamiento es aplicar una dosis alta de radiación ionizante al tumor para eliminar las células cancerosas, mientras se minimiza el daño al tejido sano circundante. Esta capacidad de atacar selectivamente el cáncer hace que la radioterapia sea una opción eficaz en el tratamiento de tumores [2].

Existen dos técnicas de radioterapia: la radioterapia de haz externo y la braquiterapia. La radioterapia de haz externo es la más común, representa el 80 % de los tratamientos. Con esta técnica, se irradia la zona donde se encuentra el tumor con una máquina ubicada a cierta distancia del paciente, una bomba de cobalto o un acelerador lineal, que emite un haz de alta energía. En la braquiterapia, se coloca una fuente radiactiva dentro del cuerpo del paciente para administrar una dosis elevada de radiación que vaya dirigida directamente al tumor [1].

En este estudio se abordará los tratamientos de radioterapia con haz externo, específicamente la generación de rayos X de alta energía mediante un acelerador lineal de electrones de uso médico (LINAC).

2.1.2. Acelerador Lineal de Electrones de Uso Médico

Un LINAC es un aparato que acelera electrones a distintas energías cinéticas, que van desde 4 MeV hasta 25 MeV, mediante el uso de ondas electromagnéticas. Estos electrones pueden ser utilizados directamente para tratar tumores superficiales o bien para generar un haz de fotones mediante el efecto de radiación de frenado (Bremsstrahlung), lo que resulta útil para tratar neoplasias más profundas [3]. Aunque el diseño de un LINAC puede variar considerablemente dependiendo de la

energía deseada y del fabricante, todas las unidades comparten componentes comunes, como una fuente de alimentación, un modulador, un cañón de electrones, un magnetrón o klystron (fuente de microondas), una guía de ondas de aceleración, un imán de doblaje y un cabezal de tratamiento (Gantry), como se ilustra en la Figura 2.1.

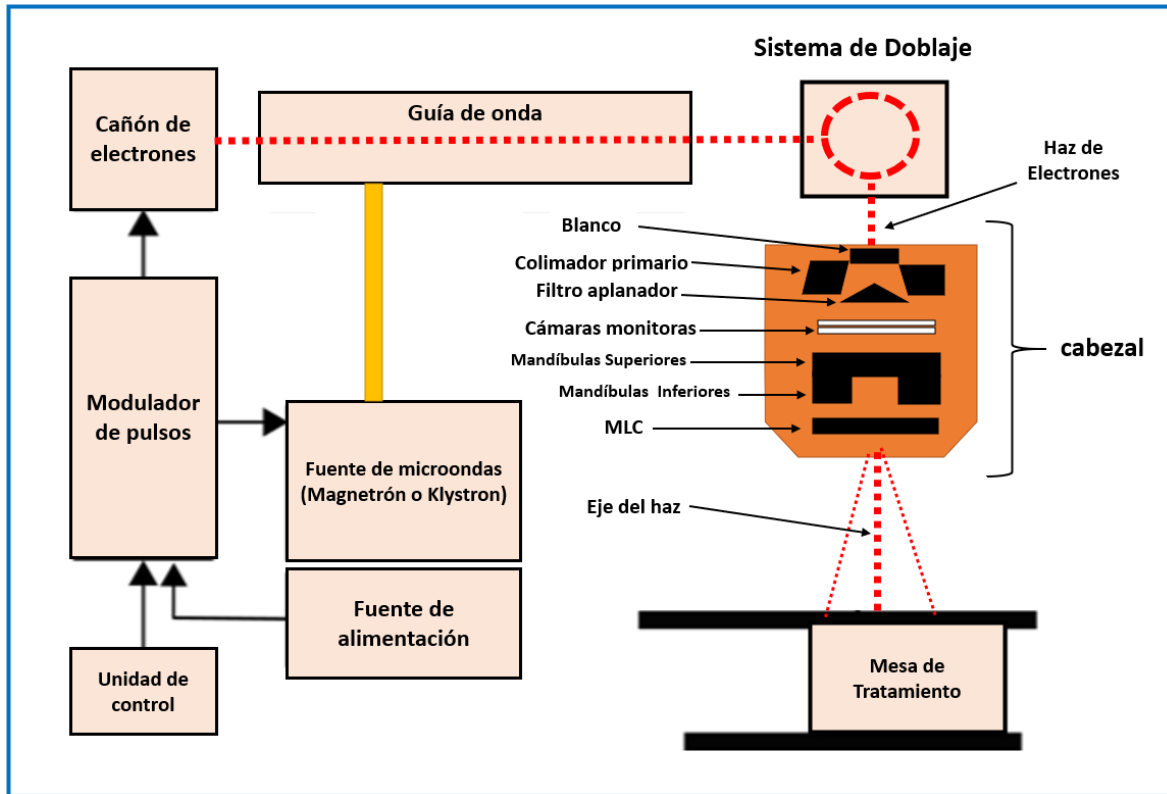


Figura 2.1. Diagrama básico de un LINAC, adaptado de [3].

Un LINAC opera generando electrones mediante un cañón de electrones ubicado en un extremo de una estructura de guía de ondas. Estos electrones son acelerados por pulsos de microondas generados por un magnetrón o un klystron, los cuales se propagan a lo largo del sistema de guía de ondas. Para garantizar la eficiencia en la aceleración de los electrones, es necesario mantener todos estos componentes en condiciones de vacío.

▪ Fuente de alimentación y modulador

La operación inicia con la fuente de alimentación suministrando corriente continua (CC) al modulador de pulsos, donde se forman pulsos planos de alto voltaje. Estos pulsos se entregan a la fuente de microondas (magnetron o klystron) y simultáneamente al cañón de electrones. [4].

▪ Fuente de microondas

Las fuentes de potencia de microondas son el magnetrón y el klystron. El magnetrón es un dispositivo con geometría cilíndrica que genera pulsos de microondas con tiempos de duración de microsegundos. Funciona como un oscilador de alta potencia y se emplea comúnmente en equipos con energías menores o iguales a 6 MeV. Se compone de un cátodo central y un ánodo exterior con

cavidades resonantes de cobre. La formación de microondas en el magnetrón comienza cuando se calienta el cátodo interno y se generan electrones por emisión termoiónica. Posteriormente, se aplica un campo magnético estático perpendicular a la sección transversal de las cavidades y un campo eléctrico de CC entre el cátodo y el ánodo. De esta forma, los electrones formados por efecto termoiónico se aceleran hacia el ánodo y bajo la influencia simultánea del campo magnético, los electrones empiezan a moverse en trayectorias de espiral hacia las cavidades resonantes, radiando energía en el rango de microondas [5].

El Klystron es un amplificador de microondas que funciona mediante la inyección de electrones. Estos electrones son modulados en velocidad para convertir su energía en una salida de microondas intensa y amplificada. El proceso comienza con la aceleración de los electrones desde el cátodo hacia la primera cavidad, donde son agrupados y modulados en energía cinética por microondas de baja potencia. Luego, en la segunda cavidad, los electrones generan un campo eléctrico retardado que convierte su energía cinética en microondas de alta potencia, siguiendo el principio de conservación de energía. Aunque el Klystron es más grande y costoso que el magnetrón, ofrece una amplificación más potente [5].

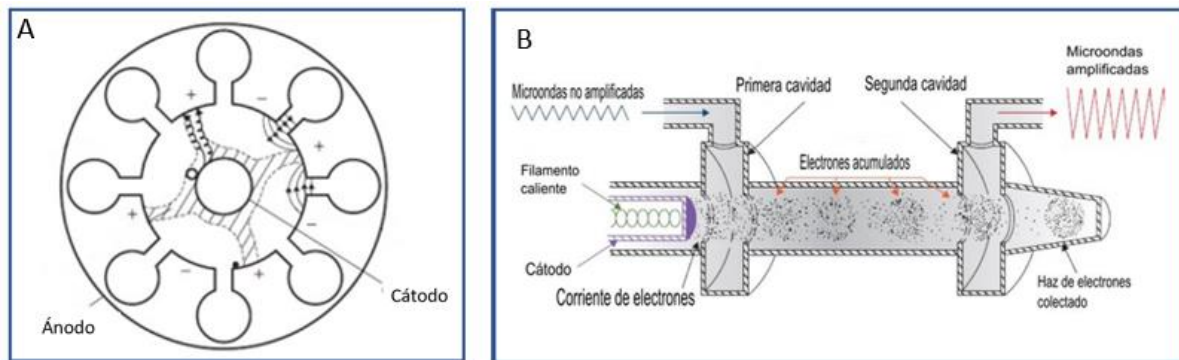


Figura 2.2. Representación de un Magnetrón (A) y un Klystron (B) [5].

▪ Guía de ondas aceleradora

La guía de ondas proporciona un camino donde los electrones se impulsan en línea recta. Sus cavidades cumplen dos funciones esenciales: distribuir la energía de las microondas entre cavidades adyacentes y generar un campo eléctrico apropiado para impulsar los electrones. Se distinguen dos tipos de guías de ondas: las de tipo onda viajera y las estacionarias. En el primer caso, la guía presenta una estructura cilíndrica uniforme con cavidades espaciadas regularmente a lo largo del tubo, donde los electrones reciben impulso de los campos de radiofrecuencia en cada cavidad. Por otro lado, en el caso de las ondas estacionarias, los extremos de la guía reflejan la potencia de las ondas, creando un patrón estacionario [4].

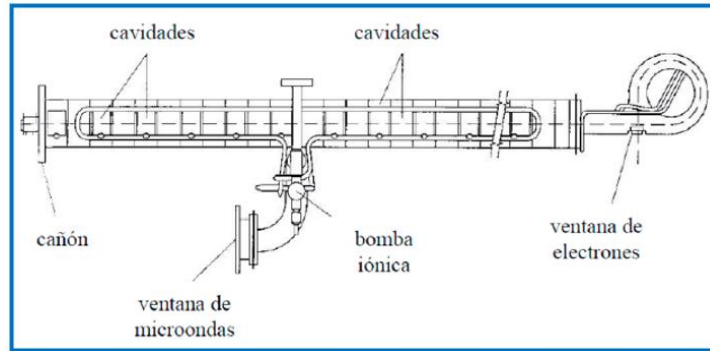


Figura 2.3. Guía de ondas de aceleración estacionaria [4].

▪ Cañón de electrones

El cañón de electrones es el encargado de introducir pulsos de electrones en el sistema de guía de ondas utilizando el efecto termoiónico. Este proceso ocurre cuando el cátodo se calienta bajo una diferencia de potencial, generando una nube de electrones dirigida hacia una dirección específica.

Las microondas pulsadas producidas en el magnetrón o klystron se inyectan en el sistema de guía de ondas aceleradoras. Los grupos de electrones (con una energía inicial de $\sim 50 \text{ keV}$) generados en el cañón se inyectan en la guía en sincronía con la radiación de microondas pulsada y se llevan por la guía alcanzando velocidades cercanas a la velocidad de la luz. Cuando estos electrones emergen de la guía aceleradora tienen una forma de un haz de lápiz de $\sim 3 \text{ mm}$ de diámetro [4].

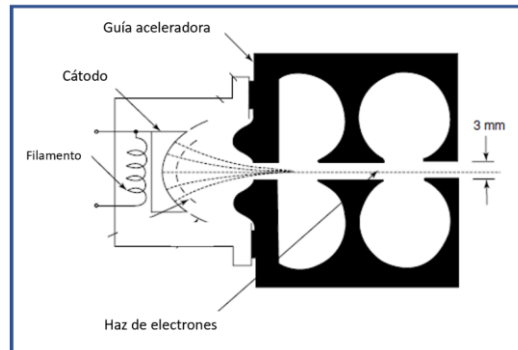


Figura 2.4. Cañón de electrones [4].

▪ Sistema de flexión

En aceleradores con energías inferiores a 6 MeV, la guía de ondas aceleradora es corta y se puede montar perpendicular al eje de rotación del cabezal, pero para energías mayores la longitud que ha de tener la guía de ondas aceleradora impide este diseño. En estos casos se monta paralela al eje de rotación del cabezal por lo que es necesario un sistema de flexión del haz, el cual es un conjunto de bobinas que generan los campos magnéticos que transportan el haz de electrones acelerado desde el final de la guía de ondas a la posición que ocupara en la ventana de electrones o el blanco de rayos X según el modo de tratamiento, con electrones o con rayos X. Los sistemas de flexión pueden ser de 90° , 270° o 112.5° [6].

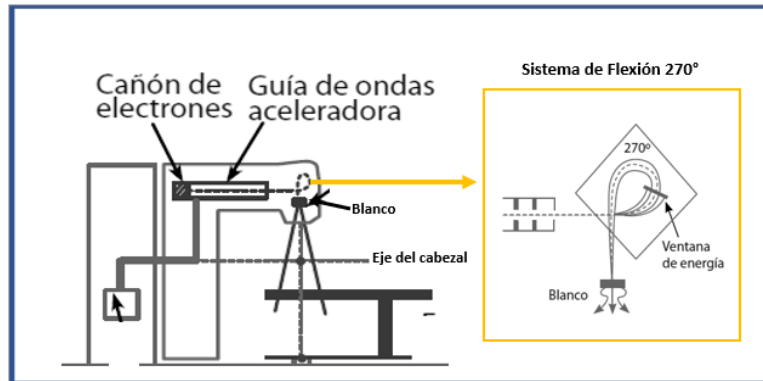


Figura 2.5. Sistema de flexión de 270°, imagen adaptada de [6].

Hasta este punto, hemos visto cómo los electrones generados en el cañón son acelerados en la guía de ondas aceleradora a la energía deseada, de donde salen, en forma de un haz estrecho, hacia el sistema de flexión para producir posteriormente haces de rayos X o de electrones según el modo de tratamiento. Pero aun el haz que se va a usar para tratamiento debe modificarse (colimarse) para permitir la irradiación uniforme del área de tratamiento prevista del paciente, que puede variar desde un área muy pequeña hasta un máximo de aproximadamente $40\text{cm} \times 40\text{cm}$. esta parte se lleva a cabo en el cabezal del LINAC.

2.1.3. Cabezal

El cabezal del LINAC (ver figura 2.1) contiene varios elementos que influyen en la producción, modelado, localización y monitoreo de los haces clínicos de fotones y electrones. Está formado por una carcasa gruesa hecha de un material de blindaje de alta densidad, como plomo, tungsteno, o una aleación de los mismos [5].

Los componentes que se encuentran dentro del cabezal son [3]:

- Blanco de rayos X retráctil;
- Filtros de aplanamiento y laminas dispersoras de electrones;
- Colimadores primarios y secundarios ajustables;
- Cámaras de ionización;
- Cuñas retractiles opcionales;
- Colimadores multiláminas (MLC)

Los haces clínicos de fotones se producen con una combinación de un blanco y filtro de aplanamiento. Por otro lado, los haces clínicos de electrones se producen al retraer el blanco y el filtro de aplanamiento, y al dispersar el haz de electrones con una lámina de dispersión. Se emplean conos especiales (aplicadores) para colimar los haces de electrones [3].

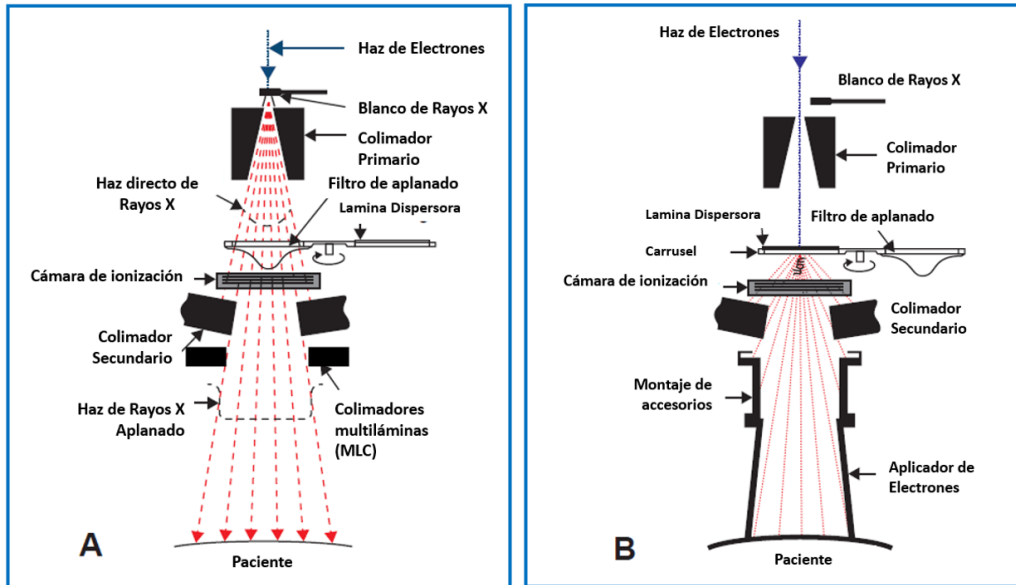


Figura 2.6. Configuración del cabezal para la generación, aplanamiento y colimación de un haz de fotones clínico (A) y para un haz de electrones (B) [5].

2.1.4. Producción de Haces Clínicos de Fotones

Los haces clínicos de fotones son rayos X de frenado (bremsstrahlung). Se producen cuando el haz de electrones incide en un **blanco** de un material de alto número atómico y un alto punto de fusión. El material comúnmente utilizado es el tungsteno con un Z de 74 y un punto de fusión de $3,370^{\circ}$ Celsius. Como resultado de las interacciones de tipo bremsstrahlung, la energía del electrón se convierte en un espectro de energías de rayos X, con energía máxima igual a la energía del electrón incidente. La energía media del haz de fotones es aproximadamente un tercio de la energía máxima [5].

El haz de rayos X generado por bremsstrahlung se dirige principalmente hacia delante como se muestra en la Figura 2.8(a), por esta razón, es necesario insertar un **filtro de aplanamiento** en el haz. Este efecto se ve en la Figura 2.8(b). Este filtro permite que la intensidad del haz sea uniforme en todo el campo. Suele estar hecho de plomo, aunque también se puede utilizar tungsteno [4,5].

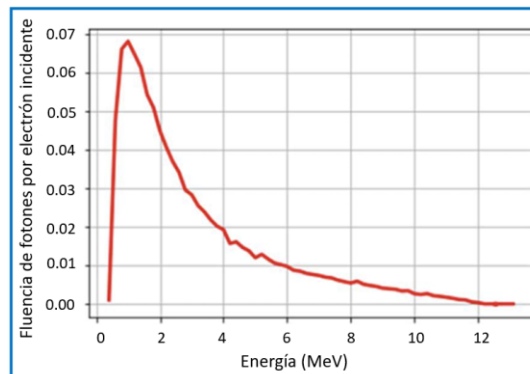


Figura 2.7. Espectro energético obtenido por simulación Monte-Carlo, para electrones monoenergéticos de 12 MeV [7].

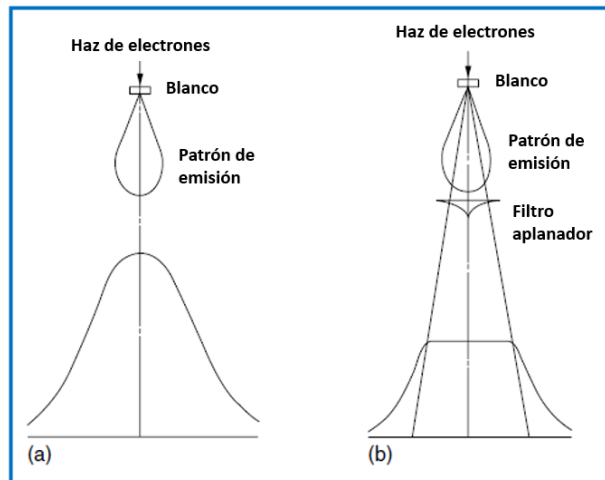


Figura 2.8. Haz de rayos X con (a) y sin (b) filtro de aplanamiento [4].

El **colimador primario** fijo se encarga de inicializar la colimación del haz de tratamiento al estar ubicado justo después del blanco de rayos X. Su función es absorber todos los rayos X, excepto los que se desplazan en la dirección deseada, definiendo así el tamaño del campo circular más grande posible. El colimador consta de una abertura cónica, como se muestra en la Figura 2.6, en un bloque de blindaje de tungsteno. Los bordes de esta abertura cónica se proyectan desde los límites del blanco en un extremo del bloque hasta el filtro de aplanamiento en el otro extremo [3].

El haz de rayos X colimado y aplanado por el filtro incide en la **cámara de ionización**. Su función es monitorear la tasa de dosis, la dosis integrada y la simetría del campo [5].

Después de pasar por la cámara de ionización, el haz se colima adicionalmente mediante el **colimador secundario (mandíbulas)**. Están compuestos por cuatro bloques de plomo o tungsteno: dos forman las mandíbulas superiores y dos las inferiores del colimador. Estos permiten obtener campos rectangulares o cuadrados en el isocentro del LINAC, con dimensiones desde unos pocos milímetros hasta 40 cm [3].

Además de las mandíbulas, los LINACs están equipados con **colimadores multiláminas (MLC)** para dar formas irregulares al campo y modulación de intensidad. Es un sistema de colimación compuesto por “hojas” individuales, generalmente de tungsteno, que pueden moverse independientemente [5].

El espectro del haz de fotones es continuo, cuya energía máxima será igual a la de los electrones incidentes. Un tercio de la energía máxima de estos electrones incidentes será igual a la energía media del haz de fotones. El haz de fotones se expresa en unidades de MV y para haces de electrones sus unidades son MeV, puesto que estos haces son monoenergéticos [5].

2.1.5. Producción de Haces Clínicos de Electrones

En la generación de haces de electrones para uso clínico, se retiran tanto el blanco como el filtro aplanador utilizados en el modo de haces de fotones, y el haz de electrones emerge a través de una ventana de metal delgada. El haz que sale es estrecho, generalmente con un diámetro de pocos milímetros, y tiene un perfil gaussiano, lo cual no es adecuado para uso clínico ya que se requieren

distribuciones uniformes en campos de hasta 25 cm x 25 cm. Para alcanzar esta uniformidad, se emplean dos técnicas: láminas de dispersión o haces escaneados [4].

- Láminas de dispersión: es el método más común en el diseño de los aceleradores lineales. Consiste en colocar láminas delgadas de metales con alto número atómico, como cobre o plomo, para ensanchar el haz.
- Haces escaneados: se utiliza con frecuencia dos imanes controlados por computadora que desvían el haz tipo lápiz en dos planos ortogonales, permitiendo escanear el haz tipo lápiz a través del campo de tratamiento clínico.

Debido a la significativa dispersión de electrones, se requieren aplicadores para delinear el campo de forma precisa cerca del paciente. Además, el aplicador está diseñado para ayudar a obtener un haz plano a lo largo de los anchos de campo requeridos.

Este estudio solo abordará haces clínicos de fotones y como estos generan fotoneutrones.

2.2. INTERACCIÓN DE FOTONES CON LA MATERIA

Las interacciones de fotones son estocásticas. Enseguida, se describen los procesos de interacción básicos y la probabilidad de que ocurra cada interacción cuando un haz de fotones de alta energía entra en un medio. En cada interacción se crean partículas ionizantes secundarias. Estas pueden ser partículas cargadas (generalmente electrones) o partículas neutras (generalmente fotones y en menor medida neutrones).

2.2.1. Sección Eficaz y Atenuación del Haz de Radiación

Un haz de radiación de alta energía que ingresa en un medio se atenúa mediante interacciones de partículas con el medio. Cada interacción tiene su propia probabilidad o sección eficaz de interacción, σ . La sección eficaz tiene dimensiones de área con unidades en cm^2 . Sin embargo, en física nuclear, las secciones eficaces suelen expresarse en unidades de barns; donde $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. La sección eficaz de una interacción dada dependerá de la energía de la partícula incidente [15].

Las secciones eficaces se utilizan para determinar la probabilidad de diferentes de reacción (por ejemplo, sección eficaz de efecto fotoeléctrico y sección eficaz de producción de pares). La suma de todas las diferentes secciones eficaces multiplicada por la densidad de átomos N determinara la probabilidad total de interacción en un material. Esto se conoce como la sección eficaz macroscópica total.

Dada la sección eficaz macroscópica total y la profundidad (x) en el medio, la intensidad $I(x)$ de un haz de radiación en una profundidad x puede describirse mediante la ley de atenuación de Beer-Lambert de la siguiente manera, donde x es la profundidad del material, $\sum_t N\sigma_t$ es la sección eficaz macroscópica y I_0 es la intensidad inicial del haz [4].

$$I(x) = I_0 e^{-N\sigma_t x} \quad (2.1)$$

A las energías en que se labora en radioterapia, de 4 a 25 MV, muchas interacciones diferentes de fotones afectan la sección eficaz macroscópica (llamada coeficiente de atenuación lineal para fotones). La absorción fotoeléctrica, dispersión Compton, dispersión Rayleigh, producción de pares y reacciones de fotodesintegración nuclear contribuyen significativamente al coeficiente de atenuación lineal. En este trabajo, se discutirán a detalle las reacciones de fotodesintegración nuclear.

Como ejemplo, las secciones eficaces de fotones interaccionando con el cobre (Cu) se muestran en la Figura 2.9.

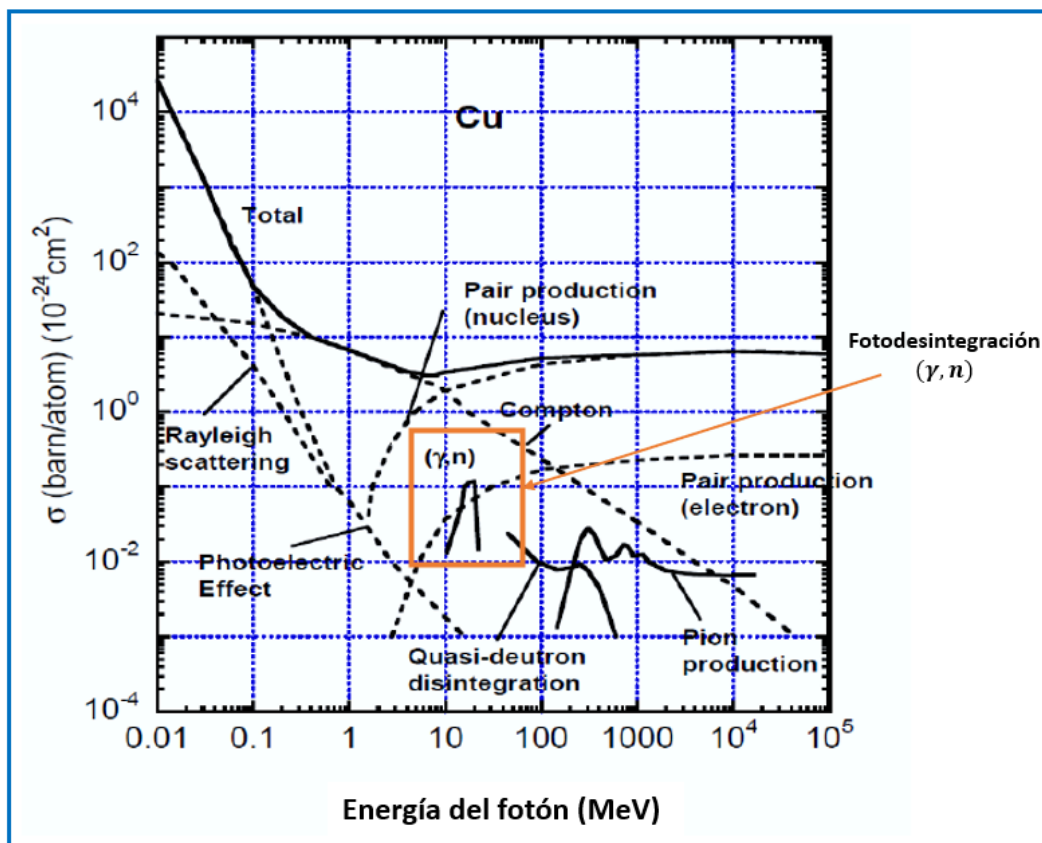


Figura 2.9. Sección eficaz de interacciones de fotones con el cobre (Cu) [16].

2.2.2. Absorción Fotoeléctrica

En la interacción fotoeléctrica, el fotón incidente transfiere toda su energía a un electrón orbital de un átomo. El fotón desaparece y un electrón es expulsado dejando una vacancia. Para que la absorción fotoeléctrica suceda, la energía del fotón incidente debe ser mayor que la energía de ligadura del electrón orbital. La vacancia llevará a una cascada de transiciones electrónicas desde las capas exteriores a las capas internas como se ve en la Figura 2.10. Estas transiciones, a su vez, darán lugar a rayos X característicos y/o electrones Auger.

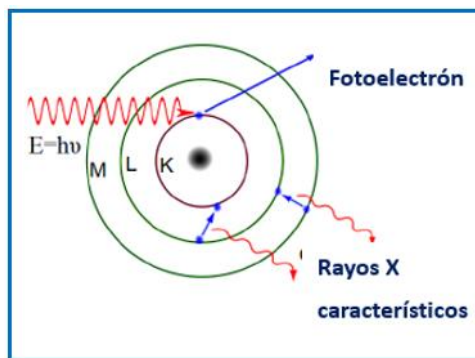


Figura 2.10. Esquema del efecto fotoeléctrico.

El coeficiente de atenuación lineal es proporcional a Z^3/E_0^3 , donde Z es el número atómico y E_0 es la energía del fotón incidente.

2.2.3. Dispersión Compton

La interacción Compton es un proceso inelástico en el que el fotón interactúa con los electrones de valencia (capas electrónicas exteriores) del átomo, dejando una vacancia, mientras que el fotón se dispersa con energía reducida como se ve en la Figura 3.11. La energía del fotón dispersado es igual a la energía del fotón incidente menos la energía impartida al electrón de Compton.

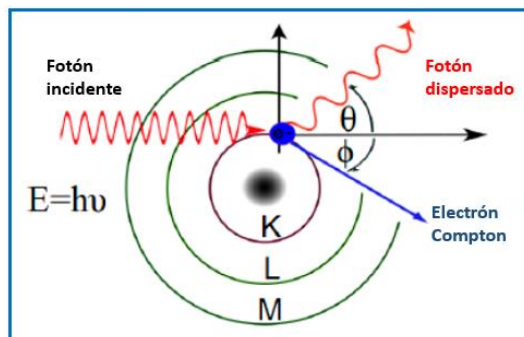


Figura 2.11. Esquema de la dispersión Compton.

El coeficiente de atenuación lineal para el efecto Compton es proporcional a E^{-1} . Por lo tanto, la probabilidad relativa de la dispersión Compton aumenta, en comparación con la absorción fotoeléctrica, a medida que aumenta la energía del fotón incidente.

3.2.4. Producción de Pares

La producción de pares ocurre cuando un fotón es absorbido en el campo del núcleo y resulta en un par electrón-positrón. La energía umbral para esta interacción es de 1.022 MeV. En el caso poco frecuente de que el fotón interactúe en el campo de los electrones atómicos, el electrón es eyectado junto con la creación de un par electrón-positrón. Este proceso se conoce como producción de tripletes, y la energía umbral es de 2.044 MeV.

El positrón (e^+) ioniza hasta que se combina con un electrón libre, la masa de ambas partículas se convierte en dos fotones de aniquilación, cada uno con una energía de 0.511 MeV. La Figura 2.12

ilustra el proceso de producción de pares. La probabilidad de la producción de pares aumenta con el numero atómico aproximadamente como Z^2 e incrementa con la energía del fotón. Se convierte en la interacción dominante para fotones de energía muy alta, por encima de las energías normalmente utilizadas para la terapia.

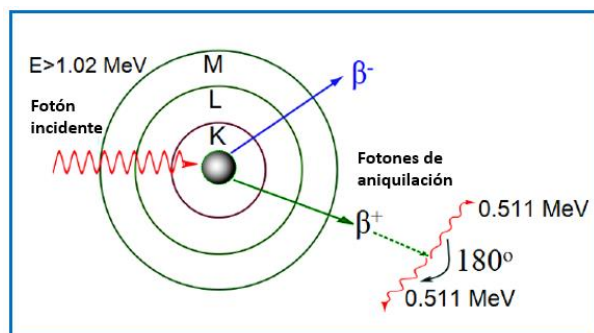


Figura 2.12. Esquema de la producción de pares.

2.2.5. Fotodesintegración Nuclear

Cuando un fotón de alta energía ($E \geq 8 \text{ MeV}$) es absorbido por un núcleo atómico, este entra en un estado de excitación, de modo que emite un neutrón (n), protón (p) o una partícula alfa (α). Este proceso se conoce como fotodesintegración y la condición para que pueda ocurrir es que la energía del fotón debe ser mayor a la energía de ligadura de la partícula expulsada (energía umbral) [17]. La reacción más probable en el proceso de fotodesintegración es la (γ, n), que se ilustra en la Figura 2.13 con un fotón incidente que interactúa con un núcleo (1). El núcleo absorbe el fotón, volviéndose radiactivo (2). Finalmente, el núcleo emite un neutrón rápido (fotoneutrón) (3). El núcleo residual suele ser radiactivo y generalmente decae mediante captura electrónica (EC) o por emisión de positrones (β^+) [19]. El neutrón generado puede inducir otro tipo de reacciones nucleares que se abordarán más adelante.

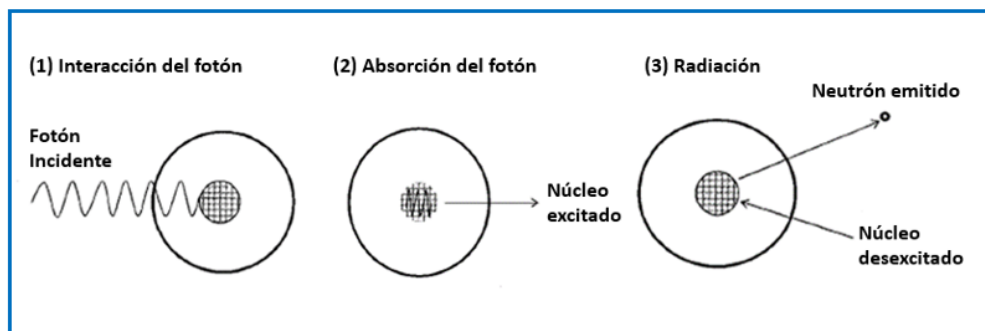


Figura 2.13. Reacción (γ, n) [19].

Usualmente, la probabilidad de reacciones de fotodesintegración es de ordenes de magnitud inferior en comparación con las probabilidades combinadas para el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares [14].

Las reacciones de fotodesintegración de mayor relevancia en el rango de energías utilizado en radioterapia son aquellas originadas por un proceso conocido como resonancia dipolar gigante. Este proceso conduce a la expulsión de un fotoneutrón rápido del núcleo (γ, n), dejando al núcleo con un déficit de neutrones. Las reacciones menos comunes en elementos pesados son (γ, p) y (γ, α), ya que tanto los protones como las partículas α , al tener carga eléctrica positiva, deben superar un potencial de repulsión coulombiano para ser expulsadas del núcleo. Otras reacciones nucleares de desintegración que pueden ocurrir en menor medida son ($\gamma, 2n$) y (γ, np) [18].

▪ Resonancia Dipolar Gigante

Cada interacción (γ, n) presentan una energía umbral, por lo que no es posible que sucedan si la energía del fotón que incide es menor que este umbral. Cuando la energía excede este umbral, la probabilidad de que ocurra la reacción (γ, n) aumenta con la energía del fotón incidente, hasta que alcanza su valor máximo y luego disminuye con el aumento de la energía del fotón. La forma del pico de la sección eficaz se conoce como resonancia dipolar gigante (RGD) como se puede ver en la Figura 2.13 (A), E_{th} es la energía umbral y E_m es la energía de la máxima sección eficaz [21].

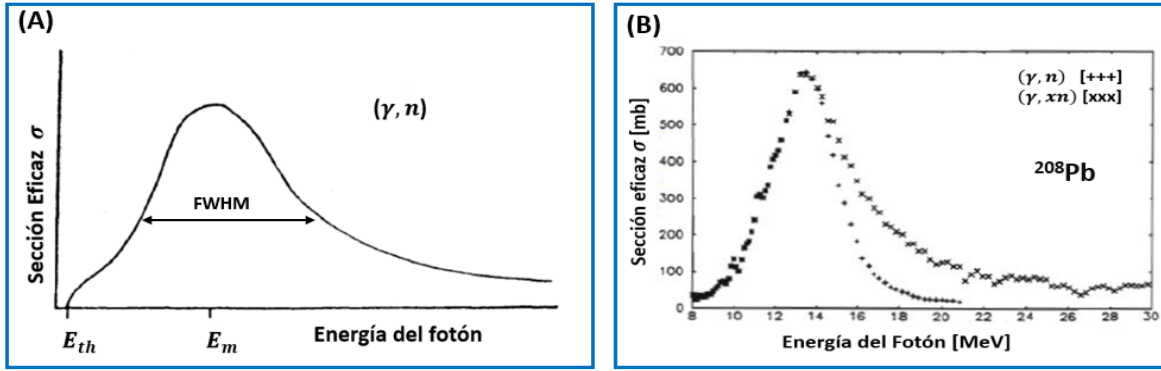


Figura 2.14. Resonancia dipolar gigante, caracterizada por poseer una energía umbral (E_{th}), un rápido crecimiento hasta un pico prominente (E_m) y un decrecimiento gradual a energías mayores (A) [21]. Secciones eficaces para reacciones (γ, n) y (γ, xn) para el ^{208}Pb (B) [18].

Para núcleos livianos, como el carbono, nitrógeno, oxígeno y aluminio, E_m oscila entre 20 a 25 MeV, mientras que, para núcleos más pesados, como el hierro, cobre, tungsteno y plomo, esta energía se sitúa entre 14 a 20 MeV. Para todos los núcleos, la anchura a media altura (FWHM) (Full Width at Half Maximum) de la resonancia dipolar gigante abarca de 4 a 10 MeV [20]. Para núcleos con $A > 40$ que son los de interés en radioterapia ya que son los materiales usados en el blanco y el cabezal del LINAC, el pico E_m ocurre a energías entre 13 y 18 MeV, en tanto que las energías umbral para la reacción (γ, n) están entre 6 y 13 MeV [22].

Una forma de obtener el área bajo la curva del pico de resonancia dipolar gigante en función de la energía del fotón (ε), se encuentra aproximadamente dada por la regla de suma de dipolos [18]:

$$\begin{aligned} \sigma_{GDR}(\varepsilon) &= \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} = 0.06 \frac{NZ}{A} (\text{MeV} - \text{barns}) \\ &= 60 \frac{NZ}{A} (\text{MeV} - \text{mbarns}) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Donde:

$\sigma_{GDR}(\varepsilon)$	Integral de la sección eficaz de la resonancia dipolar gigante, evaluada hasta un límite de energía ε del fotón;
e	Carga del electrón;
$\hbar$	Constante de Planck dividida entre 2π (MeV -s);
M	Masa del nucleón (MeV);
c	Velocidad de la luz (cm s^{-1});
N	Número de neutrones;
Z	Número de protones;
$A = N + Z$	Número de nucleones.

2.3. El Neutrón

Rutherford descubrió el protón en 1919, lo que condujo a la idea de que la materia está compuesta por dos partículas fundamentales: el electrón y el protón. Sin embargo, se especulaba que los núcleos atómicos debían contener otras partículas sin carga eléctrica para explicar las diferencias en masa. Esta teoría surgió porque la masa de los átomos de hidrógeno era aproximadamente igual a la suma de las masas del electrón y el protón, pero la masa de los demás átomos era mayor que la suma de las masas de sus protones y electrones. Para explicar esta discrepancia, Rutherford propuso la existencia de una partícula "neutra", pero no había pruebas de su existencia.

En 1930, los físicos alemanes Walther Bothe y H. Becker descubrieron que, al bombardear elementos ligeros, específicamente berilio, boro o litio, se producía una radiación muy penetrante. Inicialmente, pensaron que esta radiación consistía en fotones gamma de alta energía, aunque eran más penetrantes que cualquier rayo gamma conocido hasta ese momento.

Más tarde, los físicos franceses Irène Joliot-Curie y su esposo Frédéric Joliot pasaron la radiación penetrante descubierta por Bothe y Becker a través de blancos de parafina u otros compuestos que contenían hidrógeno, descubrieron que se producían protones de alta energía. Explicaron este fenómeno como el resultado de la acción de la radiación gamma sobre la cera de parafina, donde los átomos de hidrógeno eran liberados del compuesto original mediante un mecanismo similar al efecto Compton, pero en este caso debido a la interacción entre fotones y protones.

James Chadwick replicó los experimentos de Joliot-Curie, con la sospecha de que el producto era la partícula neutra propuesta por Rutherford. El experimento consistía en dos elementos: una fuente y un detector. La fuente era un disco de polonio colocado frente a un disco de berilio de mayor tamaño, con una capa de parafina entre ambos. Los átomos de helio interactuaban con el disco de berilio, lo que provocaba una reacción que convertía el núcleo de berilio en carbono y liberaba un neutrón.

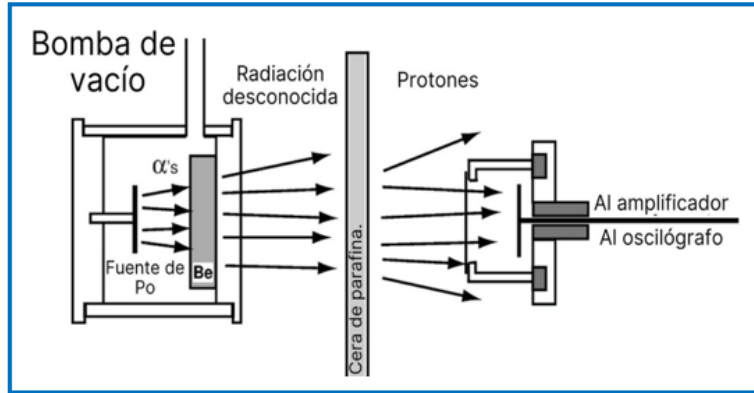


Figura 2.15. Esquema del experimento de Chadwick [8].

Los neutrones liberados por el berilio atravesaban la capa de parafina y algunos chocaban con los átomos de hidrógeno presentes, expulsándolos. Otros neutrones pasaban a través de la capa de parafina. Los neutrones solo interactuaban con el núcleo atómico del hidrógeno en una colisión directa. La falta de carga eléctrica del neutrón hacía que esta fuera la única interacción posible. Chadwick concluyó que las reacciones observadas en el experimento no se debían a la radiación gamma, sino a un nuevo tipo de partícula con una masa similar a la del protón y sin carga eléctrica: el neutrón [8].

2.3.1. El Neutrón

Un neutrón es una partícula masiva sin carga eléctrica. Se trata de un barión (una partícula subatómica compuesta por tres quarks) formado por dos quarks abajo y un quark arriba. Los neutrones no son estables fuera del núcleo. Se descomponen en un protón, un electrón y un antineutrino de electrón (decaimiento β^-) con un tiempo de vida media de 886.7 ± 1.9 segundos.



El neutrón tiene una masa relativamente grande, similar a la del protón ($m_n = 939.57 \text{ MeV}/c^2$, $m_p = 938.28 \text{ MeV}/c^2$). Los neutrones son partículas sin carga, por lo que no se ven afectados por el potencial de Coulomb de los electrones y son altamente penetrantes [9].

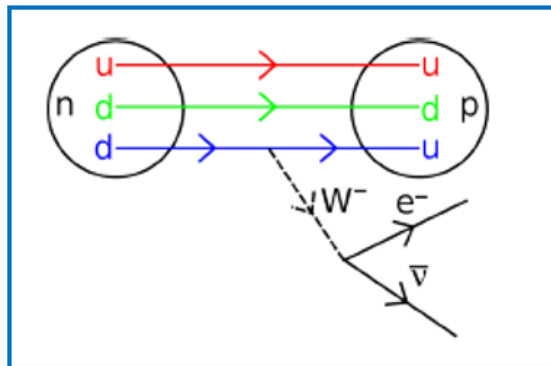


Figura 2.16. Diagrama de Feynman, de una desintegración β^- , por la cual un neutrón se desintegra en un protón, más un electrón y un antineutrino. Uno de los tres quarks del neutrón de la izquierda

(quark d, en azul), emite un bosón W^- y pasa a ser un quark (u). El bosón emitido W^- se desintegra en un antineutrino y un electrón [10].

2.3.2. Clasificación de Neutrones

La mayoría de las fuentes de neutrones producen neutrones con alta energía, conocidos como "neutrones rápidos" debido a sus elevadas velocidades en estas energías. Aunque los neutrones se generan con altas velocidades, experimentan múltiples interacciones con los materiales del medio, lo que lleva a una reducción en su energía [13]. Los neutrones se pueden clasificar en diferentes categorías según su energía como se puede ver en la Tabla 2.1 [13,14]:

Tabla 2.1. Clasificación de neutrones según su energía [13, 14].

Categoría	Energía
Fríos	(0.001 - 1) meV
Térmicos	0.025 eV
Intermedios o epitérmicos	0.5 eV - 10 KeV
Rápidos	10 keV - 20 MeV
Relativistas, alta energía	> 20 MeV

La energía de un neutrón térmico se toma como 0.025 eV, que es la energía más probable en la distribución a temperatura ambiente (20 °C). Las distribuciones de energía de los neutrones térmicos no siempre están vinculadas a la temperatura ambiente; por ejemplo, los "neutrones fríos" se generan a temperaturas más bajas en ciertas instalaciones, mientras que otras pueden producir neutrones con distribuciones de energía características de temperaturas considerablemente superiores a 20 °C. Los neutrones térmicos intercambian pequeñas cantidades de energía a través de dispersión elástica en la materia y finalmente se difunden hasta ser absorbidos por núcleos atómicos [14].

Los neutrones Intermedios o epitérmicos. Abarcan energías desde 0.5 eV hasta 10 KeV. El valor de 0.5 eV como límite inferior está tomado de la capacidad del cadmio para absorber neutrones de bajas energías.

2.3.3. Reacciones Nucleares que Producen Neutrones

El neutrón solo existe permanentemente en el interior del núcleo, ligado por fuerzas nucleares y cuando la energía de excitación en el núcleo supera la energía de enlace del núcleo este puede decaer mediante emisión de neutrones. Estos estados altamente excitados no son típicamente generados por procesos radiactivos existente. La emisión de neutrones no se produce espontáneamente, sino que debe de ser desencadenada por alguna reacción nuclear [11].

Basándonos en las referencias [11, 12], a continuación, se describen diferentes reacciones nucleares que producen neutrones:

- **Reacciones (α, n).**

También conocidas como fuentes de Berilio-alfa, es la reacción responsable del descubrimiento del neutrón puede usarse para producir una fuente de neutrones adecuada para su uso en el laboratorio. El isótopo estable de berilio, Be, tiene un neutrón relativamente débilmente ligado (1.7 MeV de energía de enlace). Si una partícula alfa de un decaimiento radiactivo (5-6 MeV) golpea un núcleo de Be, se puede liberar un neutrón. Con una energía de 5.7 MeV.



- **Reacciones (γ, n).**

Se producen cuando fotones de rayos gamma por encima de la energía de enlace (energía umbral) impactan un núcleo objetivo, se absorbe el fotón causando resonancia dipolar gigante emitiendo un neutrón (fotodesintegración). El número de neutrones libreados depende del objetivo. Fotones con energía alrededor de 7 a 40 MeV producen neutrones, lo que significa que fotones de megavoltaje usados en tratamientos de radioterapia pueden producir radiación de neutrones. En general la emisión de neutrones es isotrópica.

- **Reacción (d, n).**

Se produce con un generador de deuterio y tritio, es una fuente directa de alta energía de neutrones en el que el tritio es bombardeado por deuterones que han sido acelerado aproximadamente a 200 keV. La reacción libera 17.6 MeV, de los cuales 14.1 MeV es de los neutrones expulsado.



- **Reacción (p, n).**

Es un tipo de reacción nuclear en la que un protón es absorbido por un núcleo atómico, y en el proceso, se emite un neutrón. Esta reacción tiende a ser endotérmica, especialmente cuando el núcleo de destino es estable, lo que significa que requiere energía para que tenga lugar.



Que sea endotérmica se refiere a que la reacción necesita una cantidad de energía adicional para permitir que el protón se fusione con el núcleo y provoque la emisión de un neutrón. Por ejemplo, esta energía podría ser necesaria para superar fuerzas de repulsión entre el protón entrante y el núcleo de destino, como la barrera de Coulomb.

- **Fisión espontánea.**

Una fuente común de neutrones es la fisión espontánea de isótopos como el ${}^{252}\text{Cf}$ (2.65 años). Los neutrones se producen directamente en el proceso de fisión, a una tasa de aproximadamente 4 por fisión. La fisión ocurre en solo alrededor del 3% de las desintegraciones (el decaimiento alfa representa el resto), y la tasa de producción de neutrones es de 2.3×10^{12} n/s por gramo de ${}^{252}\text{Cf}$ o 4.3×10^9 n/s por Ci de ${}^{252}\text{Cf}$. Las energías de los neutrones son características de la fisión, con una distribución continua y una energía promedio de 1-3 MeV.

2.3.4. Interacción de los Neutrones Con la Materia

Dado que los neutrones carecen de carga eléctrica, no se ven afectados por las interacciones Coulombianas con electrones y núcleos en la materia, tiene la capacidad de moverse relativamente libres a través de la materia hasta que es dispersado o absorbido por el núcleo, como se puede ver en la Tabla 2.2. Cuando un neutrón es dispersado por un núcleo, su velocidad y dirección cambian, pero el núcleo queda con el mismo número de protones y neutrones que tenía antes de la interacción. El núcleo adquirirá una velocidad de retroceso y puede quedar en un estado excitado que eventualmente conducirá a la liberación de radiación. Cuando un neutrón es absorbido por un núcleo, puede emitirse una amplia gama de radiaciones o inducirse fisión [23]. La absorción es producida mediante el mecanismo de captura neutrónica y fisión nuclear [24].

Los procesos de interacción de los neutrones con la materia varían según su energía y el núcleo blanco. En general, la sección eficaz para las interacciones de neutrones aumenta a medida que disminuye la energía del neutrón.

Tabla 2.2. Clasificación de varios tipos de interacciones de neutrones [23].

Total	
Dispersión	Absorción
Elástica (n, n)	Electromagnética (n, γ)
Inelástica (n, n')	Cargada (n, p), (n, α), (n, D), etc.
	Neutral ($n, 2n$), ($n, 3n$), ($n, 4n$), etc.
	Fisión (n, f)

Para neutrones rápidos (10 keV a 10 MeV), la forma más probable de interacción es mediante dispersión elástica en los núcleos del medio. Comúnmente, los neutrones rápidos continuarán las colisiones elásticas y perderán su energía cinética hasta igualar la energía térmica de la materia circundante. La energía térmica es igual a $3/2kT$ con $kT \sim 25 \text{ meV}$ a temperatura ambiente [23].

Para neutrones lentos (epitérmicos y térmicos) las interacciones más probables con la dispersión elástica y la captura de neutrones. Para muchos isotopos, la sección eficaz de captura es inversamente proporcional a la velocidad del neutrón, y se vuelve muy grande para neutrones térmicos [23].

▪ Dispersión Elástica de Neutrones (n, n)

En este proceso, la energía cinética del neutrón incidente se conserva en el sistema, solo cambia su dirección de propagación y no se crean partículas adicionales. Un ejemplo es cuando los neutrones

chocan con núcleos ligeros, como el Carbono (C), cuyo primer nivel excitado se encuentra a 4.43 MeV, por lo que los neutrones de menor energía colisionaran elásticamente [23]:



Un núcleo de peso atómico A pierde en promedio una energía de $\frac{2EA}{(A+1)^2}$, cuando colisiona con un neutrón con energía cinética E [14].

Entre 10 KeV y 18 MeV, la dispersión elástica causada por el hidrogeno es el contribuyente principal al Kerma en tejido, representando entre un 69% y un 97% a la dosis absorbida. Para energías del neutrón arriba de 100 eV, energías mayores a la energía de amarre químico, un promedio del 50% de la energía del neutrón dispersado en el hidrogeno, se transfiere al protón de retroceso, el cual deposita su energía en pocos milímetros desde el sitio de interacción. La dispersión elástica de los neutrones térmicos es el segundo factor en la contribución a la dosis absorbida en el tejido, ya que, en esta región de bajas energías, la reacción de captura es el principal contribuyente [25].

En el caso de los núcleos de C, N y O, la dispersión elástica es el proceso predominante, transfiriendo entre el 10% y el 15 % de la energía del neutrón incidente al núcleo de retroceso. La sección transversal elástica macroscópica del C, N y O en tejido, tiene un promedio menor que la del hidrogeno aproximadamente en un orden de magnitud. Para el intervalo de energía entre 100 eV y 10 MeV, la contribución de los núcleos en retroceso elástico representa aproximadamente entre el 1% y el 20 % de la dosis total, con fracciones mayores a altas energías, especialmente en oxígeno, en el rango de energías entre 0.4 y 5 MeV [25].

En la dispersión de neutrones lentos en el tejido humano, la interacción es más efectiva con grupos químicos o moléculas completas que tienen una masa mayor. Esto significa que la transferencia de energía tiende a reducirse entre un 10% y un 100%. Además, los neutrones lentos penetran de manera dispersa en el tejido hasta que son capturados por los núcleos de hidrógeno y nitrógeno [25].

▪ Dispersión Inelástica de Neutrones (n, n')

Cuando la energía del neutrón es suficientemente alta, puede producirse una dispersión inelástica con los núcleos. En este proceso, el núcleo experimenta una reorganización interna hacia un estado excitado y se desexcita emitiendo gammas de alta energía, conocido como un proceso de evaporación. La energía del neutrón dispersado es inferior a la del neutrón incidente, ya que parte de la energía se transfiere al núcleo. Si la energía del neutrón es menor que la energía requerida para elevar un núcleo a un estado excitado, la dispersión inelástica no ocurre. En este caso, la energía cinética del neutrón incidente no se conserva y solo se vuelve significativo para neutrones con energía de más de 1 MeV [26].



Las secciones eficaces para estas interacciones, exhiben muchas resonancias y se incrementan con la energía del neutrón. La dispersión inelástica contribuye en un porcentaje pequeño a la dosis absorbida total en el tejido [25].

▪ Absorción o Captura de Neutrones

La captura de neutrones es el resultado de la interacción de un neutrón térmico con un núcleo. El neutrón es capturado por el núcleo, formando un núcleo compuesto; el núcleo está en un estado excitado y para regresar a su estado fundamental presenta una variedad de emisiones. Están incluyen la emisión de uno o más gammas debido a la excitación del núcleo, partículas neutras en las que se emite uno o más neutrones, partículas cargadas como protones, deuterones, partículas alfa e incluso fragmentos de fisión en los que el núcleo se divide en dos o más fragmentos liberando varios neutrones en el proceso [23].

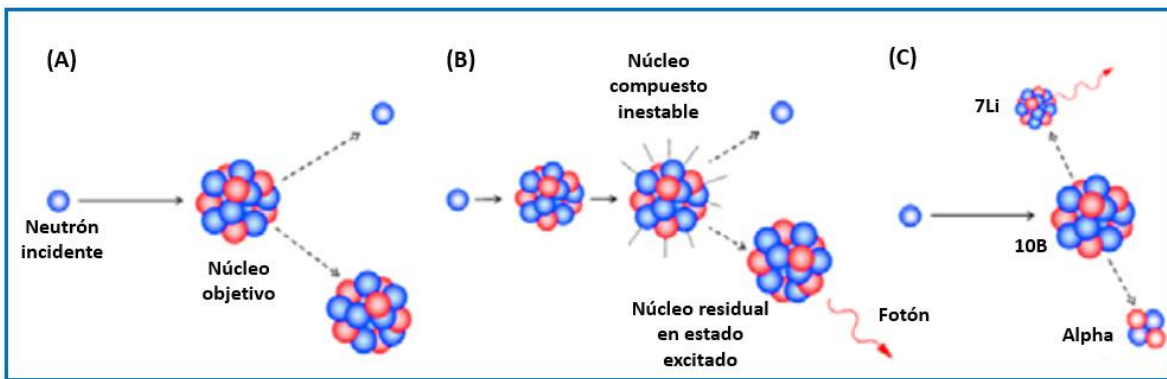


Figura 2.17. Interacción de neutrones con la materia. (A) dispersión elástica. B) Dispersión inelástica. C) Absorción o captura [23].

2.4. Producción de Fotoneutrones en un LINAC

En la radioterapia de haz externo, los haces terapéuticos son producidos por aceleradores lineales de electrones de uso médico (LINAC). Estos haces son generados al acelerar electrones monoenergéticos hacia un blanco provocando su desaceleración y la producción de fotones de frenado. Esto resulta en un haz de fotones que debe de ser modelado mediante varios colimadores para su uso clínico, como se puede ver a más detalle en la sección 2.1.4.

A energías de fotones por encima de aproximadamente 8 MV, pueden producirse neutrones como un subproducto no deseado a través de interacciones de los fotones con materiales del LINAC principalmente en el cabezal de este, mediante fotodesintegración [27]. Lo que plantea preocupaciones para los pacientes, personal ocupacionalmente expuesto y público desde el punto de vista de protección radiológica.

2.4.1. Fotoneutrón en el LINAC

Los neutrones producidos mediante fotodesintegración se conocen como fotoneutrones (γ, n). Estos fotoneutrones se producen en el cabezal del LINAC, cuando fotones de alta energía ($E > 8 \text{ MV}$) interactúan con el blanco del haz de rayos X, colimadores primarios, filtro aplanador, cámaras de ionización, colimadores secundarios o mandíbulas, colimadores multihojas (MLC) y el blindaje del cabezal, todos compuesto de materiales de alto número atómico [18].

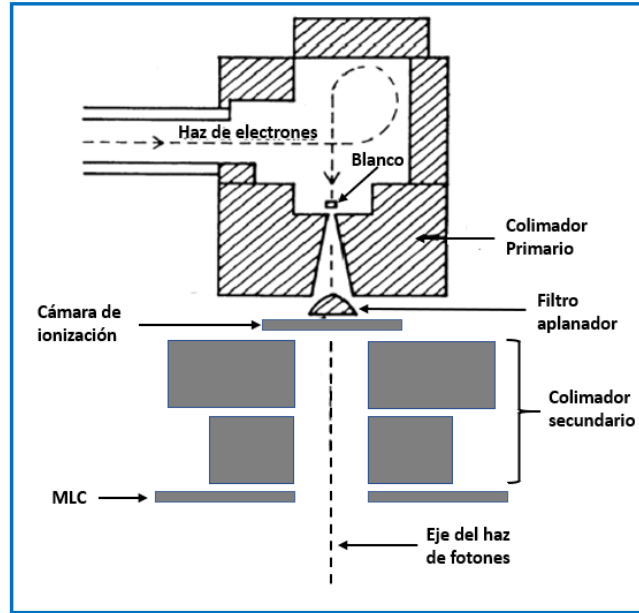


Figura 2.18. Principales componentes de un cabezal de acelerador lineal [18].

La generación principal de fotoneutrones se origina por medio de reacciones (γ, n) , con una pequeña contribución proveniente de las reacciones (γ, p) y $(\gamma, 2n)$. Este proceso está regulado por la reacción dipolar gigante (RDG) y da lugar a la producción de fotoneutrones a través de dos mecanismos: neutrones directos y de evaporación.

- **Neutrones Directos (knock-on)**

La producción de neutrones directos, sucede cuando un fotón colisiona directamente con un neutrón dentro del núcleo. En este escenario, el fotón transfiere toda su energía al neutrón, lo que resulta en la expulsión del neutrón fuera del núcleo. Estos neutrones generados por este mecanismo son llamados neutrones de reacción directa o “knock-on” o “knock-off” [18]. Tienen una energía más alta que los neutrones de evaporación (varios MeV), una distribución angular anisotrópica y representan aproximadamente el 15% de los fotoneutrones [21].

- **Neutrones de Evaporación**

Los neutrones de evaporación, ocurren cuando el fotón transfiere su energía al núcleo atómico, la cual se distribuye entre todos los nucleones. Si parte de esta energía alcanza a un neutrón cercano a la superficie del núcleo y supera su energía de ligadura, el neutrón es expulsado fuera del núcleo. Estos neutrones, denominados “neutrones de evaporación”, tienen una energía promedio que oscila entre 1 y 2 MeV, siguiendo una distribución de energía de Maxwell, y presentan una distribución angular isotrópica. Constituyen la mayoría de los fotoneutrones (80% a 90 %) [21].

Para todos los núcleos más pesados que el oxígeno, la energía umbral para la producción de neutrones está entre 6 y 18 MeV. Por ejemplo, para materiales comúnmente encontrados en la cabeza de un LINAC, como plomo, tungsteno, cobre y hierro, las energías umbral son 7.37, 7.41, 10.85 y 11.19 MeV, respectivamente. Por lo tanto, generalmente se considera que la energía límite

por debajo de la cual los neutrones no son una preocupación para los LINACs es de 7 MeV. La energía umbral más baja para la producción de neutrones es para el berilio a 1.67 MeV [22].

En la Tabla 2.3 se presentan datos nucleares de materiales que forman el cabezal del LINAC. Sus energías de separación o de umbral S_n , S_{pn} y S_{2n} para diferentes reacciones fotonucleares (γ, n), (γ, pn) y ($\gamma, 2n$) respectivamente, así como el tipo de decaimiento, valor Q de la energía total para el proceso de decaimiento indicado y vida media ($\tau_{1/2}$) del núcleo hijo, productos de la reacción nuclear [18].

Se presentan las secciones eficaces para diversas reacciones fotonucleares en los materiales que componen el cabezal del LINAC, desde la Figura 2.18 hasta la Figura 2.23. Se observan que todas estas secciones eficaces tienen un valor umbral, luego alcanzan un máximo en una zona de energía relativamente angosta, para luego reducir valor; esta es una característica de la RDG que se estudió en la sección 2.2.5. Se ha establecido que la producción de fotoneutrones ocurre para fotones cuya energía es mayor a 10 MV. Sin embargo, se ha demostrado la presencia de fotoneutrones en LINACs de energía menor a 10 MV. Esto debe a que la RDG de muchos materiales en el cabezal poseen una energía umbral menor a 10 MeV (de 7.37 a 11.19 MeV), como se puede ver en la Tabla 2.3 y en las Figuras 2.18 a 2.23.

Tabla 2.3. Datos nucleares de diferentes materiales en el LINAC, energías umbrales y valor Q para las diferentes reacciones fotoneutrónicas [18].

Núclido			Reacción (γ, n)				Reacción (γ, pn)				Reacción ($\gamma, 2n$)			
Elemento	No. masa	Abun. Rel.	S_n [MeV]	$T_{1/2}$	Dec.	Q [MeV]	S_{pn} [MeV]	$T_{1/2}$	Dec.	Q [MeV]	S_{2n} [MeV]	$T_{1/2}$	Dec.	Q [MeV]
Fe	54	5.8	13.38	8.5 m	β^+	3.74	20.91	21 m	β^+	4.7	24.10	8.3 s	β^+	2.37
	56	91.7	11.19	2.7 a	EC	0.23	20.41	312 d	EC	5.08	20.5	S	EC	0.23
	57	2.1	7.65	S	EC	0.23	17.83	S	EC	1.38	18.84	27 a	EC	0.23
	58	0.2	10.04	S	EC	0.23	20.60	2.6 h	β^-	3.70	17.69	S	EC	0.23
Cu	63	69.2	10.85	9.7 m	β^+	3.95	16.72	S	β^-	0.07	19.74	3.4 h	β^+	2.24
	65	30.8	9.91	12.7 h	β^+ β^-	1.68 0.58	17.11	100 a	β^-	0.07	17.83	S	β^+	2.24
W	180	0.1	8.41	38 m	EC	1.06	14.5	2.4 h	EC	1.91	15.3	21 d	EC	0.009
	182	26.3	8.06	121 d	EC	0.19	14.6	8.1 h	EC β^-	0.86 0.71	14.75	S		
	183	14.3	6.19	S	β^-		13.28	S			14.25	121 d	EC	0.19
	184	30.6	7.41	S			14.63	115 d	β^-	1.81	13.60	S		
	186	28.6	7.20	75 d		0.43	15.0	8.7 h	β^-	2.87	12.95	S		
Pb	204	1.4	8.4	52 h	EC	0.97	14.5	12 d	EC	1.37	15.3	10^5 a	EC	0.05
	206	24.1	8.09	10^7 a	EC	0.06	14.80	3.8 s	β^- EC	0.76 0.35	14.82	S		
	207	22.1	6.74	S			13.99	S			14.82	10^7 a	EC	0.06
	208	52.4	7.37	s			14.85	4.2 mi	β^-	1.53	14.11	s		

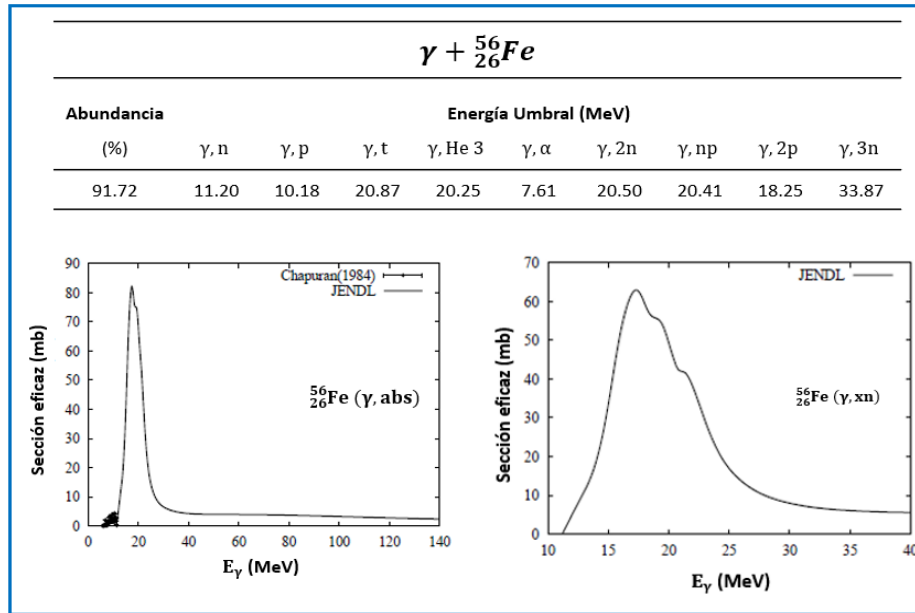


Figura 2.19. Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) y (γ, xn) del Hierro 56 [28].

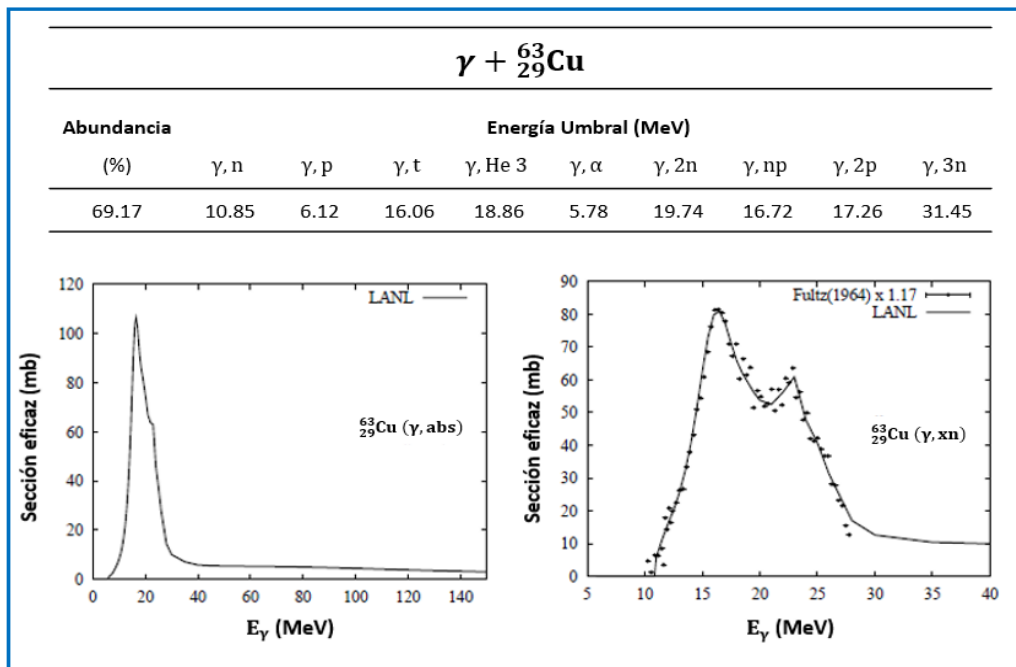


Figura 2.20. Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) y (γ, xn) del Cobre 63 [28].

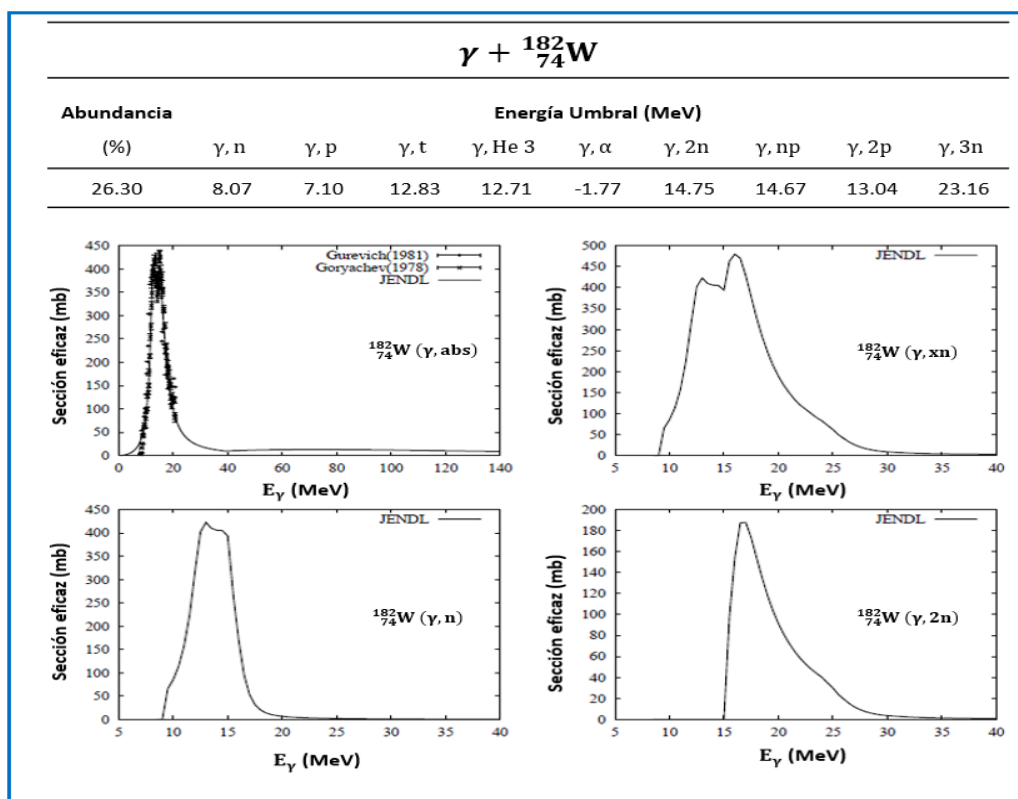


Figura 2.21. Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) , (γ, xn) , (γ, n) y $(\gamma, 2n)$ del Tungsteno 182 [28].

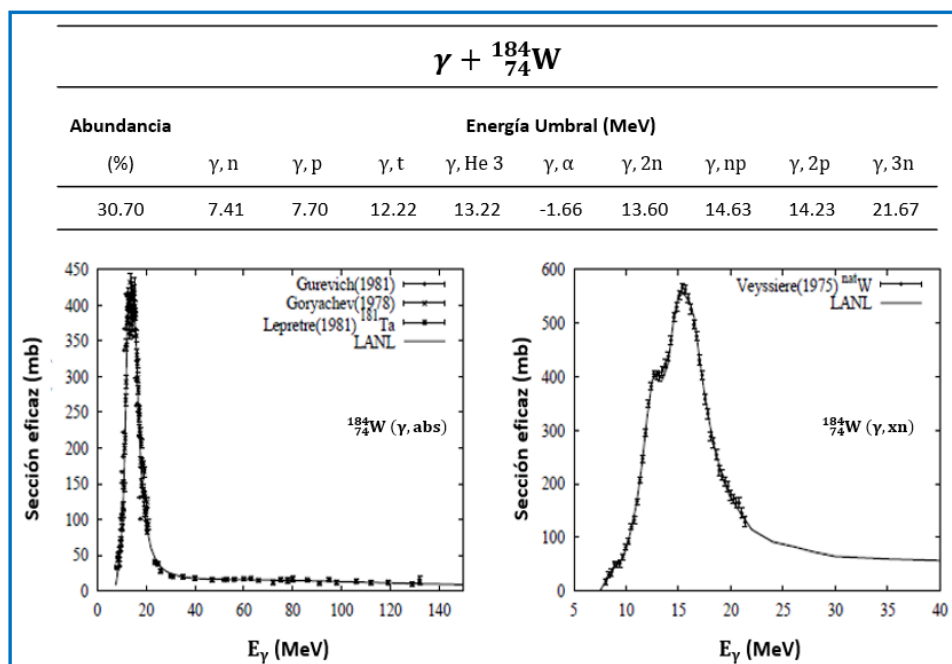


Figura 2.22. Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) y (γ, xn) del Tungsteno 184 [28].

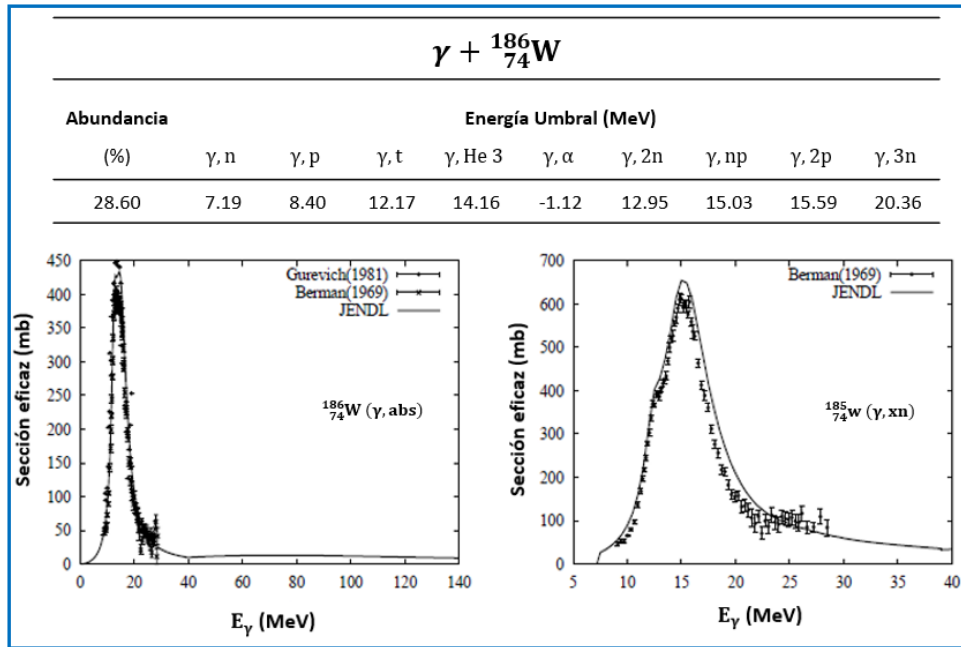


Figura 2.23. Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) y (γ, xn) del Tungsteno 186 [28].

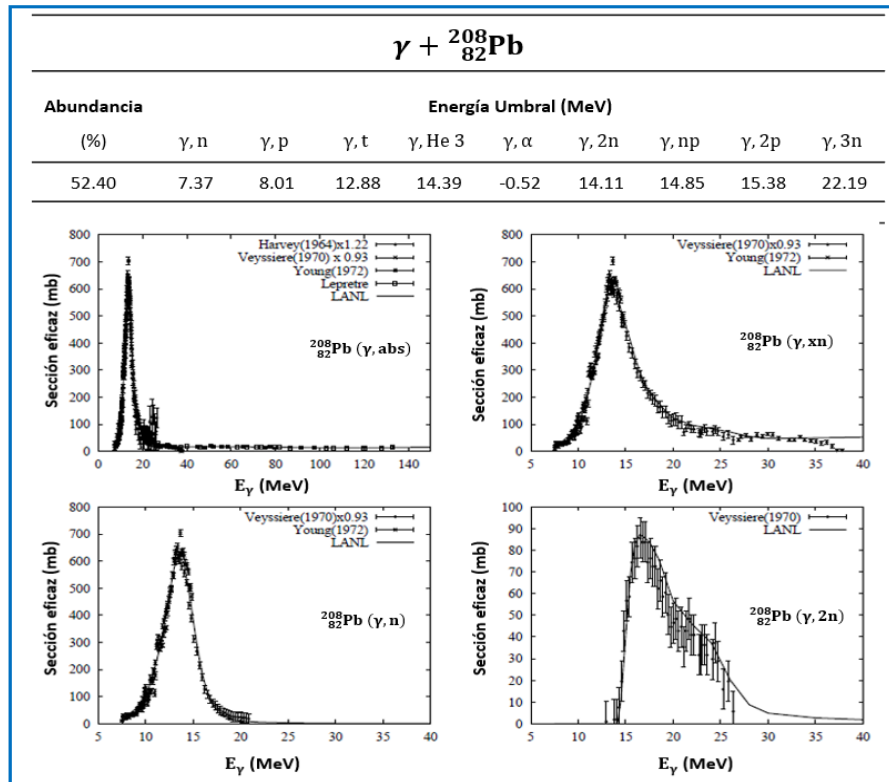


Figura 2.24. Secciones eficaces para las reacciones (γ, abs) , (γ, xn) , (γ, n) y $(\gamma, 2n)$ del Plomo 208 [28].

2.4.2. Espectro de Energía Neutrónico

Los neutrones generados en los LINACs pueden dividirse en dos categorías: los primeros exhiben una distribución de energía maxweliana y son los neutrones de evaporación. Los segundos son neutrones directos o knock-on, que se originan a través de la interacción directa entre un fotón y un neutrón en el núcleo del átomo objetivo. Estos neutrones directos representan aproximadamente el 15% del total producido por las interacciones (γ, n) y tiene una energía mayor que la de los neutrones de evaporación. Sin embargo, son estos últimos los que conforman la mayor parte de los fotoneutrones [29], según se describe en la siguiente ecuación propuesta por Tosi et al. [30].

$$n(E) = A \frac{E}{T^2} \exp \left[-\frac{E}{T} \right] + B \frac{\ln \left[\frac{E_{max}}{E+S_n} \right]}{\int_0^{E_{max}-S_n} \ln \left[\frac{E_{max}}{E+S_n} \right] dE} \quad (2.11)$$

Donde $n(E)$ es el número de neutrones con energía entre E y $E + dE$, A y B son coeficientes de normalización para neutrones evaporativos y knock-on, T es la temperatura nuclear, E es la energía de los neutrones, E_{max} es la energía máxima que pueden alcanzar los neutrones, que corresponde a una energía máxima de fotones y S_n es la energía de unión de los neutrones en el núcleo. Para el tungsteno, $A = 0.8929$, $B = 0.1071$, $T = 0.5 \text{ MeV}$ y $S_n = 7.34 \text{ MeV}$ [31]. La energía umbral promedio para la producción de fotoneutrones en los núcleos es de aproximadamente 8 MeV. Por lo tanto, se producen neutrones en LINACs con energías superiores a 8 MeV la producción de fotoneutrones en LINACs de menor energía, por ejemplo 6 MeV, generalmente se ignora [32].

En la Figura 2.24 se puede observar espectros primarios de fotoneutrones que se producen a energías de fotones de 8, 10, 15, 18 y 25 MV interactuando con un blanco de tungsteno. Para fotones de 8 y 10 MV, los fotoneutrones producidos son neutrones de evaporación, mientras que se observan neutrones knock-on y por evaporaciones para fotones de 15, 18 y 25 MV.

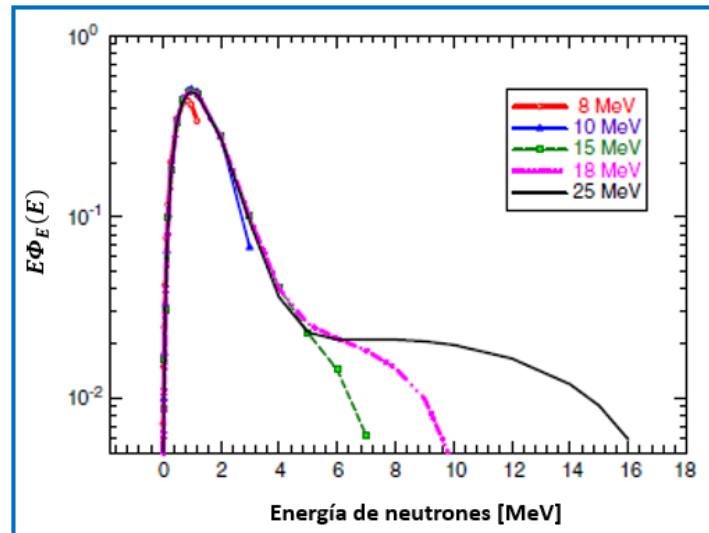


Figura 2.25. Espectro primario de fotoneutrones producidos en un blanco de Tungsteno (W) [32].

2.4.3. Transporte de Neutrones

Tras la producción de los neutrones primarios, estos interactúan con los materiales del blindaje del LINAC y se fugan alcanza los materiales de la sala de tratamiento. Dado que la distribución de los fotoneutrones es isotrópica, penetran el blindaje en todas direcciones. Los materiales del blindaje suelen ser metales pesados como plomo y tungsteno, esto con el fin de protegerse contra los fotones de alta energía que forman la radiación de fuga [33].

En su interacción, los neutrones colisionan mediante dispersión elástica, dispersión inelástica y las reacciones $(n, 2n)$ (Figura 2.25). El 15% de la fluencia de los neutrones es absorbida por el blindaje del cabezal, con material de W. Mientras que el resto de los neutrones se escapa y se transporta dentro del bunker, lo que resultara en un espectro de neutrones que abarca desde neutrones térmicos hasta neutrones rápidos [18].

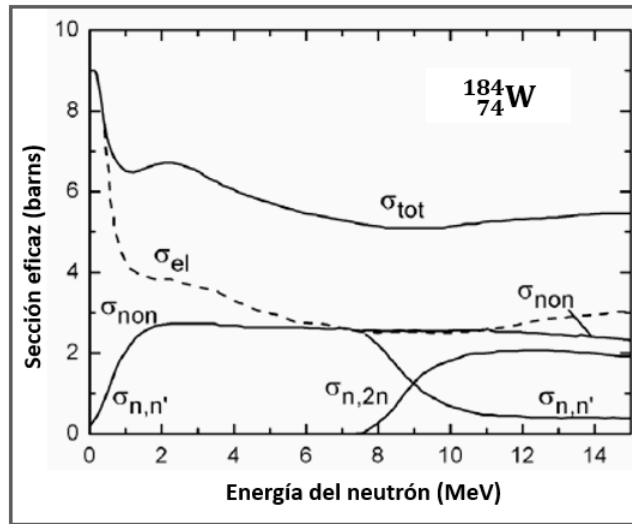


Figura 2.26. Sección eficaz de interacción de neutrones con el tungsteno W. En el rango de energía de radioterapia, la suma de las secciones eficaces $\sigma_{n,n'}$ y $\sigma_{n,2n}$ se denomina sección eficaz no elástica (σ_{non}). La dispersión inelástica domina la pérdida de energía a abajas energías y las reacciones $(n, 2n)$ domina a energías altas [18].

La fluencia neutrónica en un punto específico dentro de la sala de tratamiento se compone de distintos elementos: en primer lugar, la fluencia de neutrones generados en el cabezal. Estos neutrones son producidos dentro de los materiales del cabezal y no interactúan con ellos directamente, constituyendo la componente directa (ϕ_{dir}). Luego, existe una componente de dispersión (ϕ_{sc}), que abarca los neutrones dispersados por el cabezal o que escapan del mismo y luego son dispersados por las paredes y otros materiales presentes en la sala de tratamiento. Además, hay una componente térmica (ϕ_{th}), que consiste en neutrones generados por la moderación de aquellos que alcanzan las paredes de la sala. Estos neutrones, al perder parte de su energía, son retrodispersados hacia puntos de interés dentro de la sala. Esta componente también es conocida como retorno a la sala [35].

La componente directa de la fluencia neutrónica sigue la ley de la inversa al cuadrado de la distancia, lo implica que su intensidad disminuye conforme aumenta la distancia desde la fuente. Por otro

lado, las componentes dispersa y térmica se mantienen relativamente constantes dentro de la sala de tratamiento y son inversamente proporcionales a su superficie [31].

Las expresiones halladas para cada componente son [31]:

$$\phi_{dir} = \frac{aQ}{4\pi d^2} \quad (2.12)$$

$$\phi_{sc} = \frac{5.4aQ}{S} \quad (2.13)$$

$$\phi_{th} = \frac{1.26Q}{S} \quad (2.14)$$

Donde Q es la intensidad de la fuente neutrónica, expresada en neutrones emitidos por unidad de dosis gamma entregada en el isocentro. a es una constante que depende del LINAC y representa un factor de transmisión relacionado con el tipo de blindaje del cabezal, siendo $a = 0.85$ para W y $a = 1$ para PB. La variable S se emplea en las ecuaciones 3.13 y 3.14 debido a que el flujo causado por las dispersiones no es isotrópico y su valor depende de S , que representa el área total de la superficie interna de las paredes, techo y piso de la sala de tratamiento, expresada en cm^2 . d es la distancia de la fuente al punto donde se evalúa la fluencia, expresada en cm .

La fluencia total de neutrones (n/cm^2) por unidad de dosis de rayos X en el isocentro, esta dada por la suma de las componentes:

$$\phi = \phi_{dir} + \phi_{sc} + \phi_{th} \quad (2.15)$$

Usando las ecuaciones 3.12, 3.13 y 3.14 en la ecuación 3.15, se obtiene la fluencia total de neutrones:

$$\phi = \frac{aQ}{4\pi d^2} + \frac{Q}{S}(5.4a + 1.26) \quad (2.16)$$

La Figura 2.24 exhibe el espectro neutrónico en el isocentro para distintos tamaños de campo. En todos los escenarios, la componente rápida de los neutrones es predominante, lo cual es esperado dado que se encuentra en un punto cercano a la producción primaria de neutrones, y se observa una componente térmica relativamente reducida.

La Figura 2.25 representa el espectro neutrónico medido fuera del campo del haz de fotones, donde la componente térmica la dominante sobre la componente rápida. Esto se debe a que el lugar de origen de los neutrones está distante del punto de medición.

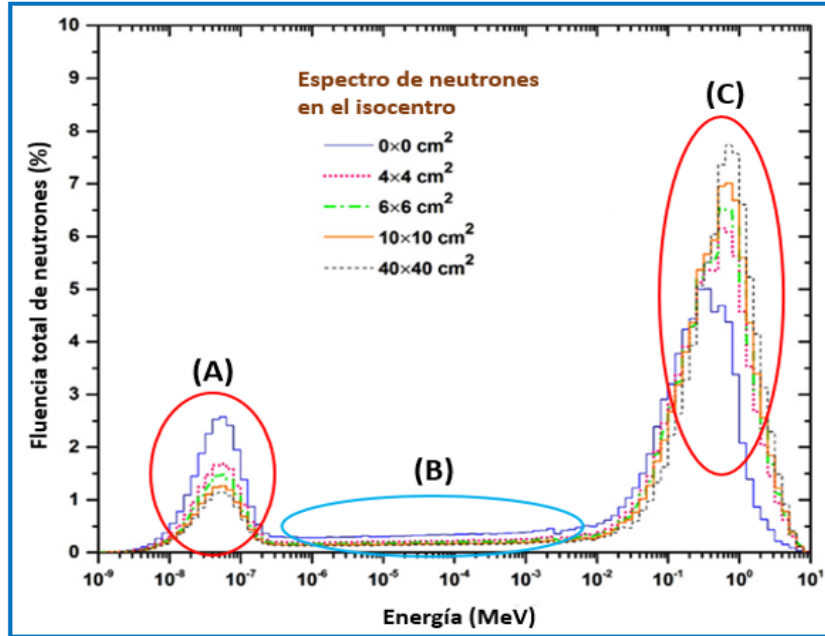


Figura 2.27. Espectro de neutrones en el isocentro. Primer pico, región de neutrones térmicos (A). Región plana de neutrones intermedios o epitérmicos (B). segundo pico, región de neutrones rápidos (C) [34].

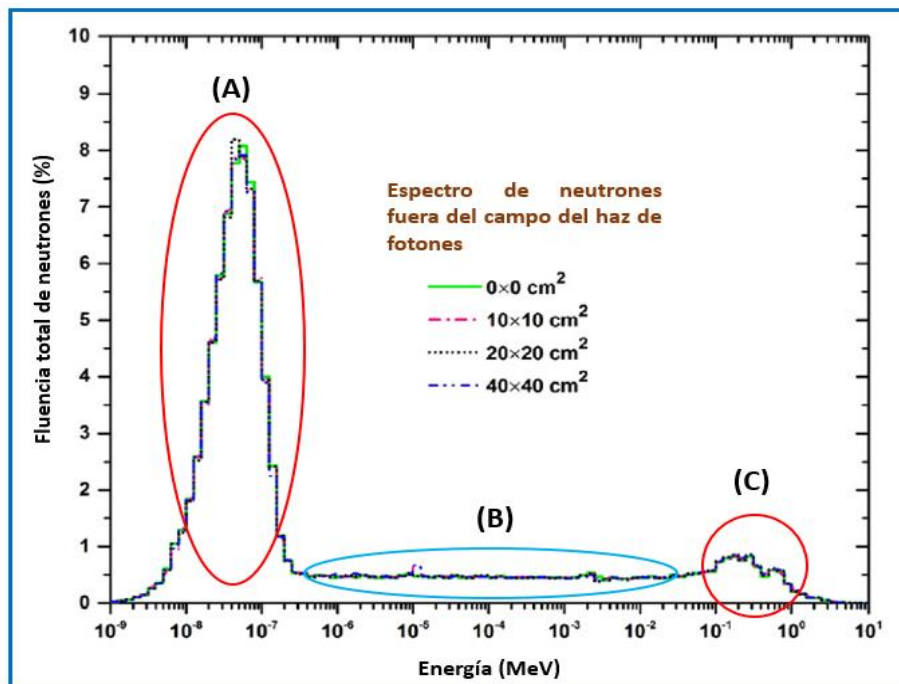


Figura 2.28. Espectro de neutrones fuera del campo del haz de fotones. Primer pico, región de neutrones térmicos (A). Región plana de neutrones intermedios o epitérmicos (B). segundo pico, región de neutrones rápidos (C) [34].

Principalmente, los neutrones rápidos y epitérmicos producen reacciones (n, γ) , lo que expone al paciente a rayos gamma. Además, los fotoneutrones, especialmente los térmicos, provocan reacciones de activación. Cuando los radioisótopos inducidos se desintegran mediante la emisión de rayos gamma, este campo de radiación persiste en la sala de tratamiento incluso después de que el LINAC se ha apagado. Tanto los neutrones como los rayos gamma representan un riesgo para el paciente y para el personal ocupacionalmente expuesto que trabaja en torno a la instalación. Además, se ha sugerido que los fotoneutrones generados y dispersados en la sala pueden ser la causa de fallas en marcapasos de pacientes oncológicos [37].

2.5. DOSIMETRÍA DE NEUTRONES

La dosimetría de neutrones presenta desafíos significativos, en gran medida debido a la presencia de radiación gamma de alta energía (fotones). Esto se debe a que muchos sistemas de dosimetría responden tanto a la radiación gamma como a los neutrones. Por lo tanto, se requieren dosímetros con una sensibilidad alta hacia los neutrones y una sensibilidad baja o nula hacia la radiación gamma de alta energía.

Las magnitudes dosimétricas relevantes para los neutrones comprenden el Kerma en tejido, la dosis absorbida y la dosis equivalente, siendo esta última de particular importancia en protección radiológica. Sin embargo, estas magnitudes dependen significativamente de la energía de los neutrones bajo medición, dado que los neutrones rápidos tienen un efecto biológico mayor que los neutrones térmicos o de energía intermedia (epitérmicos). Por consiguiente, para garantizar la efectividad y precisión de un sistema de dosimetría de neutrones, es crucial que su respuesta en energía sea proporcional a la dosis absorbida o dosis equivalente a medir [25].

2.5.1. Detección de Neutrones

La medición de neutrones para propósitos de protección radiológica involucra una serie de actividades esenciales. Estas incluyen la medición de la fluencia de neutrones ($n \cdot cm^{-2}$), su espectro energético ($n \cdot cm^{-2} \cdot MeV^{-1} s^{-1}$), la dosis equivalente (Sv) y la evaluación de la respuesta de los detectores a otras formas de radiación en campos mixtos. Aunque ningún detector o dosímetro puede abordar todas estas actividades por sí solo, la selección de un dosímetro se basa en su capacidad para medir la mayor cantidad posible de estas magnitudes [25].

Los neutrones se detectan típicamente a través de reacciones nucleares que producen partículas cargadas con alta energía, como protones, alfas y fragmentos nucleares. La mayoría de los detectores de neutrones están compuestos por materiales diseñados para llevar a cabo esta conversión, combinados con uno de los detectores de radiación convencionales, como detectores gaseosos, de centelleo o de semiconductor. La sección eficaz para las interacciones de neutrones en la mayoría de los materiales varía considerablemente con la energía de los neutrones, lo que ha dado lugar al desarrollo de diversas técnicas de detección de neutrones para diferentes rangos de energía [38].

Dado que la energía de los neutrones determina el tipo de interacción, los detectores de neutrones se clasifican en dos categorías: detectores de neutrones lentos y detectores de neutrones rápidos.

▪ Detección de Neutrones Lentos

Un detector de neutrones lentos registra la señal generada por la interacción de un neutrón térmico con un gas, resultando en una reacción nuclear. En este tipo de interacción, la energía del neutrón incidente (~ 0.025 eV) es considerablemente menor que la energía liberada en la reacción nuclear; es decir, la energía transferida a los productos por el neutrón térmico es insignificante, y la ganancia de energía de los productos es igual a la energía liberada en la reacción nuclear. Por lo tanto, la señal producida en el detector es esencialmente igual a la energía liberada en la reacción nuclear.

Para estas interacciones de neutrones, se emplean tres elementos comunes como medios de detección debido a la energía liberada en las reacciones nucleares: $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ con valores de energía liberada de 2.792 MeV y 2.310 MeV, $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ con una energía liberada de 4.78 MeV, y $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ con una energía liberada de 0.764 MeV. Aunque el He-3 posee una energía liberada más baja que el B-10 y el Li-6, su sección transversal para neutrones térmicos es considerablemente mayor: 5330 barns para el He-3, 3840 barns para el B-10 y 940 barns para el Li-6. Por consiguiente, el He-3 es una opción común como medio de detección para detectores de neutrones lentos.

Un aspecto relevante en el desarrollo de detectores de neutrones lentos es la capacidad para distinguir entre neutrones y fotones. Si un fotón tiene una energía similar a la energía liberada en la reacción nuclear, generará un electrón a través de la dispersión de Compton o la producción de pares, con un alcance considerable. En comparación con el alcance de los iones producidos por la reacción nuclear, el alcance del electrón es mucho mayor, lo que resulta en una deposición mínima de energía en el gas en forma de ionizaciones. Para maximizar esta diferencia, se pueden seleccionar gases con valores de energía liberada más altos.

▪ Detección de Neutrones Rápidos

Inicialmente, tanto el B-10, el Li-6 como el He-3 se consideran opciones para la detección de neutrones rápidos. Sin embargo, según se muestra en la Figura 2.28, la capacidad de respuesta del He-3 disminuye conforme disminuye la energía cinética del neutrón incidente. Este fenómeno también se observa en los otros elementos y tiene un impacto significativo en la eficacia de detección. Una estrategia para contrarrestar este efecto es introducir un material rico en hidrógeno alrededor del detector térmico para atenuar o moderar la energía de los neutrones rápidos. Al hacerlo, la energía del neutrón se reduce lo suficiente como para aumentar la probabilidad de interacción en el gas.

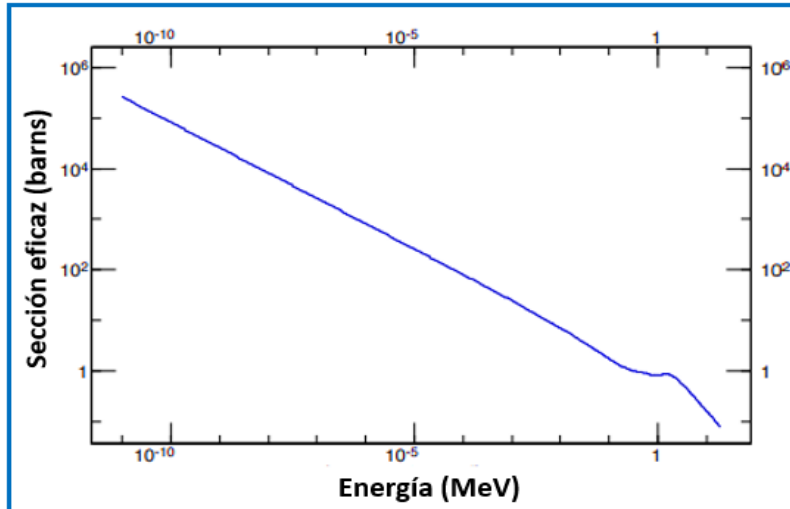


Figura 2.29. Sección eficaz de la reacción (n, p) pa el Helio-3. Presenta una dependencia inversa con la energía [28].

El sistema de Bonner está compuesto por siete moderadores esféricos de diversos diámetros y un centelleador interno de yoduro de litio. Cada esfera tiene una respuesta específica ante un espectro de neutrones de referencia: los moderadores más grandes hacen que el detector sea sensible a energías más altas, mientras que los moderadores más pequeños aumentan la sensibilidad a energías más bajas. Al medir la tasa de conteo de neutrones con cada esfera en su lugar, es posible utilizar un algoritmo para descomponer las mediciones de cada moderador en un espectro completo. Este enfoque es uno de los más utilizados para medir espectros de neutrones y continúa siendo un área de investigación activa.

▪ Detectores por Reacciones Nucleares

Los detectores de neutrones basados en reacciones nucleares no detectan directamente los neutrones, sino que dependen de la presencia de partículas cargadas para su detección. El material que convierte la radiación de neutrones en una señal detectable debe cumplir con ciertos criterios, incluyendo una alta sección eficaz de interacción con los neutrones para generar partículas secundarias detectables. Además, el núcleo del convertidor debe ser abundante isotópicamente y económicamente viable. La energía de reacción debe ser suficientemente alta para distinguir entre los pulsos de rayos gamma comúnmente presentes. Asimismo, los productos de la interacción de los neutrones deben tener un tiempo suficiente para alcanzar el detector y generar una señal detectable [38].

▪ Detectores por Activación

Se emplea un material que transforma la radiación de neutrones en una forma detectable. Cuando este material es expuesto a neutrones, se vuelve radiactivo, principalmente debido a reacciones de captura o dispersión inelástica que pueden generar estados isoméricos. Estas reacciones, como (n, p) , (n, α) o $(n, 2n)$, producen partículas β o rayos γ que pueden ser detectados. La actividad radiactiva de los detectores suele medirse con contadores Geiger para rayos beta, o con cristales de yoduro de sodio o germanio para rayos gamma. Para compensar la sensibilidad limitada de estos

detectores a neutrones de alta energía, se utilizan protectores de materiales como cadmio para absorber neutrones y distinguir entre neutrones térmicos y de alta energía. Materiales como oro, indio, hierro, aluminio, niobio y silicio tienen grandes secciones eficaces para la captura de neutrones en un rango estrecho de energía. Sin embargo, el indio, aunque más sensible, tiene una vida media relativamente corta de los productos activados ($T_{1/2} = 54 \text{ min}$), lo que requiere equipos de conteo cerca del punto de medición. Por otro lado, el oro tiene una vida media de 2.7 días, lo que puede retrasar el conteo y el análisis durante varios días [18].

▪ Detectores Moderadores

Una técnica para medir neutrones rápidos implica el uso de materiales hidrogenados para moderar los neutrones y generar una fluencia térmica. Se coloca un detector sensible a neutrones térmicos en el centro del moderador. La respuesta del detector en función de la energía de los neutrones está determinada por la forma y composición del moderador, lo que permite medir la fluencia o la dosis equivalente independientemente de la energía de los neutrones [14].

▪ Detectores de Trazas

Los detectores de trazas nucleares de estado sólido se fundamentan en el principio de que una partícula ionizante crea una estrecha zona dañada en un material plástico o cristal de entre 10 y 100 nanómetros de diámetro. Esta traza puede ser ampliada mediante un proceso químico y luego observada bajo un microscopio óptico. La producción de la traza requiere dos condiciones básicas: el alcance de la partícula y la energía depositada por esta. Por ejemplo, el alcance de una partícula alfa es de 2.8 micrómetros y requiere al menos 400 keV de energía cinética para que la energía depositada, medida como Transferencia Lineal de Energía (LET, por sus siglas en inglés), sea de al menos 200 keV/micrómetro. Este valor de LET representa la cantidad de ionización producida por unidad de distancia a lo largo de la trayectoria de la partícula alfa, lo que genera suficiente daño para ser observado [39].

▪ Detectores de Burbujas

A diferencia de los detectores llenos de gas que requieren electrónica sensible para adquirir una señal, los detectores de burbujas son dosímetros pasivos de integración de neutrones que miden la dosis equivalente. Dentro de un tubo de vidrio, miles de gotas de líquido sobrecalentado están suspendidas en un polímero y se vaporizan cuando son impactadas por neutrones, produciendo burbujas claramente visibles que se pueden contar fácilmente, y cuya cantidad es proporcional a la dosis equivalente acumulativa [39].

2.5.2. Magnitudes Dosimétricas

Los neutrones interactúan con los elementos más comunes del tejido, como el hidrógeno (H), carbono (C), nitrógeno (N) y oxígeno (O), depositando dosis en el tejido a través de estas interacciones. Específicamente, las interacciones entre neutrones e hidrógeno son responsables de la mayor parte de la dosis de neutrones. Los neutrones rápidos pueden tener interacciones elásticas, como la reacción $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$, generando protones de retroceso. Por otro lado, los neutrones térmicos pueden ser absorbidos por núcleos de hidrógeno, resultando en la emisión de un rayo gamma de 2.21 MeV, o experimentar la reacción nuclear $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ con núcleos de nitrógeno, produciendo protones de 0.6 MeV. Estas reacciones son las principales responsables de la dosis de

neutrones en el tejido. Dado que estas reacciones pueden generar partículas cargadas pesadas con alto poder de transferencia de energía (LET) en el tejido, se asigna un factor de calidad de 5 a 20 a los neutrones para convertir la dosis de neutrones en dosis equivalente [21].

Las magnitudes y unidades fundamentales en dosimetría de radiaciones y protección radiológica, son establecidas por la Comisión Internacional de Unidades y Medias de la Radiación (ICRU), según lo indicado en sus documentos ICRU-51 (1993) e ICRU-60 (1998), así como por la Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP). Las principales magnitudes dosimétricas utilizadas en este trabajo son [40 - 42]:

▪ **Fluencia, Φ**

La fluencia se define para cualquier tipo de radiación según:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (2.17)$$

Donde dN es el número de partículas (fotones, electrones, neutrones, etc.) que inciden sobre una esfera cuya sección eficaz tiene un área da .

Esta definición mediante una esfera de sección eficaz da considera dicha área perpendicular a la dirección de cada particular de forma que la fluencia es independiente del ángulo de incidencia.

Cuando el campo de radiación no es monoenergético, se describe el espectro de fluencia, que equivale a la distribución de fluencia en función de la energía, Φ_E , de la siguiente manera:

$$\Phi_E = \frac{d\Phi}{dE} \quad (2.18)$$

Donde $d\Phi$ representa la fluencia de partículas con energía entre E y $E + dE$.

La unidad de la fluencia es m^{-2} .

▪ **Dosis Absorbida, D**

Se define como el cociente entre la energía media impartida $d\varepsilon$ por las radiaciones ionizantes al medio en un elemento de volumen de masa dm :

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad (2.18)$$

$d\varepsilon$, representa la energía neta depositada en el volumen de materia considerado, es decir:

$$d\varepsilon = R_{in} - R_{ex} + \sum Q \quad (2.19)$$

Donde, R_{in} es la suma de las energías de todas las partículas directas e indirectamente ionizantes que entran a un volumen, excluyendo a las energías en reposo. R_{ex} es la suma de las energías de todas las partículas directas e indirectamente ionizantes que salen del volumen, excluyendo las energías en reposo y $\sum Q$ es la suma de los cambios en las energías en reposo de los núcleos atómicos y de todas las partículas implicadas en las interacciones.

La unidad de dosis absorbida es $J\ kg^{-1}$, que recibe el nombre de gray (Gy).

▪ **Dosis Equivalente, H**

El concepto de dosis equivalente, se introdujo en 1962 para considerar la distinta eficacia biológica relativa de los diferentes tipos de radiación ionizante. Actualmente, el equivalente de dosis, H , en un punto de un órgano o tejido se define según:

$$H = w_R D_{T,R} \quad (2.20)$$

Donde, $D_{T,R}$ es la dosis absorbida sobre un tejido u órgano específico T debido a la radiación de tipo R y w_R es el factor de ponderación de la radiación R .

La unidad de H es el joule por kilogramo ($J\ kg^{-1}$), lo que podría generar confusión entre los conceptos de dosis absorbida y dosis equivalente. Por esta razón, se adoptó el nombre especial de Sievert (Sv) para la unidad de dosis equivalente en el ámbito de la protección radiológica. La unidad antigua era el rem, cuya equivalencia con la actual es: $1\ Sv = 100\ rem$. Si el campo de radiación está compuesto por radiaciones de diferentes tipos, la dosis equivalente se determina teniendo en cuenta este hecho a través de su factor de ponderación:

$$H = \sum w_R D_{T,R} \quad (2.20)$$

La Tabla 2.4 muestra los valores para los factores de ponderación de la radiación w_R según distintos tipos de radiaciones.

Tabla 2.4. Factores de ponderación w_R para diferentes tipos de radiación y energías [41].

Radiación	Energía	Factor de ponderación (w_R)
Fotones X y γ	Todas las energías	1
Electrones y muones	Todas las energías	1
Neutrones	< 10 keV	5
	10 keV a 100 keV	10
	100 keV a 2 MeV	20
	2 MeV a 20 MeV	10
	> 20 MeV	5
Protones	> 2 MeV	5
Partículas α , fragmentos de fisión, núcleos pesados		20

En el caso de los neutrones, los factores w_R se establecen en una función de la energía con la que los neutrones inciden en el tejido u órgano [41]:

$$w_R = 5 + 17e^{(-\ln(2E))^{2/6}} \quad (2.21)$$

Donde E es la energía de neutrones en MeV.

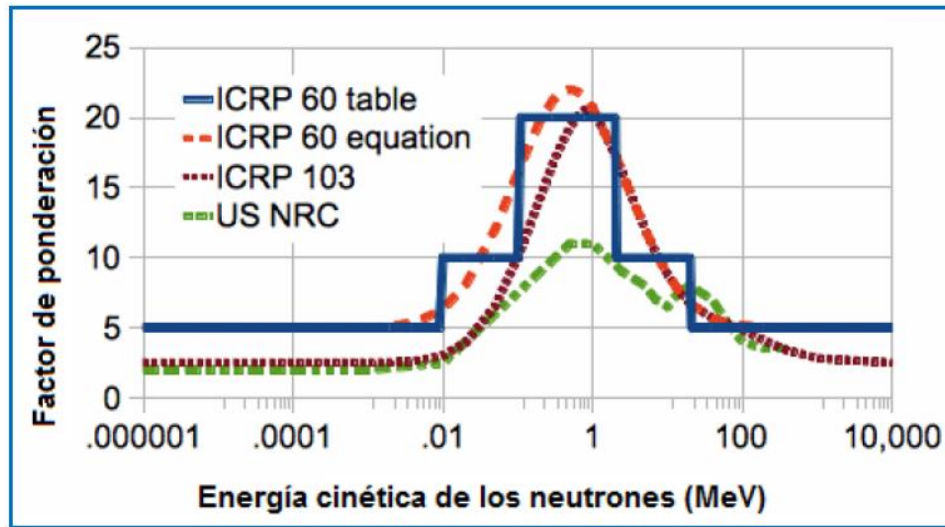


Figura 2.30. Factor de ponderación w_R para neutrones en función de su energía [41].

▪ Kerma, K

El termino Kerma es el acrónimo de las iniciales de la expresión Kinetic Energy Released in Absorbing Material, que significa energía cinética liberada en un material absorbente. Esta magnitud se introdujo en 1962 y físicamente se define como la energía cinética inicial que adquieren todas las partículas cargadas (electrones) liberadas por la interacción de las partículas ionizantes no cargadas (fotones y neutrones) por unidad de masa del material irradiado. Mide la energía transferida de los fotones a los electrones producidos en el medio. Por lo tanto, al dar un valor de Kerma es preciso indicar el material al que nos referimos (por ejemplo: Kerma en aire, Kerma en tejido, etc.).

El Kerma se define formalmente para partículas sin carga como:

$$K = \frac{d\varepsilon_{tr}}{dm} \quad (2.21)$$

Donde $d\varepsilon_{tr}$ es la suma de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas, liberadas por partículas sin carga, en una masa de dm de material. La unidad de Kerma es el Gy.

2.6. Daño Biológico de los Neutrones

Cuando las radiaciones ionizantes interactúan con un medio, causan alteraciones en el nivel atómico y molecular, especialmente evidentes en entornos biológicos, donde pueden desencadenar cambios morfológicos y funcionales en las células. Estas radiaciones afectan las células directa e indirectamente. La acción directa ocurre cuando la radiación golpea directamente moléculas vitales como el ADN, potencialmente induciendo mutaciones genéticas, especialmente notable en interacciones con partículas de alta transferencia de energía (LET). Se consideran partículas de alta

LET a los neutrones, protones y partículas cargadas pesadas. La acción indirecta, por otro lado, se da cuando la radiación interactúa con el medio celular, generando iones y radicales libres que afectan la química celular, pudiendo causar daños en la cadena de ADN. Aproximadamente dos tercios del daño biológico atribuido a radiaciones de baja LET (rayos X o electrones) se asocian con esta acción indirecta. Los efectos biológicos de la radiación se clasifican como deterministas o estocásticos según su probabilidad de ocurrencia y su relación con la dosis de radiación [44].

Los fotoneutrones producidos en los LINACs de energía mayor a 8 MV, aumentan la dosis periférica que reciben los órganos de los pacientes, incrementando así el detrimento radiológico asociado al tratamiento y la probabilidad de inducir tumores malignos secundarios. Este hecho se ve acrecentado con las nuevas técnicas de radioterapia de intensidad modulada (IMRT) y Arco Terapia (VMAT) que aumentan la dosis fuera del campo de tratamiento respecto a la radioterapia convencional [18].

▪ **Efectos Deterministas**

Los efectos deterministas se manifiestan cuando un número suficiente de células en un órgano o tejido mueren o pierden su capacidad de reproducirse y funcionar normalmente, lo que resulta en la pérdida de la función del órgano afectado. Esta pérdida de función se agrava a medida que aumenta el número de células afectadas. Se ha establecido que para dosis bajas de radiación (<100 mGy), no se observan manifestaciones clínicas; sin embargo, a medida que la dosis de radiación aumenta, se alcanzan umbrales en los que los efectos biológicos comienzan a manifestarse clínicamente. Por lo tanto, la aparición de los efectos deterministas se produce a partir de una dosis umbral.

Algunos ejemplos de estos efectos incluyen cataratas, alopecia, esterilidad, dermatitis, necrosis, síndrome agudo de radiación y, en casos extremos, la muerte del individuo expuesto, entre otros.

▪ **Efectos Estocásticos**

Los efectos estocásticos de la radiación no muestran un umbral de dosis necesario para manifestarse clínicamente. Estos efectos se caracterizan por su severidad constante, lo que significa que la gravedad del efecto no está relacionada con la cantidad de dosis recibida, sino más bien con la probabilidad de ocurrencia. Esta probabilidad aumenta a medida que se incrementa la dosis de radiación y el tiempo de exposición. Un ejemplo común de efecto estocástico es la inducción de cáncer.

2.6.1. Fotoneutrones Dentro del Cuerpo

Como se explicó en la sección 3.3.4, la manera en que los neutrones interactúan con la materia difiere notablemente de la interacción de los rayos X y los rayos gamma. Mientras que los fotones se relacionan con los electrones de los átomos a través de procesos como el Efecto Compton o el Fotoeléctrico, lo que resulta en la emisión de electrones, los neutrones interactúan con el núcleo de los átomos de la materia. Esta interacción nuclear puede generar protones, partículas alfa o fragmentos nucleares pesados. Dado que los neutrones carecen de carga eléctrica, penetran profundamente en la materia y provocan ionización de manera indirecta. Es esencial destacar que la densidad de ionización de las partículas resultantes de la interacción de neutrones es mayor que la de los electrones. Por ejemplo, un protón tiene aproximadamente 2000 veces más masa que un

electrón, y una partícula alfa tiene una masa cuatro veces mayor que un protón. A medida que aumenta la densidad de ionización de las partículas, también lo hace la probabilidad de interacción directa entre estas partículas y las moléculas del medio [44].

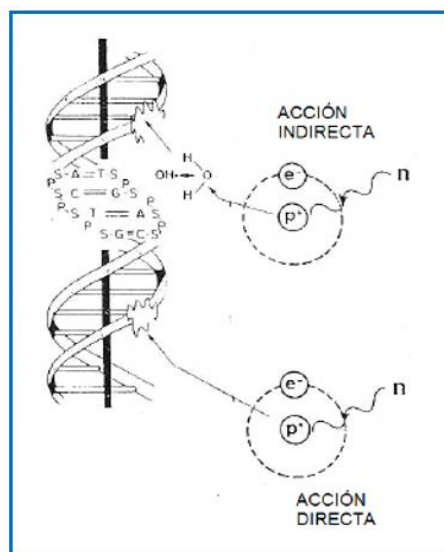


Figura 2.31. La densidad de ionización aumenta con el LET de la partícula, lo que a su vez aumenta la probabilidad de una interacción directa entre la partícula y la molécula de ADN [44].

La acción indirecta de la radiación implica la absorción de energía disipada en medios intracelulares, principalmente en el agua. Esta absorción de energía puede resultar en la formación de radicales libres, que son átomos o moléculas con un electrón desapareado en su orbital externo. Estos radicales libres son altamente reactivos químicamente, ya que el electrón libre tiende a unirse con otro electrón de un átomo en una molécula cercana. Un ejemplo común de este fenómeno es la formación de radicales libres en la molécula de agua, que produce tanto iones (H^+ y OH^-) como radicales libres (H^* y OH^*). Los efectos de los radicales libres en la célula se deben a su capacidad para inducir diversas reacciones químicas que pueden causar cambios y lesiones en la célula, incluso en áreas relativamente distantes de la interacción inicial [44].

En el tejido, la principal forma de transferencia de energía ocurre a través de la interacción entre los neutrones y el núcleo de hidrógeno. Esta interacción es predominante por varias razones: primero, los neutrones interactúan con los protones, partículas de masa similar; segundo, el hidrógeno es el átomo más abundante en el tejido humano; y tercero, la sección eficaz de colisión en el hidrógeno es considerablemente alta, siendo de aproximadamente 30.78 barns para neutrones térmicos [46].

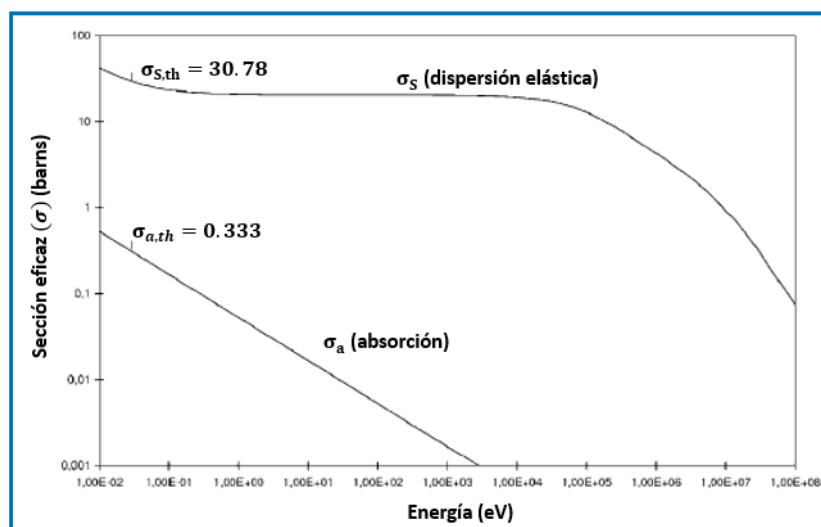


Figura 2.32. Sección eficaz de absorción y dispersión elástica de neutrones en el hidrógeno [46].

Los neutrones rápidos pierden su energía en el tejido principalmente a través de la dispersión elástica, mientras que los neutrones lentos y térmicos lo hacen principalmente mediante reacciones de captura, especialmente por la interacción $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$. Después de experimentar dispersión elástica, el núcleo de hidrógeno (un protón cargado) aumenta su velocidad, perdiendo energía a medida que se excita e ioniza al atravesar el material biológico. Este protón deposita su energía con un LET de menos de 30 keV/ μm y un máximo de 100 keV/ μm . Por otro lado, en las reacciones de captura se libera un fotón de 2.225 MeV, que también puede transferir su energía al cuerpo [46].

Los neutrones pueden interactuar con el núcleo de un átomo de carbono, dando lugar a la producción de tres partículas alfa, o con el núcleo del átomo de oxígeno, generando cuatro partículas alfa. Estas partículas son altamente ionizantes y ejercen un efecto significativo [26].

Cuando los neutrones térmicos se encuentran con el nitrógeno, la reacción (n,p) produce un protón de 0.626 MeV, y toda su energía puede ser depositada cerca del lugar de interacción. Los neutrones tienen una mayor probabilidad de interactuar en el tejido con los átomos de hidrógeno, nitrógeno, carbono y oxígeno [26].

La sección eficaz total de neutrones incidentes en hidrógeno, carbono y oxígeno en función de la energía de los neutrones se muestra en la Figura 2.32. Esta muestra que en el rango de 10^{-12} a 10^{-8} MeV, dominan las interacciones elásticas y la sección eficaz disminuye con el aumento de la energía. En el rango de 10^{-8} a 10^{-1} MeV, dominan las interacciones inelásticas y la sección eficaz es bastante constante. Los picos alrededor de 10^{-1} a 10^1 MeV para los núcleos de carbono y oxígeno son picos de resonancia. Estos picos son el resultado de los neutrones incidentes elevando los núcleos del blanco a estados nucleares excitados. El hidrógeno no tiene resonancias porque no tiene un estado nuclear excitado. La sección eficaz total de neutrones para el hidrógeno es casi una orden de magnitud mayor que la del carbono y oxígeno. Por esta razón, el contenido de hidrógeno de un material tendrá un gran efecto en las interacciones de neutrones.

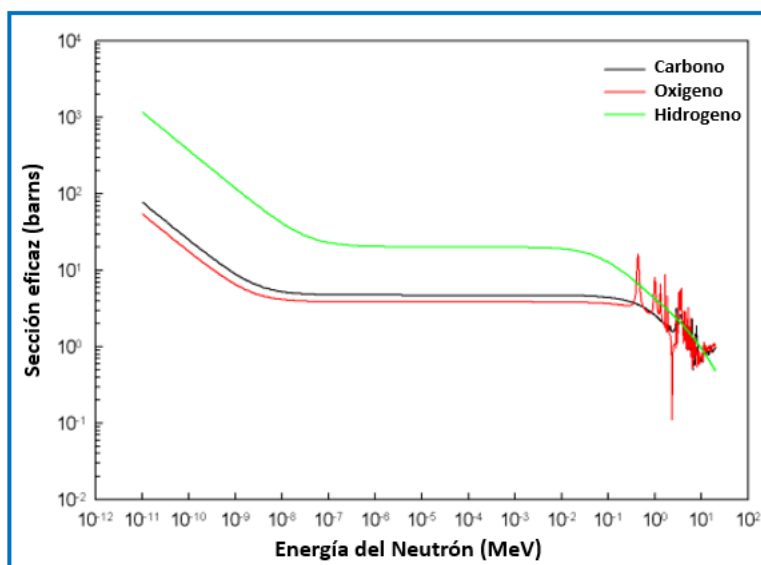


Figura 2.33. Sección eficaz total para la interacción de neutrones con carbono, oxígeno e hidrógeno en función de la energía del neutrón incidente [47].

Los estudios presentados en los artículos [49, 50] han estimado la dosis debida a los fotoneutrones generados dentro del paciente durante tratamientos de radioterapia con energías superiores a 10 MV. Se encontró que el 69% de la dosis absorbida debido a las reacciones fotonucleares en el tejido son provocadas por reacciones (γ, p) , el 24% por (γ, n) y el 7% por (γ, α) . Esto se debe a que la sección eficaz de fotoprotón para el nitrógeno, carbono y oxígeno es aproximadamente un 10% mayor que la sección eficaz para el fotoneutrón en los mismos elementos. Estos resultados indican que las partículas cargadas emitidas en el cuerpo durante los tratamientos de radioterapia son más comunes de lo que se supone en general.

Con base en esto, la cantidad de dosis absorbida por Gy de fotones a 24 MV debido a los fotoneutrones es de 2.2×10^{-4} Gy, para los fotoprotones es de 6.5×10^{-4} Gy, y para las partículas fotoalfa es de 0.7×10^{-4} Gy. La dosis total absorbida debido a las partículas fotonucleares es entonces de 9.4×10^{-4} Gy por Gy de fotones, representando aproximadamente el 1% de la dosis de fotones. La proporción de la dosis de neutrones con respecto a la dosis de fotones para las partículas originadas por las interacciones en el cuerpo humano generalmente aumenta con la distancia desde el volumen expuesto directamente al haz primario de radiación, debido a que la dispersión de neutrones es más isotrópica que la dispersión de fotones.

Las dosis de fuentes secundarias e inducidas suelen ser de niveles bajos. No obstante, su impacto biológico puede tener consecuencias negativas no deseadas, especialmente en niños y mujeres en edad fértil. Idealmente, estas fuentes de contaminación radiológica deberían ser registradas o cuantificadas de manera razonable para comprender la dosis total absorbida por el paciente.

2.6.2. Eficacia Biológica Relativa (RBE)

La eficiencia biológica relativa (RBE), expresada en inglés como Relative Biological Effectiveness, es una medida que compara la dosis de una radiación de referencia de baja Transferencia Lineal de Energía (LET) con la dosis de la radiación en cuestión, que provoca un efecto biológico similar (Figura 2.33). Estos valores de RBE pueden variar dependiendo de la dosis, la tasa de dosis y el efecto biológico analizado. En el contexto de la protección radiológica, la RBE es de particular interés para evaluar los efectos estocásticos de las dosis bajas [43].

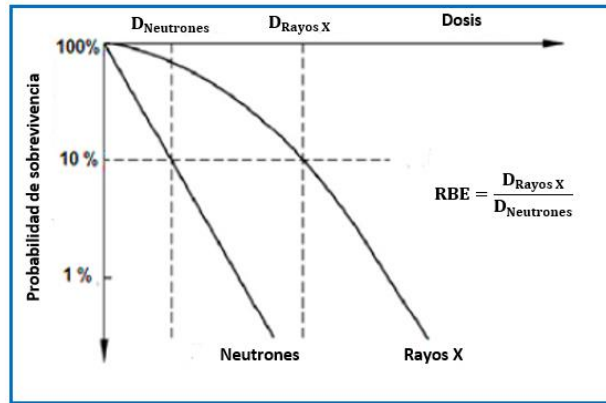


Figura 2.34. Curvas de supervivencia de células como función de la dosis de radiación [43].

La RBE es un elemento esencial en el establecimiento de los factores de ponderación de la radiación (w_R) que se utiliza para definir la dosis equivalente.

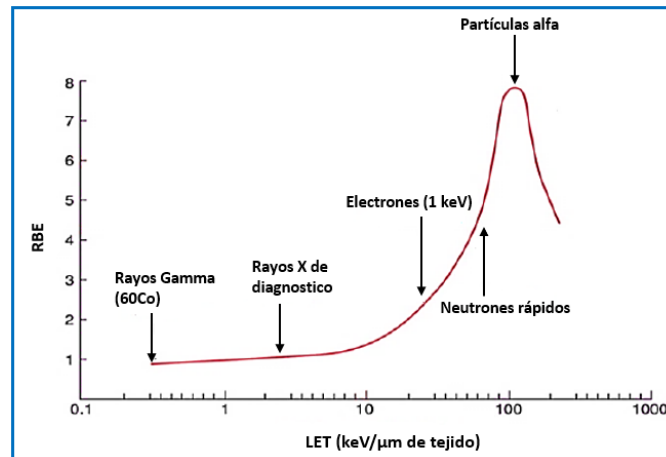


Figura 2.35. La RBE aumenta con la LET de la radiación. Después de $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$, la radiación se vuelve menos eficaz debido a que se logra el máximo daño: la muerte celular [45].

2.6.3. Protección Radiológica

A pesar de los beneficios terapéuticos de la radiación en el tratamiento del cáncer, su potencial peligro para los pacientes, el personal ocupacionalmente expuesto y el público en general en las áreas adyacentes a las salas de tratamiento es innegable. En dosis elevadas, la radiación puede

desencadenar efectos agudos como la insuficiencia intestinal, la disminución de células sanguíneas e, incluso en casos extremos de exposición, la fatalidad. Además, en dosis bajas, la radiación puede tener un efecto carcinogénico. Por lo tanto, resulta crucial tomar todas las precauciones necesarias antes de instalar cualquier equipo generador de radiación.

Dado el riesgo inherente al uso de la radiación, el objetivo primordial de la protección radiológica es minimizar dicho riesgo, garantizando al mismo tiempo los beneficios terapéuticos derivados del empleo de la radiación.

▪ Límites de Dosis Individual

Los organismos competentes en protección radiológica han establecido límites a la dosis efectiva y a la dosis equivalente recibidas por los individuos, para controlar los riesgos debidos a la exposición a las radiaciones ionizantes.

Esos límites de dosis individual varían de acuerdo a cada país. En México, la Comisión Nacional de Seguridad Nuclear y Salvaguardias (CNSNS) y la secretaria de Salud con los organismos encargados en establecer límites de dosis a la exposición ocupacional y publica (ver Tabla 2.5).

Por otra parte, la ICRP en su publicación 60, recomienda límites de dosis más restrictivos que los adoptados por México (Ver Tabla 2.6) con apego a la filosofía ALARA.

Tabla 2.5. Límites de dosis equivalente anual en México basados en ICRP 26 [51].

Límites de dosis equivalente anual en México			
Efectos	POE	Publico	Trabajadoras embarazadas
Estocásticos	50 mSv	5 mSv	15 mSv
Deterministas	500 mSv	50 mSv	

Tabla 2.6. Límites de dosis equivalente anual propuestos en la publicación 60 de la ICRP y se mantienen vigentes actualmente en la publicación 103 de la ICRP [43].

Límites de dosis equivalente anual ICRP 103			
Efectos	POE	Publico	Trabajadoras embarazadas
Estocásticos	20 mSv*	1 mSv	1 mSv**
Deterministas	500 mSv	50 mSv	

*20 **mSv** por año promedio sobre 5 años consecutivos, sin que se exceda 50 **mSv** por año. **Se recomienda que una vez embarazada, se debe asegurar de que el feto no reciba una dosis mayor que 1 **mSv** durante el resto del embarazo, debido a la exposición ocupacional de la madre.

▪ El Principio ALARA

El término ALARA corresponde a las siglas inglesas de la expresión "tan bajo como sea razonablemente posible" (As Low As Reasonably Achievable).

La protección radiológica se ha fundamentado en tres principios esenciales: distancia, tiempo y blindaje [43].

- Distancia: La tasa de dosis emitida por una fuente puntual disminuye conforme aumenta la distancia al cuadrado; por lo tanto, incrementar la distancia desde la fuente reducirá significativamente la exposición a la radiación.
- Tiempo: La dosis de radiación es acumulativa. Por ende, es crucial minimizar el tiempo de exposición.
- Blindaje: Cuando no es viable incrementar la distancia o reducir el tiempo de exposición, se debe utilizar un escudo adecuado frente a la fuente. Cualquier material puede atenuar un haz de radiación según su grosor, composición y las características propias de la radiación.

Estos principios ayudan a evaluar, diseñar y establecer un programa eficaz de protección radiológica.

Conforme la dosis absorbida de radiación se va acumulando en el organismo humano, se plantea la posibilidad de un aumento probabilístico lineal (sin umbral) en la ocurrencia de efectos a largo plazo, como el cáncer. Este concepto, conocido como el modelo lineal-sin-umbral (LNT), se basa principalmente en datos extrapolados derivados de eventos de alta exposición, como las explosiones en Hiroshima y Nagasaki [43]. A pesar de las incertidumbres asociadas con la extrapolación a dosis bajas, el modelo LNT representa una estimación conservadora apropiada para la protección radiológica.

En concordancia con el modelo LNT, uno de los principales objetivos en materia de protección radiológica es mantener las dosis absorbidas tan bajas como sea razonablemente posible (ALARA, por sus siglas en inglés) (As Low As Reasonably Achievable). El principio ALARA dicta que los niveles de exposición a la radiación no solo deben cumplir con los límites establecidos por los organismos reguladores, sino que también deben minimizarse en la medida de lo posible, considerando factores sociales y económicos.

2.7. El Método Monte Carlo

La técnica conocida como Método Monte Carlo (MMC) es un enfoque estadístico que emplea números aleatorios y probabilidades para abordar diversos problemas. Su denominación, "Monte Carlo", hace referencia al Casino de Monte Carlo en Mónaco debido a la similitud entre este enfoque y los juegos de azar allí practicados. Este método tiene su origen en trabajos realizados en el proyecto Manhattan, en el desarrollo de armas nucleares en Los Álamos alrededor de 1944. Su aplicación se ha extendido a campos tan diversos como el flujo de tráfico, el crecimiento poblacional, las finanzas, la genética, la química cuántica, la ingeniería nuclear y la física médica. En esta investigación, MMC se utilizó para simular el transporte de la radiación en un medio [52].

El principio básico detrás del método de Monte Carlo consiste en repetir un experimento múltiples veces o llevar a cabo una simulación prolongada para obtener cantidades de interés, apoyándose en la Ley de los Grandes Números y otros métodos de inferencia estadística. Todos los fenómenos de absorción, dispersión y producción de partículas secundarias siguen un proceso aleatorio, lo que significa que no se puede prever qué tipo de interacción ocurrirá en cada momento y lugar específico. En lugar de eso, solo podemos asignar una probabilidad a cada posible evento. El MMC elige al azar cada una de las variables posibles de acuerdo con su función de probabilidad para replicar los fenómenos que ocurren en el sistema bajo estudio. El MMC logra resultados al simular partículas individuales y registrar aspectos de su comportamiento promedio. Esto permite calcular el comportamiento promedio de las partículas en el sistema físico a partir del comportamiento promedio de las partículas simuladas. Además, el método MC también permite representaciones geométricas, energéticas y angulares detalladas y explícitas y, por lo tanto, se considera el método más preciso disponible actualmente para resolver problemas complejos de transporte de radiación [53].

Las aplicaciones de Monte Carlo en el ámbito de la física médica implican resolver un desafío relacionado con el transporte de radiación, donde se considera que las partículas avanzan en pasos discretos y atraviesan diversas interacciones en su trayectoria. La simulación de la naturaleza estocástica de estas interacciones se lleva a cabo mediante el uso de números pseudoaleatorios. Se determina la longitud del paso y el tipo de interacción mediante la extracción de datos de secciones eficaces, tomando en consideración restricciones geométricas. El proceso de muestreo de las secciones eficaces diferenciales apropiadas es clave para determinar la energía y dirección de las partículas emitidas. En el contexto de la radioterapia con haces externos, los haces de fotones más comúnmente utilizados generalmente se encuentran en un rango de energía de 4 a 25 MeV. En esta gama de energía, se espera que el haz de radiación también contenga partículas por efectos secundarios (protones, neutrones, partículas alfa, entre otros). Por lo tanto, el problema de transporte de radiación en la radioterapia involucra la gestión de todas estas partículas. Sin embargo, en ciertos casos, algunos modelos de Monte Carlo pueden presentar limitaciones para transportar todos los tipos de partículas de manera adecuada [53].

2.7.1. Transporte de Neutrones/Fotones

En las simulaciones de Monte Carlo, se simulan explícitamente las interacciones de las partículas con la materia, incluyendo las partículas secundarias creadas en función de la historia. Por ejemplo, los fotones son generados de acuerdo con distribuciones que describen la fuente, luego recorren una distancia específica determinada por una distribución de probabilidad hasta llegar al lugar de una colisión, donde pueden dispersarse en otro estado de energía y/o dirección, potencialmente generando partículas adicionales. Eventualmente, estos fotones terminan su trayectoria como resultado de eventos de producción de pares o fotoeléctricos, o cuando dispersan Compton a energías por debajo de un umbral de baja energía predetermina. Este enfoque de MMC se conoce como simulaciones análogas, que se utilizan comúnmente para el transporte de partículas neutras y se refieren a menudo como técnicas evento por evento o interacción por interacción [54]. La simulación consta de cuatro pasos principales [55]:

1. Seleccionar la distancia hasta la próxima interacción.

Se basa en la probabilidad $p(x)dx$, en la cual una partícula interactúa dentro de un intervalo dx a una distancia x desde su posición inicial, como se ve en la Figura 2.35.

$$p(x)dx = e^{-\mu dx} \quad (2.21)$$

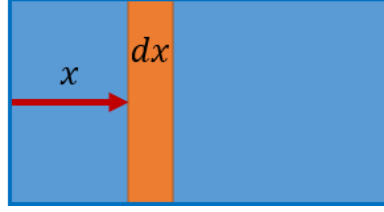


Figura 2.36. Distancia de muestreo de partículas en la interacción [55].

Para seleccionar la distancia hasta la próxima interacción, consideremos una variable aleatoria x con valores continuos en el intervalo $[a, b]$. Si $p(x)$ es la Función de Densidad de Probabilidad respectiva, entonces, utilizando la analogía del apilamiento, podemos obtener la Función de Distribución de Probabilidad $F(x)$ como se muestra en la Figura 2.36.

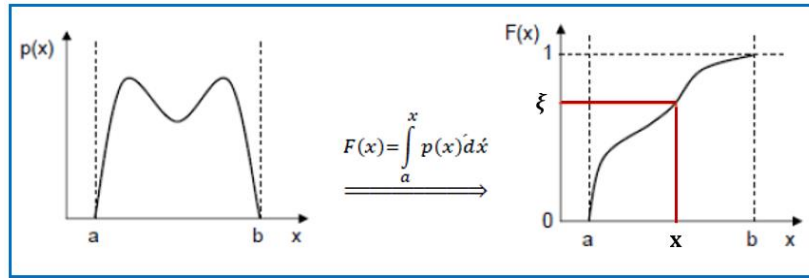


Figura 2.37. La función de distribución de probabilidad $F(x)$ se puede obtener apilando las probabilidades y luego se puede tomar una muestra de estas probabilidades usando un conjunto de números aleatorios, ξ , que se distribuye uniformemente en el intervalo $[a, b]$ [55].

Matemáticamente, el procedimiento de muestreo puede expresarse utilizando la función inversa $F^{-1}(x)$, la inversa de la Función de Distribución de Probabilidad $F(x)$:

$$F(x) = \xi \rightarrow x = F^{-1}(\xi) \quad (2.22)$$

De esta manera, una distancia aleatoria x distribuida según $p(x)dx$ puede ser muestreada utilizando el método de transformación inversa, el cual iguala la probabilidad acumulativa de $p(x)$ con un número aleatorio ξ distribuido uniformemente entre cero y uno. La probabilidad acumulativa de interacción entre 0 y x :

$$\int_0^x \mu e^{-\mu x} dx = 1 - e^{-\mu x} = F(x) \quad (2.23)$$

De esta manera, muestrear $\xi = F(x)$ en el intervalo $[0,1]$; proporcionará la distancia de interacción x de la siguiente manera:

$$F(x) = \int_0^x p(x)dx \rightarrow x = -\frac{\ln(1-\xi)}{\mu} \quad (2.24)$$

2. Transportar la partícula al sitio de interacción teniendo en cuenta las restricciones geométricas.

Involucra una técnica elemental de seguimiento de rayos, que depende de un modelo geométrico capaz de ofrecer información sobre la densidad de material y masa en una determinada área, además de calcular la distancia hasta el próximo límite geométrico en la trayectoria de la partícula.

3. Seleccionar el tipo de interacción.

Ahora la función de distribución de probabilidad es discreta, es decir, implica un número fijo de estados finales i , correspondientes a una interacción de tipo i . Si la sección eficaz para la interacción de tipo i se denota por σ_i y la sección eficaz total por $\sigma = \sum \sigma_i$. Como se puede ver en la Figura 2.36 Una aplicación directa del método de transformación inversa para n tipos de interacciones da como resultado el proceso 1 si $\xi \leq \sigma_1/\sigma$, de lo contrario el proceso 2 si $\xi \leq (\sigma_1 + \sigma_2)/\sigma$, de lo contrario el proceso n si $\xi \leq (\sigma_1 + \sigma_2 + \dots + \sigma_n)/\sigma$.

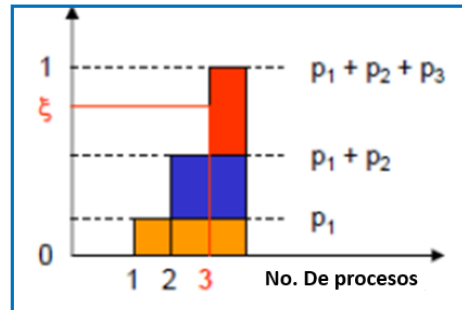


Figura 2.38. La Función de Distribución de Probabilidad se obtiene apilando las probabilidades. Luego, se puede muestrear el tipo de colisión utilizando el número aleatorio ξ , que está distribuido uniformemente en el intervalo (0,1) [55].

4. Simular la interacción seleccionada.

Se debe muestrear cambios de energía/dirección a partir de la sección eficaz diferencial del proceso seleccionado.

2.7.2. Códigos de Simulación del MMC

Algunos de los códigos Monte Carlo más usados en relación con el transporte de radiación y especialmente en radioterapia son [56]:

- **EGS (ELection Gamma Shower):** la versión actual es EGSnrc. Simula el transporte de electrones, fotones y positrones considerando solo interacciones electromagnéticas. Su rango de validez está comprendido entre 1 keV y 10 GeV. La geometría se puede construir mediante un código denominado BEAMnrc. Que incorpora módulos geométricos especialmente diseñados para problemas de interés en física médica. No es un código abierto y fue desarrollado en MORTAN.
- **FLUKA (FLUktuierende KAskade):** es un código de propósito general que reproduce la propagación en la materia de varias partículas diferentes, incluyendo fotones y electrones (desde 1 keV hasta 1000 TeV), hadrones (hasta 20 TeV), neutrones (incluyendo térmicos) e

iones pesados. Permite reproducir geometrías complejas. Su código fuente fue desarrollado en FORTRAN77 y no es abierto.

- **GEANT4 (Geometry And Tracking):** es un código capaz de simular el transporte de todo tipo de partículas en un rango de validez en energía comprendido entre 250 eV y unos 10 TeV. Es especialmente potente en la reproducción de geometrías complejas y puede ser utilizado en aplicaciones de interés tanto en física de altas energías como en física médica. Es de código abierto y fue desarrollado en C++.
- **MCNP (Monte Carlo N-Particle):** es un código de propósito general para el transporte de neutrones, fotones y electrones. Por su validación, es considerado el código mas fiable para el transporte de neutrones. Incorpora técnicas de reducción de varianza. No es un código abierto y fue desarrollado en FORTRAN90.

En este contexto de este trabajo, se empleó el código Monte Carlo desarrollado en GEANT4, para realizar la simulación.

2.7.3. GEANT4

Geant4, abreviatura de "GEometry AND Tracking", es una herramienta de simulación de Monte Carlo basada en objetos escrita en C++ que se utiliza para simular el paso de partículas a través de la materia. Esta herramienta tiene una amplia aplicación en diversos campos de la física de la radiación, incluidos la física de altas energías, la física médica y la investigación en ciencias espaciales. Geant4 proporciona una variedad de funciones que incluyen manejo de geometría, respuesta del detector, gestión de ejecuciones y eventos, visualización, interfaz de usuario, y una amplia gama de procesos físicos que abarcan las diferentes interacciones de todos los tipos de partículas con la materia en un amplio rango de energías, desde 250 eV hasta 1 TeV.

- **Estructura**

La estructura de GEANT4 se presenta como un conjunto de herramientas con una amplia variedad de clases de librerías, las cuales los usuarios pueden utilizar para desarrollar sus propios programas de aplicación. En la Figura 2.37 se ilustra un esquema de las relaciones existentes entre las diferentes categorías, los archivos se pueden dividir en 17 categorías principales de clases. Cada categoría de clase se representa mediante un cuadro en el diagrama, y la relación de uso entre ellas se muestra mediante una línea recta con un círculo abierto al final: la categoría en el extremo del círculo utiliza la categoría adyacente [56].

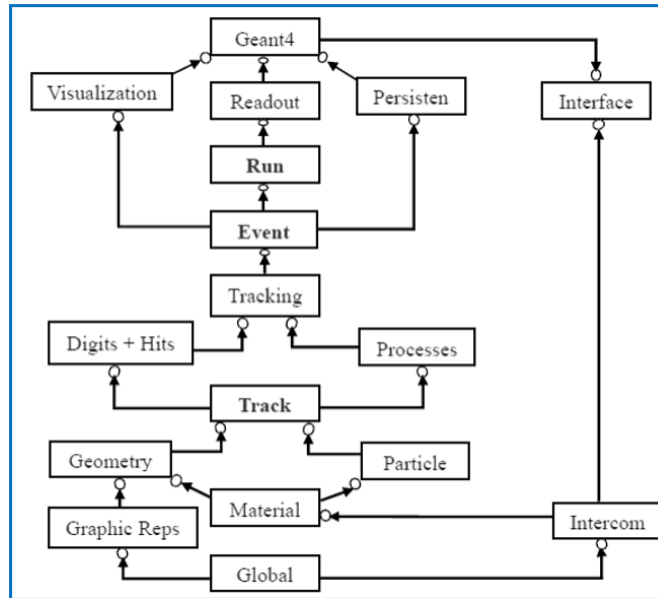


Figura 2.39. Estructura de categorías de las clases de GEANT4 [56].

De las categorías anteriores se realiza una breve descripción [56]:

- **Global:** define el sistema de unidades, constantes físicas y generadores de numero aleatorios.
- **Material y Particles:** se describen todas las propiedades físicas de las partículas y materiales incluidos en GEANT4 para poder simular la interacción de cada particular.
- **Geometry:** clases que describen la geometría de la simulación.
- **Track:** clases que definen el estado actual de una particular en un volumen, como las clases que se encargan de modificarlo en cada paso de la simulación.
- **Processes:** incluye los modelos y datos evaluados para reproducir las interacciones tanto electromagnéticas como hadrónicas, definiendo como se modifica el estado de una partícula en cada paso.
- **Tracking (seguimiento):** controla la información relativa a la evolución del estado de cada particular durante el transporte.
- **Digits + Hits (Impacto y Respuesta):** engloba las clases que definen la respuesta de los volúmenes sensibles a partir de la información referida en la categoría de tracking.
- **Events (evento):** controla un evento completo, que está constituido por todas las partículas generadas a partir de una situación inicial definidas por el generador de partículas primarias.
- **Run (Ejecución):** se encuentran las clases que se encargan de controlar la información de un conjunto de eventos que comparten el mismo generador de partículas primarias y una misma configuración geométrica.

Al final, las categorías *visualization* (visualización), *persistence* (persistencia), *interfaces* (entornos) y *readout* (lectura de salida) estas clases construyen la interfaz de comunicación de GEANT4 con el usuario.

Para completar la descripción del código se definen los siguientes tecnicismos de GEANT4 [56]:

- **Run (ejecución):** es una sucesión de eventos que comparten la misma geometría, el mismo generador de partículas primarias y la misma lista de física. La clase que la representa es `G4Run`, mientras que `G4RunManager` es la clase que gestiona todos los aspectos relativos a un *run* (no confundir *run* con la ejecución de la simulación completa, ya que una simulación puede definir varios *runs*).
- **Event (evento):** es la unidad básica de simulación en GEANT4, representando todo el proceso de una partícula incidente, desde su emisión inicial por el cañón de partículas hasta su detención o salida del sistema de detección. El número de eventos se establece antes de cada ejecución. La clase que representa un evento es `G4Events`, el cual es gestionado por la clase `G4EventManager`.
- **Track (trayectoria):** es una instantánea de una partícula en un momento dado dentro de un evento, incluyendo información sobre su posición y propiedades físicas. Está contenida en un objeto de la clase `G4Track`, que se actualiza por la información recibida en cada paso de la simulación. La clase que se encarga de cambiar la información de `G4Track` es `G4TrackingManager`.
- **Step (paso):** es la información de la trayectoria de una partícula, que incluye la pérdida de energía y el tiempo de vuelo durante ese paso. Se representa por un objeto de la clase `G4Step`, que es quien se encarga de modificar la información contenida en `G4Track`. Cada paso es gestionado por la clase `G4SteppingManager`.
- **Lista de física:** es el conjunto de modelos físicos considerados en un determinado *run*.

- **Clases Con Implementación Obligatoria**

En una aplicación típica de Geant4, el usuario debe al menos derivar las implementaciones concretas de tres clases base abstractas proporcionadas por GEANT4: `G4VUserDetectorConstruction`, `G4VUserPhysicsList` y `G4VUserPrimaryGeneratorAction`.

Estas clases deben registrarse en el `G4RunManager`, que controla el comportamiento general del programa. La clase concreta de `G4VUserDetectorConstruction` define los materiales y la geometría del detector, las regiones de puntuación, así como los atributos de visualización. El usuario también debe escribir una lista de física derivada de `G4VUserPhysicsList` para registrar los tipos de partículas y sus procesos físicos asociados, y para establecer los umbrales de producción de fotones, electrones y positrones. La clase concreta de `G4VUserPrimaryGeneratorAction` especifica la energía, dirección, dimensiones y tipo de las partículas primarias [56].

➤ Definición de la Geometría

Esto se realiza en la clase virtual `G4UserDetectorConstruction`. Aquí es donde se define tanto la geometría del problema como los materiales que constituyen cada volumen. El primer paso para construir los componentes geométricos es crear un volumen de mundo para definir el sistema de coordenadas global y todos los demás componentes se colocan dentro de él como volúmenes secundarios. Cada uno de estos volúmenes también puede contener otros volúmenes más pequeños dentro de ellos, pero la superposición de volúmenes resultará en un transporte incorrecto de partículas.

Comúnmente, la definición del volumen se realiza en tres pasos. En el primer paso, se crea un *sólido* de una forma específica y dimensiones, que está representado por un objeto perteneciente a cualquiera de las clases que heredan de la clase abstracta `G4Solid`, como pueden ser `G4Box` o `G4Tubs`. En el siguiente paso, se asocia el sólido a un *volumen lógico*, que contiene información como el material, la sensibilidad, los atributos visuales y otros límites definidos por el usuario. Representado en el código por un objeto de la clase `G4LogicalVolume` y siempre se define dentro de otro volumen lógico. Siempre hay que generar un volumen que contiene a todos los demás. En el último paso, se crea un *volumen físico* que es una copia del volumen lógico (el cual incluye a los volúmenes lógicos que albergue en su interior) que está localizada en una zona del espacio definido por el sistema de referencia del volumen lógico. Está representado por un objeto de la clase `G4PhysicalVolume` [56].

➤ Descripción de Partículas (lista de física)

Toda la información relativa a partículas e interacciones que se consideran en la simulación debe incluirse en una clase que derive de la clase virtual `G4UserPhysicsList`. En esta clase se incluyen: las partículas cuyo transporte a través de la materia se va a simular. Los tipos de interacción con la materia que se considera para cada partícula [56].

La información sobre las partículas se divide en tres niveles de clases: `G4ParticleDefinition`, `G4DynamicParticle` y `G4Track` [56].

- `G4ParticleDefinition`: contiene propiedades estáticas como el nombre de la partícula, su masa, espín, vida media y modo de desintegración.
- `G4DynamicParticle`: describe aspectos dinámicos de una partícula en movimiento, como su energía, momento y polarización, y tiene un puntero a un objeto `G4ParticleDefinition`.
- `G4Track`: Representa el estado de una partícula al final del paso actual a través de la materia. Contiene información como posición, longitud de la trayectoria, energía cinética, dirección y peso de la partícula, con punteros a las clases `G4ParticleDefinition` y `G4DynamicParticle` asociadas

➤ Generador de Eventos Primarios

Esta es la última clase de obligatoria implementación, deriva de `G4UserPrimaryGeneratorAction` y es la que se encarga de generar las partículas primarias en la simulación. Una vez hecho esto, Geant4 rastreará las partículas a través del sistema (siguiendo la definición de procesos físicos) hasta que se detengan, se desintegren o sean transportadas más allá de los límites del Mundo. La generación del evento primario puede hacerse utilizando una interfaz a un generador de eventos o la clase de

cañón de partículas, que crea un haz de partículas definiendo su tipo, posición, dirección de movimiento y energía cinética [56].

- **Procesos Físicos**

Una amplia variedad de procesos físicos pueden ser simulados utilizando GEANT4. Estos procesos se agrupan en categorías: electromagnéticos, hadrónicos, de desintegración, ópticos, foto leptón-hadrón, de parametrización y de transporte. Para aplicaciones de radioterapia en el contexto de este estudio, los procesos de transporte y de desintegración (fotonuclear) son particularmente importantes.

Las secciones eficaces fotonucleares parametrizadas en Geant4 cubren todas las energías de fotones incidentes desde el umbral de producción de hadrones en adelante. La parametrización se divide en cinco regiones de energía, cada una correspondiente al proceso físico que predomina.

Estas son la región de la Resonancia Dipolar Gigante (GDR), la región "cuasi-deuterón", la región del isóbaro Δ caracterizada por el pico dominante en la sección eficaz que se extiende desde el umbral del pión hasta 450 MeV, la región de la resonancia Roper que se extiende desde aproximadamente 450 MeV hasta 1.2 GeV, y la región de Reggeon-Pomeron por encima de 1.2 GeV [56].

- **Uso de GEANT4**

Aunque es fundamental tener conocimientos de programación orientada a objetos en C++ para desarrollar cualquier aplicación de Geant4, al realizar una simulación con GEANT4, el usuario no necesita preocuparse por los detalles de cada aspecto de Geant4. Lo que el usuario debe hacer es simplemente construir la geometría de su propio sistema de detección y luego agregar los procesos físicos necesarios y configurar las condiciones de la simulación. La Figura 2.37 ilustra cómo funciona Geant4. A partir del diagrama, todo lo que los usuarios necesitan hacer está en el programa del usuario: construir la geometría del sistema y definir los materiales necesarios en la parte de construcción del detector; agregar las partículas y procesos físicos relevantes en la lista de física; definir las acciones del usuario y configurar las condiciones iniciales en la parte de condiciones iniciales.

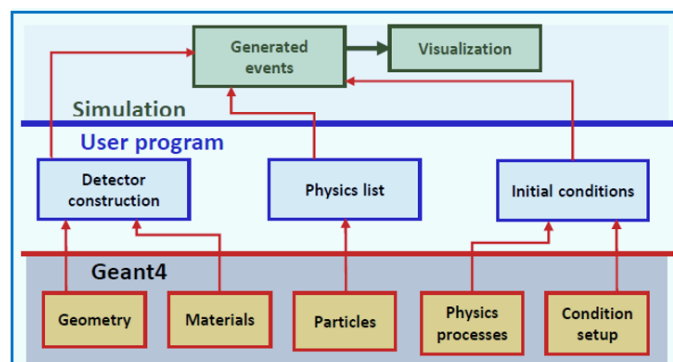


Figura 2.40. Diagrama de flujo del uso de GEANT4 [56].

- **Incertidumbre y Número de Historias Simuladas**

La desviación estándar en cualquier proceso de simulación del MMC es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del número de historias utilizadas [55] por lo tanto:

$$\sigma = \frac{k}{\sqrt{N}} \quad (2.25)$$

Donde σ es la desviación estándar y N es el número de historias.

Si dejamos que la desviación estándar σ_1 y σ_2 correspondan al número de historias N_1 y N_2 respectivamente, entonces la ecuación 3.25 se puede reescribir como:

$$\sigma_1 = \frac{k}{\sqrt{N_1}} \text{ y } \sigma_2 = \frac{k}{\sqrt{N_2}} \quad (2.26)$$

La ecuación 3.26 se puede simplificar a:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \sqrt{\frac{N_2}{N_1}} \quad (2.27)$$

De la ecuación 3.27, se pueden hacer dos observaciones:

Para encontrar el número de historias necesarias para reducir la desviación estándar en un 50%, dejamos que σ_2 sea igual a $\frac{\sigma_1}{2}$, y sustituyendo en la ecuación 3.27:

$$\frac{\sigma_1}{(\sigma_1/2)} = \sqrt{\frac{N_2}{N_1}} \leftrightarrow 2 = \sqrt{\frac{N_2}{N_1}} \leftrightarrow N_2 = 4N_1 \quad (2.28)$$

Así, se requieren cuatro veces más historias para reducir la desviación estándar a la mitad. Para encontrar el número de historias necesarias para reducir la desviación estándar a un 100%, dada la desviación estándar σ_1 encontrada con la ejecución de prueba de N_1 historias, dejamos que σ_2 sea igual a 1 y sustituimos en la ecuación 3.27:

$$\frac{\sigma_1}{1} = \sqrt{\frac{N_2}{N_1}} \leftrightarrow N_2 = N_1 \cdot \sigma_1^2 \quad (2.29)$$

CAPÍTULO 3

METODOLOGÍA

Mediante el empleo del Método Monte Carlo en simulaciones, se ha conseguido desarrollar un modelo detallado del cabezal de un LINAC capaz de simular la producción de neutrones. En esta sección, se abordará en detalle la selección de los materiales utilizados en la construcción del cabezal y las fuentes de radiación (haz de fotones) que producen fotoneutrones. Es fundamental destacar que el código empleado para estas simulaciones ha sido desarrollado y aplicado dentro del entorno del software de simulación Monte Carlo Geant4. Este enfoque metodológico nos permite no solo comprender la dinámica de la producción de neutrones en el LINAC, sino también proporcionar una plataforma para el análisis y la caracterización de la contaminación de neutrones.

3.1. SIMULACIÓN EN GEANT4

Las simulaciones implican escribir un código en C++ que describa la geometría del experimento, los materiales utilizados, las partículas de interés y los procesos físicos de interacción. Los objetos se construyen utilizando una combinación de estructuras tridimensionales simples de cualquier forma o tamaño y pueden estar llenos de cualquier material. De igual manera, los materiales se pueden construir utilizando una combinación de uno o más elementos e isótopos de la biblioteca disponible.

Una simulación requiere un espacio virtual finito llamado "mundo", que actúa como el lugar donde ocurrirá el experimento. El volumen del mundo puede definirse como cualquier objeto tridimensional, como un cubo o una esfera, y puede estar lleno de cualquier material, como aire, agua o tejido. Todos los componentes de la simulación, como fuentes de radiación, estructuras y detectores, se colocan dentro del volumen del mundo. Las partículas se rastrean mientras estén dentro del volumen del mundo y sus interacciones se terminan cuando salen de este volumen.

El cabezal del LINAC se simula tomando como referencia publicaciones en artículos. A partir de estas fuentes se obtienen los materiales utilizados, las dimensiones de cada componente del cabezal y la distancia entre ellos.

3.1.1 Construcción del Mundo

En la simulación empleada en este estudio, el volumen mundo se definió como un cubo con dimensiones de $2 \times 2 \times 2 \text{ m}^3$ y se llenó con aire. El aire está compuesto por un 70% de nitrógeno ($^{14}_7\text{N}$) y un 30% de oxígeno ($^{16}_8\text{O}$), y tiene una densidad de 1.29 mg/cm^3 . Este volumen es lo suficientemente amplio para alojar los componentes del cabezal del LINAC y el Fantoma, como se muestra en la Figura 3.1.

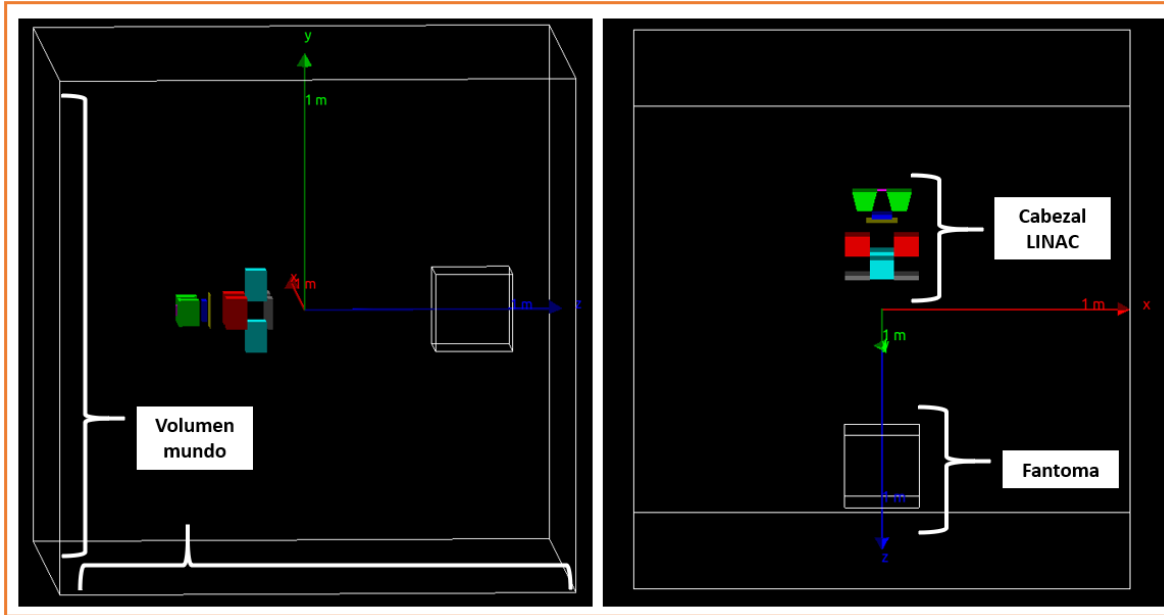


Figura 3.1. Volumen mundo en la simulación Geant4 usada en este trabajo. El volumen se define como un cubo de $2 \times 2 \times 2 \text{ m}^3$ lleno de aire, conteniendo todos los componentes de la simulación, incluyendo el cabezal del LINAC y el Fantoma.

3.1.2. Construcción del cabezal

Los detalles geométricos y la composición elemental de las partes que componen un cabezal de un LINAC no siempre están disponibles debido a las patentes que las empresas tienen. Por tal motivo, para realizar la simulación se construyó un cabezal basado en diferentes artículos los cuales se presentan continuación:

- La referencia [36] describe un modelo geométrico del cabezal de un acelerador Varian Clinac 2100C. Este modelo incluye principalmente el blanco de rayos X de tungsteno (W), el colimador primario (W), el filtro de aplanamiento que varía en geometría y material (Fe + Ta), las colimaciones secundarias (W + Pb) y los colimadores multiláminas (W). En la Figura 3.2 se ilustra este modelo, mostrando el grosor de estos materiales.

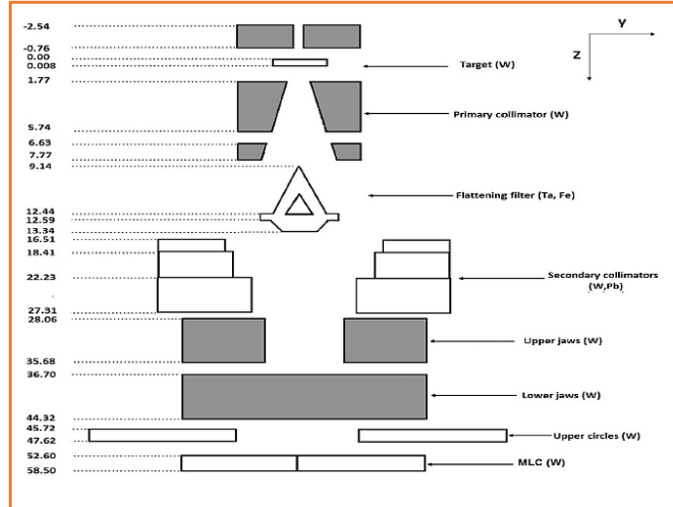


Figura 3.2. Modelo geométrico del Varian Clinac 2100C de 18 MV [36]. Este modelo incluye el blanco de rayos X de tungsteno (W), el colimador primario (W), el filtro de aplanamiento (Fe + Ta), las colimaciones secundarias (W + Pb) y los colimadores multiláminas (W) [36].

- La referencia [57] presenta un modelo detallado del cabezal de un LINAC GE Saturne 20. Este modelo incluye la simulación del blanco, el colimador primario, las mandíbulas móviles, el filtro aplanador, la cámara de ionización y el conjunto de blindaje de plomo de la cabeza. Se asumió que el blanco estaba hecho de tungsteno (W), la cámara de ionización de kapton, y el resto se simuló como plomo (Pb). La Tabla 3.1 ofrece las dimensiones principales utilizadas para la simulación de varios componentes de la cabeza del acelerador lineal.

Tabla 3.1. Dimensiones utilizadas para la simulación del cabezal LINAC de un GE Saturne 20 [57].

Component	Geometric shape		Height (cm)	Outer (cm)	Inner (cm)
	Inside	Outside			
Lead shielding	Cylindrical	Cylindrical	34.00	10.00 in diameter	8.20 in diameter
Ion chamber	Cylindrical	Cylindrical	0.20	14.00 in diameter	—
Target	Cylindrical	Cylindrical	0.60	2.77 in diameter	1.00 in diameter
Primary collimator	Cone	Cylindrical	10.00	23.00 in diameter	4.00 at top and 8.00 at bottom in diameter
Flattening filter	—	Cone	2.00	0.20 at top and 6.00 at bottom in diameter	—
Upside movable jaws	—	Plate	2.00	13.00 width and 21.00 length	—
Downside movable jaws	—	Plate	11.50	13.00 width and 21.00 length	—

- La referencia [58] no especifica el modelo de LINAC en el que se basa, pero proporciona una tabla que detalla los materiales utilizados en la simulación del cabezal. Esta información se presenta en la Tabla 3.2.

Tabla 3.2. Estructuras principales del LINAC y composiciones elementales [58].

Linear Accelerator Compartment	Elemental Composition	Isotopes	Density (g/cm ³)
Target, primary collimator, secondary collimator, upper and lower jaws, and MLC	W	W180, W182, W183, W184, W186	18
Gantry shielding	Pb	Pb206, Pb207, Pb208	11.4
MLC shielding	Fe	Fe54, Fe56, Fe57, Fe58	7.87
Target filter, flattening filter, and ionization chamber casing	Cu	Cu63, Cu65	8.93
Air	C, O, N	Cl2, Cl13, O16, O17, N14, N15	1.23 × 10 ⁻³

Tomando como referencia las ideas de los artículos previos, se seleccionaron los materiales y las dimensiones de las estructuras del cabezal que se emplearán en este trabajo. Estas decisiones se detallan en la Tabla 3.3.

Tabla 3.3. Materiales, densidad y dimensiones de los componentes del cabezal del LINAC simulado en este estudio, basado en las referencias [58], [57] y [36].

Partes del cabezal	Elemento	Isotopo	Densidad (g/cm ³)	Dimensiones		
				X (cm)	Y (cm)	Z (cm)
Blanco (Target)	W	¹⁸⁴ ₇₄ W	19.3	4	4	0.6
Colimador primario	W	¹⁸⁴ ₇₄ W	19.3	10 Sup. 5 Inf.	10	8
Filtro aplanador	Cu	⁶³ ₂₉ Cu	8.96	8	8	1
Cámara de ionización	Cu	⁶³ ₂₉ Cu	8.96	12	12	6.2
Colimador secundario	W	¹⁸⁴ ₇₄ W	19.3	10	12	8
MLC	Fe	⁵⁶ ₂₆ Fe	7.87	10	12	2

En la Figura 3.3 se presenta el esquema del cabezal y el Fantoma utilizados en este estudio. Como se mencionó anteriormente, el cabezal consta de un blanco, un colimador primario, un filtro aplanador, una cámara de ionización, un colimador secundario y un colimador multiláminas (MLC), cuyos materiales se detallan en la Tabla 3.3. Por otro lado, la Figura 3.4 muestra el esquema ya construido en la simulación.

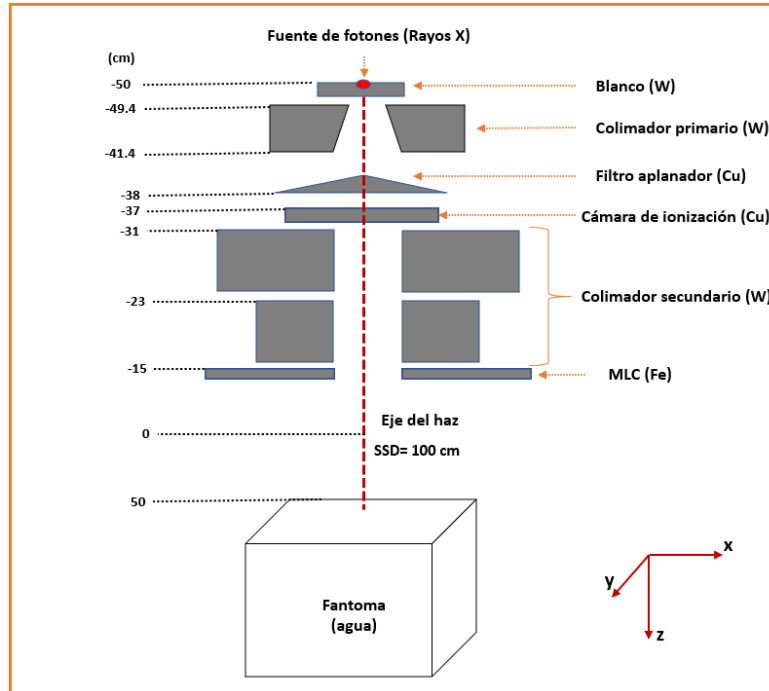


Figura 3.3. Esquema del cabezal y fantoma utilizados en la simulación, se observan la posición de los elementos en el eje z y los materiales.

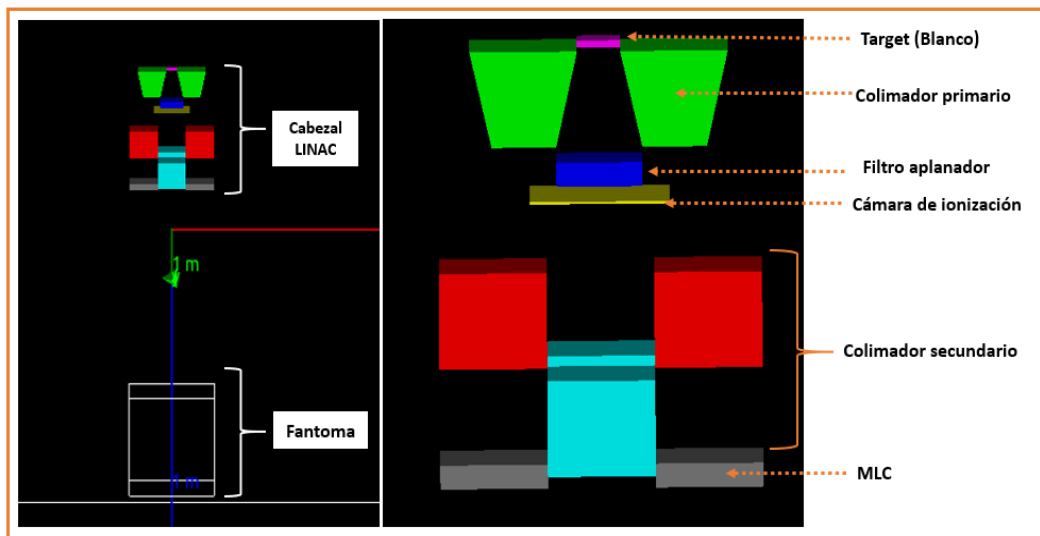


Figura 3.4. Captura de pantalla de los componentes modelados en Geant4. De acuerdo con los datos de la Tabla 3.1, tanto el colimador secundario como el colimador multiláminas tienen una apertura de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, y la distancia desde la fuente hasta la superficie del Fantoma es de 100 cm.

3.1.3. Construcción del Fantoma

Las dimensiones del Fantoma construido son de $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$, y se utilizó agua como material. Estas dimensiones se eligieron siguiendo las recomendaciones de la Comisión Internacional de Unidades de Radiación (ICRU) [43], que sugiere este tamaño para proporcionar una representación

adecuada de la región de interés. El agua se selecciona como material debido a que se considera estándar para la simulación de tejidos biológicos, ya que tiene una composición química similar y propiedades de atenuación de la radiación comparables a las del tejido humano. En la Figura 3.4 se puede apreciar el fantoma utilizado en la simulación.

3.1.4. Características de la Simulación

La simulación se realizó utilizando el software Geant4, una herramienta ampliamente reconocida en la modelización de interacciones de partículas y radiación. Las características específicas de esta simulación son las siguientes:

- **Tamaño del Campo:** El tamaño del campo, determinado por la apertura de los colimadores secundarios y el colimador multiláminas (MLC), es de 10 cm × 10 cm.
- **SSD de 100 cm:** La distancia fuente-superficie del Fantoma (SSD) es de 100 cm, lo que indica la distancia entre la fuente de radiación y la superficie externa del Fantoma utilizado en la simulación.
- **Fuente de Partículas:** La fuente de partículas primaria se define en la clase PrimaryGeneratorAction utilizando un objeto llamado “G4ParticleGun”. Aquí se asignan los parámetros dinámicos del haz primario de radiación. Es importante destacar que la fuente de partículas se colocó a 0.5 cm encima del blanco de rayos X.
- **Número de Historias:** Se emplearon diferentes cantidades de historias, específicamente 1×10^5 , 5×10^5 , 1×10^6 , 2×10^6 , 3×10^6 , 4×10^6 , 5×10^6 , 7.5×10^6 y 1×10^7 , para generar el haz de fotones utilizado en la simulación. Esta variación permitió observar una tendencia en la generación de fotoneutrones para cada conjunto de historias y ajustar una curva a los datos correspondientes. El objetivo era poder predecir el comportamiento para un número mayor de historias. Sin embargo, es importante señalar que la simulación tomó aproximadamente 40 horas para completarse con 1×10^7 historias. Si deseáramos realizar una simulación con 1×10^{11} historias, como se hace en la referencia [59], tomaría casi un año debido a las características del software y hardware empleados en la simulación.
- **Energías de Fotones:** Se realizaron simulaciones para tres energías de fotones: 18 MV, 15 MV y 10 MV. Esto permite explorar diferentes condiciones y escenarios relevantes para el estudio.

El proceso de simulación se llevó a cabo utilizando el software Geant4 versión 10.6.3, ejecutado en un sistema operativo UBUNTU 20.04.6 LTS. Las simulaciones se realizaron en una computadora PC marca HP, equipada con un procesador Intel Core i7-8665U de 1.9 GHz, 16 GB de RAM y un disco duro SSD de 512 GB.

El código utilizado en la construcción del mundo, cabezal y fantoma se puede ver en el apéndice A.

3.2. PRODUCCIÓN DE FOTONEUTRONES

3.2.1. Secciones Eficaces

Como se explicó en la sección teórica, la probabilidad de que ocurra un resultado específico en una interacción entre una partícula y un núcleo se define por su sección eficaz (σ), la cual se expresa en unidades de área (cm^2). Sin embargo, en el contexto de la física nuclear, se utiliza comúnmente la unidad de barns (b), donde $1 \text{ barns} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. La sección eficaz varía según la energía de la partícula incidente.

En la Tabla 3.4 se presentan los valores de la energía umbral (S_n) para diferentes reacciones que producen neutrones en los materiales empleados en la simulación. Además, en la Figura 3.5 se muestran las secciones eficaces de estos materiales.

Se observa que los materiales utilizados en la simulación tienen una energía umbral de 7.41 MeV (para W), 10.85 MeV (para Cu) y 11.19 MeV (para Fe) para la reacción (γ, n). Esto destaca la importancia de este estudio, dado que existen LINACs que generan energías dentro del rango de 6 MV a 25 MV para haces de fotones.

Tabla 3.4. Datos nucleares de los materiales empleados en la simulación del LINAC, así como las energías umbrales y los valores Q para las diversas reacciones fotoneutrónicas [18].

Núclido			Reacción (γ, n)				Reacción (γ, pn)				Reacción ($\gamma, 2n$)			
Elemento	No. masa	Abun. Rel.	S_n [MeV]	$T_{1/2}$	Dec.	Q [MeV]	S_{pn} [MeV]	$T_{1/2}$	Dec.	Q [MeV]	S_{2n} [MeV]	$T_{1/2}$	Dec.	Q [MeV]
Fe	56	91.7	11.19	2.7 a	EC	0.23	20.41	312 d	EC	5.08	20.5	S	EC	0.23
Cu	63	69.2	10.85	9.7 m	β^+	3.95	16.72	S	β^-	0.07	19.74	3.4 h	β^+	2.24
W	184	30.6	7.41	S			14.63	115 d	β^-	1.81	13.60	S		

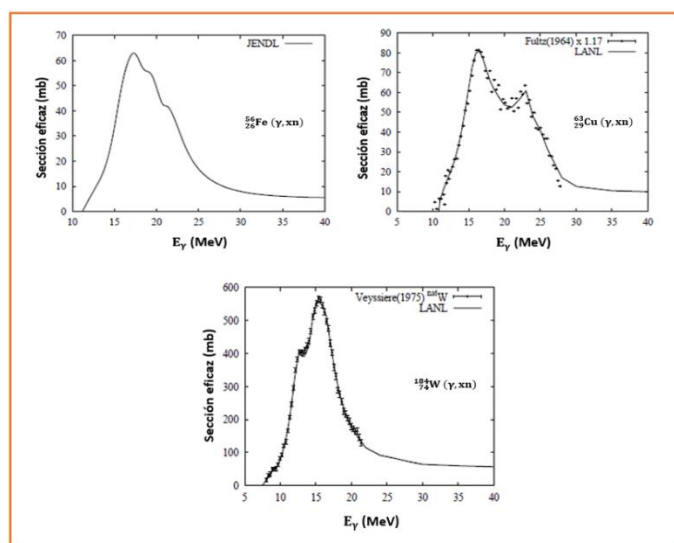


Figura 3.5. Secciones eficaces de los materiales empleados en la simulación. Se observa que para la reacción (γ, n), el tungsteno (W) tiene una energía umbral de 7.41 MeV, con un máximo alrededor

de 15 MeV; el cobre (Cu) muestra un umbral de 10.85 MeV y un pico cercano a los 16 MeV; mientras que el hierro (Fe) presenta un umbral de 11.19 MeV y un pico alrededor de los 15 MeV. [28].

El área bajo la curva del pico de resonancia dipolar gigante en función de la energía del fotón (ε), se encuentra dada por la regla de suma de dipolos la cual se expresa en la ecuación 2.3:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{GDR}}(\varepsilon) &= \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} = 0.06 \frac{NZ}{A} \text{ (MeV/barns)} \\ &= 60 \frac{NZ}{A} \text{ (MeV/mbarns)}\end{aligned}\quad (3.1)$$

- Para el Tungsteno ($^{184}_{74}\text{W}$):

El valor de la sección eficaz total para el tungsteno con $N = 110$, $Z = 74$ y $A = 184$ es:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{GDR}} &= 60 \frac{NZ}{A} \text{ (MeV/mbarns)} \\ \sigma_{\text{GDR}} &= 60 \frac{(110)(74)}{184} \text{ (MeV/mbarns)} \\ \sigma_{\text{GDR}} &= 2654.4 \text{ (MeV/mbarns)}\end{aligned}$$

Por lo tanto, la sección eficaz total para la resonancia dipolar gigante en tungsteno sería de 2654.4 (*MeV/mbarns*). Esto significa que, por cada milibarn de área, se esperaría que ocurran 2,654.4 eventos de absorción de fotones asociados con la resonancia dipolar gigante en tungsteno, teniendo en cuenta la energía de los fotones incidentes.

- Para el Cobre ($^{63}_{29}\text{Cu}$):

El valor de la sección eficaz total para el cobre con $N = 34$, $Z = 29$ y $A = 63$ es:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{GDR}} &= 60 \frac{NZ}{A} \text{ (MeV/mbarns)} \\ \sigma_{\text{GDR}} &= 60 \frac{(34)(29)}{63} \text{ (MeV/mbarns)} \\ \sigma_{\text{GDR}} &= 939.04 \text{ (MeV/mbarns)}\end{aligned}$$

- Para el Hierro ($^{56}_{26}\text{Fe}$):

El valor de la sección eficaz total para el hierro con $N = 30$, $Z = 26$ y $A = 56$ es:

$$\sigma_{\text{GDR}} = 60 \frac{NZ}{A} \text{ (MeV/mbarns)}$$

$$\sigma_{\text{GDR}} = 60 \frac{(30)(26)}{56} \text{ (MeV/mbarns)}$$

$$\sigma_{\text{GDR}} = 835.71 \text{ (MeV/mbarns)}$$

Los resultados indican que el tungsteno tiene una sección eficaz más alta, lo que sugiere que los materiales que contienen este elemento podrían ser una fuente más significativa de neutrones.

Esta idea es útil para entender el comportamiento del espectro de energía de los neutrones generados en el cabezal, ya que permite ajustar los datos obtenidos en la simulación a la función Tosi. Esta función describe el espectro de energía de los neutrones generados en materiales específicos, como el tungsteno, y considera tanto la producción de neutrones por evaporación como la producción directa.

3.2.2. Fuente de Neutrones

La fuente de neutrones, Q , describe la producción de neutrones en un LINAC. La intensidad de la fuente de neutrones representa el número de neutrones producidos por cada 1 Gy de dosis absorbida por fotones. Q se expresa en unidades de neutrones por Gy ($n \cdot \text{Gy}^{-1}$).

Para calcular cuantos fotones de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV son necesarios para impartir una dosis de 1 Gy en una masa de 1 Kg (como si estuviéramos considerando la dosis entregada a 1 Kg de tejido) usamos:

$$D = \frac{E \cdot N}{m} \quad (3.2)$$

Donde, D es la dosis absorbida (Gy), E es la energía de fotones (MeV), N número de fotones y m la masa del tejido irradiado (Kg).

Recordemos que $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/Kg}$, entonces necesitamos 1 Joule de energía para impartir una dosis de 1 Gy a 1 Kg de tejido.

Pero en radioterapia, la dosis absorbida por los tejidos disminuye con el aumento de la distancia desde la fuente de radiación. Este fenómeno se explica principalmente por dos factores la dispersión geométrica y la atenuación de la radiación en el medio. Y para nuestra simulación la fuente de radiación se encuentra a 100 cm del tejido y el medio por el que se dispersan es el aire.

Dispersión geométrica

La radiación emitida por una fuente puntual se dispersa en todas las direcciones, y la intensidad de la radiación disminuye con el cuadrado de la distancia a la fuente. Este principio se conoce como la ley del inverso del cuadrado de la distancia. Matemáticamente, la relación puede expresarse como:

$$I \propto \frac{1}{d^2}$$

donde I es la intensidad de la radiación y d es la distancia desde la fuente. Esto significa que, si se duplica la distancia desde la fuente de radiación, la intensidad de la radiación disminuye a una cuarta parte.

Atenuación en el medio

La radiación también se atenúa al atravesar un medio (por ejemplo, tejidos del cuerpo humano), lo que provoca una disminución adicional de la dosis absorbida. La atenuación depende del tipo de radiación, la energía de la radiación y las propiedades del medio. La atenuación se describe por la ley de Beer-Lambert:

$$I = I_0 e^{-\mu X}$$

donde: I es la intensidad de la radiación después de atravesar una distancia X en el medio, I_0 es la intensidad inicial de la radiación, μ es el coeficiente de atenuación lineal del medio y X es el espesor del medio atravesado.

Primero, convertimos la energía de los fotones de MeV a Joules y luego aplicamos la ecuación 3.2:

- **Para fotones de 18 MeV:**

$$1 \text{ MeV} = 1.60218 \times 10^{-13} \text{ J}$$

$$18 \text{ MeV} = 2.88392 \times 10^{-12} \text{ J}$$

$$N_0 = \frac{m \cdot D}{E} = \frac{1 \text{ Kg} \cdot 1 \text{ Gy}}{2.88392 \times 10^{-12}} = 3.468 \times 10^{11}$$

Por lo tanto, se necesitan 3.468×10^{11} fotones de 18 MeV para impartir una dosis de 1 Gy de 1 Kg de tejido.

Ahora aplicando la dispersión y la atenuación tenemos:

El coeficiente de atenuación (μ) del aire para los fotones de 18 MeV es aproximadamente $\mu = 1.75 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$.

El coeficiente de atenuación lineal (μ) se obtiene a partir de tablas o bases de datos específicas para materiales y energías. Están disponibles en bases de datos como la de la International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU).

Los coeficientes de atenuación dependen de la energía de los fotones y del material que atraviesan.

$$I = I_0 e^{-(1.75 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1})(100)}$$

$$I \approx I_0 \times 0.983$$

Esto significa que el haz retiene el 98.3% de su intensidad inicial a 100 cm.

Para compensar la atenuación:

$$N_{100} = \frac{N_0}{0.983}$$

$$N_{100} = 3.527 \times 10^{11}$$

Ajustando por la distancia según la ley del inverso del cuadrado:

$$\frac{N_{100}}{N} = \left(\frac{1}{d_{100}}\right)^2$$

$$N = N_{100} \times d_{100}^2$$

$$N = (3.527 \times 10^{11}) \times (100)^2$$

$$N = 3.527 \times 10^{15}$$

- **Para fotones de 15 MeV:**

$$1 \text{ MeV} = 1.60218 \times 10^{-13} \text{ J}$$

$$15 \text{ MeV} = 2.40327 \times 10^{-12} \text{ J}$$

$$N_0 = \frac{m \cdot D}{E} = \frac{1\text{Kg} \cdot 1\text{Gy}}{2.40327 \times 10^{-12} \text{ J}} = 4.1609 \times 10^{11}$$

Por lo tanto, se necesitan 4.1609×10^{11} fotones de 15 MeV para impartir una dosis de 1 Gy de 1 Kg de tejido.

Ahora aplicando la dispersión y la atenuación tenemos:

El coeficiente de atenuación (μ) del aire para los fotones de 18 MeV es aproximadamente $\mu = 2.50 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$.

$$I = I_0 e^{-(2.50 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1})(100)}$$

$$I \approx I_0 \times 0.975$$

Esto significa que el haz retiene el 97.5% de su intensidad inicial a 100 cm.

Para compensar la atenuación:

$$N_{100} = \frac{N_0}{0.975}$$

$$N_{100} = 4.267 \times 10^{11}$$

Ajustando por la distancia según la ley del inverso del cuadrado:

$$\frac{N_{100}}{N} = \left(\frac{1}{d_{100}}\right)^2$$

$$N = N_{100} \times d_{100}^2$$

$$N = (4.267 \times 10^{11}) \times (100)^2$$

$$N = 4.267 \times 10^{15}$$

- **Para fotones de 10 MeV:**

$$1 \text{ MeV} = 1.60218 \times 10^{-13} \text{ J}$$

$$10 \text{ MeV} = 1.602 \times 10^{-12} \text{ J}$$

$$N_0 = \frac{m \cdot D}{E} = \frac{1\text{Kg} \cdot 1\text{Gy}}{1.602 \times 10^{-12} \text{ J}} = 6.242 \times 10^{11}$$

Por lo tanto, se necesitan aproximadamente 6.242×10^{11} fotones de 10 MeV para impartir una dosis de 1 Gy de 1 Kg de tejido.

Ahora aplicando la dispersión y la atenuación tenemos:

El coeficiente de atenuación (μ) del aire para los fotones de 18 MeV es aproximadamente $\mu = 4.58 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$.

$$I = I_0 e^{-(4.58 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1})(100)}$$

$$I \approx I_0 \times 0.955$$

Esto significa que el haz retiene el 95.5% de su intensidad inicial a 100 cm.

Para compensar la atenuación:

$$N_{100} = \frac{N_0}{0.955}$$

$$N_{100} = 6.536 \times 10^{11}$$

Ajustando por la distancia según la ley del inverso del cuadrado:

$$\frac{N_{100}}{N} = \left(\frac{1}{d_{100}} \right)^2$$

$$N = N_{100} \times d_{100}^2$$

$$N = (6.536 \times 10^{11}) \times (100)^2$$

$$N = 6.536 \times 10^{15}$$

Concluimos entonces que se necesitan aproximadamente: 3.527×10^{15} fotones de 18 MeV, 4.267×10^{15} fotones de 15 MeV y 6.536×10^{15} fotones de 10 MeV para depositar una dosis de 1 Gy de fotones en 1 Kg de tejido.

Como planteamos al inicio, la simulación se realizó para un máximo de 1×10^7 historias, lo que equivale al número de fotones. No realizamos simulaciones para la cantidad de fotones o historias necesarias para depositar un Gy de dosis de fotones, ya que esta simulación requeriría cerca de un año de cálculo para cada energía, debido a las limitaciones del equipo utilizado. Para resolver esto y obtener la intensidad de la fuente, se ajustan los datos proporcionados por la simulación mediante modelos lineales y exponenciales. Esto permite estimar cuántos neutrones se generan en el cabezal por cada número de fotones necesarios para que cada energía deposite un Gy.

En la sección de resultados y discusiones se presenta el ajuste de los datos de la simulación, mostrando el número de neutrones generados por los fotones necesarios para depositar un Gy. Esto se traduce en la intensidad de la fuente de neutrones. Finalmente, se compara este resultado con los datos disponibles en la literatura.

3.2.2. Flujo de Neutrones

Otra característica de la contaminación de neutrones en un LINAC es el flujo de neutrones en el Fantoma, ϕ , se refiere a la cantidad de neutrones que atraviesan una unidad de área del Fantoma por Gray. Este lo podemos obtener mediante el modelo de McCall [33] y con los datos de la simulación de los neutrones que llegan al Fantoma también podemos saber el flujo.

Lo realizaremos de ambas formas para poder compararlos y al final estos resultados también los compararemos con datos disponibles en la literatura.

- **Modelo McCall [33]**

El flujo de neutrones es un fenómeno que se compone de varias contribuciones distinta. En primer lugar, la fluencia de neutrones generados en el cabezal (ϕ_{dir}) es una componente directa. Estos neutrones se producen en los materiales del cabezal y se emiten sin interactuar con ellos. Esta componente sigue la ley de la inversa del cuadrado de la distancia, lo que significa que su intensidad disminuye proporcionalmente al cuadrado de la distancia desde la fuente.

A continuación, está la componente de dispersión (ϕ_{sc}). Esta incluye los neutrones que han sido dispersados por el cabezal o que han escapado del mismo y posteriormente son dispersados por las paredes y otros materiales en la sala de tratamiento. La intensidad de esta componente se mantiene relativamente constante dentro de la sala y es inversamente proporcional a la superficie interna de la sala de tratamiento.

Por último, existe una componente térmica (ϕ_{th}), que consiste en neutrones generados por la moderación de aquellos que alcanzan las paredes de la sala. Estos neutrones, al perder parte de su energía, son retrodispersados hacia puntos de interés dentro de la sala.

La expresión matemática que describe lo anterior es:

$$\phi = \phi_{dir} + \phi_{sc} + \phi_{th} = \frac{aQ}{4\pi d^2} + \frac{5.4aQ}{S} + \frac{1.26Q}{S} \quad (3.3)$$

Para este estudio las componentes de dispersión y térmicas no se consideran ya que la simulación solo se realizó para las partes del acelerador lineal, sin blindaje y tampoco se consideró las paredes de la sala de tratamiento. Por lo tanto, el flujo de neutrones mediante el modelo McCall y adaptado a este trabajo es:

$$\phi = \frac{aQ}{4\pi d^2} \quad (3.4)$$

Donde $a = 1$, Q la intensidad de la fuente de neutrones en el cabezal, y $d = 65 \text{ cm}$, que es la distancia desde donde termina el cabezal hasta el Fantoma. el flujo de neutrones se expresa en unidades de neutrones por cm^2 por Gy ($n \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{Gy}^{-1}$).

- **Simulación**

Con la información de los neutrones que llegan al Fantoma, podemos determinar el flujo de neutrones en el Fantoma. Para ello, ajustamos el número de neutrones que llegan al Fantoma, teniendo en cuenta que las simulaciones realizadas tienen un máximo de 1×10^7 historias. Nuestro objetivo es calcular cuántos neutrones llegan al Fantoma por cada Gy de dosis depositada por los fotones.

Primero, realizamos un ajuste a los datos obtenidos de las simulaciones para estimar el número de neutrones por cada Gy de dosis depositada. Este ajuste es necesario debido a la limitación del número de historias en las simulaciones iniciales. Utilizamos estos resultados ajustados para calcular cuántos fotones se necesitan para depositar un Gy de dosis, específico para cada energía de fotones que estamos estudiando. Este proceso nos permite traducir los datos de simulación en una estimación precisa del flujo de neutrones en el Fantoma.

Luego, dividimos los datos de la estimación los entre 900 cm^2 , que es el área de la superficie del Fantoma. De esta manera, obtenemos el flujo de neutrones por cm^2 por Gy.

3.3. ESPECTRO DE ENERGÍA NETRONES

Como se vio en la sección de Marco Teórico, el espectro de energía de neutrones es una representación detallada de la distribución de las energías de los neutrones, ya sea los neutrones generados en el cabezal del LINAC o los que llegan a interaccionar con el Fantoma. El espectro abarca toda la gama de energías de los neutrones producidos, que pueden clasificarse principalmente en tres categorías:

1. **Neutrones de Evaporación:** Con energías típicas de 0.01 MeV a 2 MeV, estos neutrones son generados por reacciones de desintegración nuclear, donde los núcleos excitados emiten neutrones para alcanzar un estado de menor energía. Constituyen la mayoría de los fotoneutrones en el espectro de un 80% a un 90 %.
2. **Neutrones Directos:** Con energías mayores a 2 MeV, se producen cuando un fotón colisiona directamente con un neutrón dentro del núcleo. Representan el 15 % de los fotoneutrones.

3. **Neutrones Térmicos y Epitérmicos:** Con energías menores a 0.01 MeV, estos neutrones generalmente no contribuyen significativamente en el contexto del cabezal, pero sí en el Fantoma. Se generan principalmente a través de la moderación de neutrones rápidos que colisionan elásticamente con los núcleos de los materiales del blindaje del cabezal, con las paredes de la sala de tratamiento y con objetos que se encuentren dentro de la sala.

En el contexto de este trabajo, la presencia de neutrones térmicos y epitérmicos será rara ya que en la simulación no se consideró el blindaje del cabezal ni las paredes de la sala de tratamiento. Por lo tanto, los espectros calculados en la simulación solo contendrán componentes de neutrones de evaporación y neutrones directos.

Mediante cálculos Monte Carlo utilizando el software Geant4, se calcularon los espectros de neutrones en el cabezal del LINAC, conocido como espectro primario, y el espectro de energía de neutrones en el Fantoma.

3.3.1. Espectro de Energía en el Cabezal

La simulación en Geant4 nos da la información de la energía de cada fotoneutrón generado por cada elemento que construimos del cabezal. Estos elementos, incluyen el blanco de rayos X, los colimadores primarios, el filtro aplanador, la cámara de ionización, los colimadores secundarios y los colimadores multiláminas (MLC). Todos estos componentes contribuyen a la producción de fotoneutrones, y el espectro resultante está compuesto por las energías de los fotoneutrones generados en cada elemento.

Para modelar con mayor precisión el espectro de energía de los neutrones generados, se realizaron ajustes al espectro de energía en el cabezal utilizando dos distribuciones teóricas: la función de Tosi y la distribución Maxwell-Boltzmann.

- **Función Tosi [30]**

La función Tosi modela el espectro de energía de los neutrones en tungsteno utilizando parámetros específicos y está dada por:

$$\frac{dN}{dE} = n(E) = A \frac{E}{T^2} \exp\left[-\frac{E}{T}\right] + B \frac{\ln\left[\frac{E_{max}}{E+S_n}\right]}{\int_0^{E_{max}-S_n} \ln\left[\frac{E_{max}}{E+S_n}\right] dE} \quad (3.5)$$

Donde $n(E)$ o $\frac{dN}{dE}$ es el número de neutrones con energía entre E y $E + dE$, A y B son coeficientes de normalización para neutrones evaporativos y knock-on respectivamente, T es la temperatura nuclear, E es la energía de los neutrones, E_{max} es la energía máxima que pueden alcanzar los neutrones, que corresponde a una energía máxima de fotones incidentes y S_n es la energía de unión de los neutrones en el núcleo. Para el tungsteno, $A = 0.8929$, $B = 0.1071$, $T = 0.5 \text{ MeV}$ y $S_n = 7.34 \text{ MeV}$ [31].

Obtenemos los espectros de neutrones para las energías de 10 MeV, 15 MeV y 18 MeV que son las que se analizarán en este estudio:

○ **Energía de 18 MeV**

Sustituimos en la ecuación 3.5 los valores para el Tungsteno y $E_{\max} = 18$ MeV tenemos:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{(0.8929)E}{(0.5)^2} \exp\left[-\frac{E}{0.5}\right] + \frac{(0.1071)\ln\left[\frac{18}{E+7.34}\right]}{\int_0^{18-7.34} \ln\left[\frac{18}{E+7.34}\right] dE}$$

$$\frac{dN}{dE} = (3.5716)E \cdot \exp(-2E) + \frac{(0.1071)\ln\left[\frac{18}{E+7.34}\right]}{\int_0^{10.66} \ln\left[\frac{18}{E+7.34}\right] dE} \quad (3.6)$$

Resolvemos la integral $\int_0^{10.66} \ln\left[\frac{18}{E+7.34}\right] dE$:

Sea $u = E + 7.34$ y $du = dE$. Límite inferior $u = 0 + 7.34 = 7.34$ y límite superior $u = 10.66 + 7.34 = 18$.

$$\int_{7.34}^{18} \ln\left[\frac{18}{u}\right] du = \int_{7.34}^{18} (\ln(18) - \ln(u)) du$$

$$= \ln(18) \int_{7.34}^{18} 1 du - \int_{7.34}^{18} \ln(u) du \quad (3.7)$$

Resolvemos $\int_{7.34}^{18} \ln(u) du$:

Integramos por partes ($\int fdg = fg - \int gdf$); $f = \ln(u)$, $df = \frac{1}{u} du$, $dg = 1$ y $g = u$:

$$\int_{7.34}^{18} \ln(u) du = u \cdot \ln(u) - \int_{7.34}^{18} u \cdot \frac{1}{u} du = u \cdot \ln(u) - \int_{7.34}^{18} 1 du$$

Sustituimos en la ecuación 4.4:

$$[u \cdot \ln(18) - [u \cdot \ln(u) - u]]_{7.34}^{18}$$

$$= 30.81 - 2.73 = 4.08$$

Sustituimos en la ecuación 3.6:

$$\frac{dN}{dE} = (3.5716)E \cdot \exp(-2E) + \frac{(0.1071)\ln\left[\frac{18}{E+7.34}\right]}{4.08}$$

$$\frac{dN}{dE} = (3.5716)E \cdot \exp(-2E) + (0.0262)\ln\left[\frac{18}{E+7.34}\right] \quad (3.8)$$

○ **Energía de 15 MeV**

Realizamos lo mismo solo cambia $E_{\max} = 15$ MeV, sustituimos en la ecuación 3.5:

$$\frac{dN}{dE} = (3.5716)E \cdot \exp(-2E) + \frac{(0.1071)\ln\left[\frac{15}{E+7.34}\right]}{\int_0^{7.66} \ln\left[\frac{15}{E+7.34}\right] dE} \quad (3.9)$$

Resolvemos $\int_0^{7.66} \ln\left[\frac{15}{E+7.34}\right] dE$

$$\int_0^{7.66} \ln \left[\frac{15}{E + 7.34} \right] dE = [u \cdot \ln(15) - [u \cdot \ln(u) - u]]_{7.34}^{15}$$

$$= 20.743 - [25.98 - 7.66] = 2.423$$

Sustituimos en la expresión 3.9:

$$\frac{dN}{dE} = (3.5716)E \cdot \exp(-2E) + \frac{(0.1071)\ln \left[\frac{15}{E + 7.34} \right]}{2.423}$$

$$\frac{dN}{dE} = (3.5716)E \cdot \exp(-2E) + (0.0442)\ln \left[\frac{15}{E + 7.34} \right] \quad (3.10)$$

○ **Energía de 10 MeV**

Realizamos lo mismo solo cambia $E_{\max} = 10$ MeV, sustituimos en la ecuación 3.5:

$$\frac{dN}{dE} = (3.5716)E \cdot \exp(-2E) + \frac{(0.1071)\ln \left[\frac{10}{E + 7.34} \right]}{\int_0^{2.66} \ln \left[\frac{10}{E + 7.34} \right] dE} \quad (3.11)$$

Resolvemos $\int_0^{2.66} \ln \left[\frac{10}{E + 7.34} \right] dE$

$$\int_0^{2.66} \ln \left[\frac{10}{E + 7.34} \right] dE = [u \cdot \ln(10) - [u \cdot \ln(u) - u]]_{7.34}^{10}$$

$$= 6.124 - [8.394 - 2.66] = 0.389$$

Sustituimos en la expresión 3.11:

$$\frac{dN}{dE} = (3.5716)E \cdot \exp(-2E) + \frac{(0.1071)\ln \left[\frac{10}{E + 7.34} \right]}{0.389}$$

$$\frac{dN}{dE} = (3.5716)E \cdot \exp(-2E) + (0.2753)\ln \left[\frac{10}{E + 7.34} \right] \quad (3.12)$$

Para graficar las expresiones 3.8, 3.10 y 3.12, usamos la información de la energía de la simulación para E . Luego, calculamos dN/dE para cada valor de E en ese rango y representamos esos puntos en un gráfico para obtener una visualización de la función. La Figura 3.6 representa esta visualización.

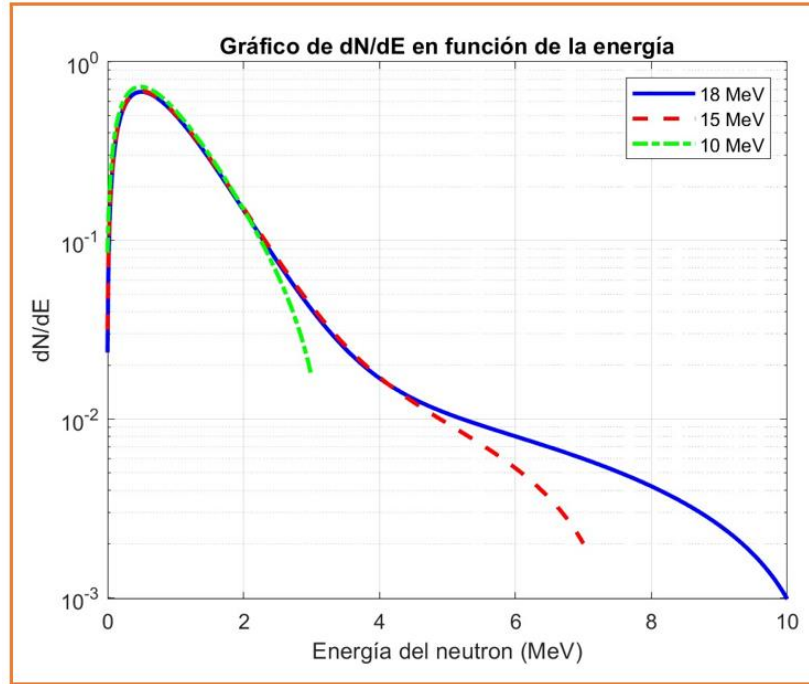


Figura 3.6. Espectro de neutrones primario en un blanco de Tungsteno (W) para las energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV.

Estas graficas teóricas del espectro de neutrones primario se comparan con las obtenidas en la simulación.

- **Distribución Maxwell-Boltzmann**

La distribución de Maxwell-Boltzmann ha sido utilizada ampliamente en física de neutrones para describir la energía de neutrones de evaporación y como se sabe los espectros de neutrones están formados por un 80% a un 90 % de estos neutrones. La fórmula de la densidad de probabilidad para esta distribución, en términos de la energía E , es:

$$f(E) = 2\sqrt{\frac{E}{\pi}} \left(\frac{1}{kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (3.13)$$

Donde k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura del sistema. La temperatura ajustada a nuestros datos fue de aproximadamente $T = 0.8 \text{ MeV}$.

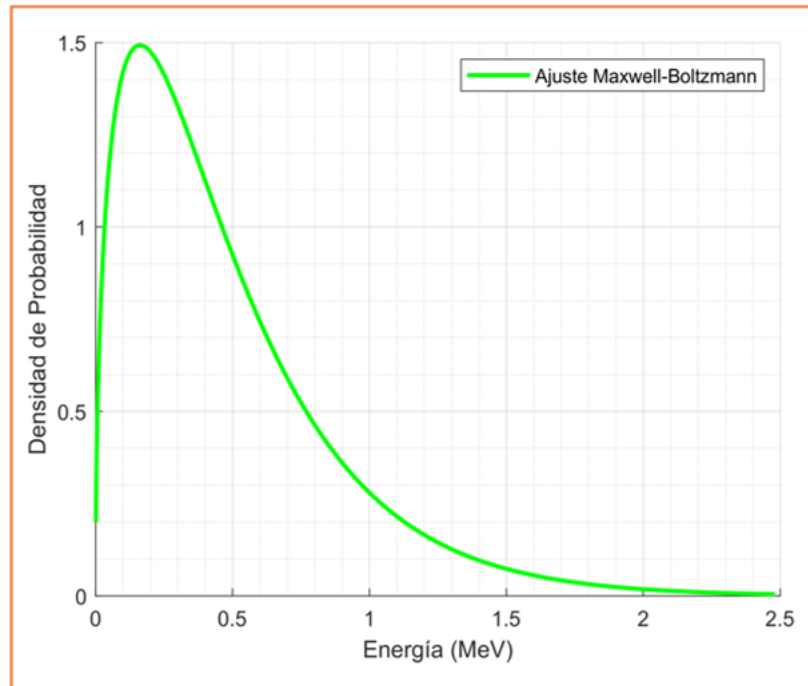


Figura 3.7. Distribución de Energía de Neutrones según el Modelo de Maxwell-Boltzmann.

En la sección de resultados el ajuste de esta distribución al espectro de energía de neutrones generado en la simulación.

3.3.2. Espectro de Energía en el Fantoma

Construimos el espectro de energía de neutrones que alcanzan el Fantoma, generados previamente en el cabezal del LINAC. Los fotoneutrones se producen en el cabezal principalmente mediante reacciones de evaporación y directas. Los neutrones de evaporación, que representan entre el 80% y el 90% de los fotoneutrones, tienen una energía promedio de 1 a 2 MeV y siguen una distribución de energía de Maxwell con una distribución angular isotrópica. En cambio, los neutrones directos, con energías superiores a 2 MeV, representan aproximadamente el 15% de los fotoneutrones y exhiben una distribución angular anisotrópica.

Al llegar al Fantoma, estos neutrones generan un espectro de energía que se analiza para obtener datos como el pico de energía y la energía media de los espectros. Estos datos son comparados con estudios previos para evaluar la precisión y consistencia de nuestros resultados con la literatura existente. Este análisis permite una mejor comprensión de la distribución y comportamiento de los fotoneutrones en el entorno clínico, lo cual es esencial para minimizar la contaminación por neutrones y mejorar la seguridad en tratamientos de radioterapia.

3.4. DOSIS EQUIVALENTE POR NEUTRONES

La evaluación precisa de la dosis equivalente es crucial para comprender los efectos biológicos de las diferentes radiaciones ionizantes y asegurar la seguridad tanto de los pacientes como del personal en entornos clínicos. En este capítulo, se presentan los métodos del cálculo de la dosis equivalente por neutrones, el concepto de dosis equivalente es un aspecto fundamental debido a la alta eficacia biológica relativa de los neutrones en comparación con otras formas de radiación.

Los neutrones, al interactuar con los tejidos, pueden depositar energía de manera significativa, lo que se refleja en valores elevados de dosis absorbida. Sin embargo, la evaluación de la dosis equivalente permite considerar no solo la cantidad de energía depositada, sino también la diferente capacidad de los neutrones para causar daño biológico, en comparación con otras radiaciones como los fotones o electrones. Este análisis se realiza utilizando los factores de ponderación específicos para neutrones, que varían según la energía del campo de radiación.

El proceso para realizar el cálculo de la dosis equivalente por neutrones por Gy de dosis absorbida de fotones es primero dividir los neutrones por su energía, calcular la dosis absorbida y por último la dosis equivalente:

- **Energía Depositada**

La energía depositada por los neutrones en el Fantoma es un dato proporcionado por la simulación. Esta nos brinda información tanto de la energía del neutrón como de la cantidad de energía que dicho neutrón deposita en el Fantoma. Utilizando estos datos, clasificamos los neutrones según su energía, siguiendo las recomendaciones del ICRU 60 [41]. Además, incluimos los factores de ponderación para cada rango de energía, tomando esta información de las Tablas 2.1 y 2.4. A partir de estas ideas, hemos creado la siguiente tabla:

Tabla 3.5. Clasificación de neutrones en el Fantoma por energía y factores de ponderación [41].

Clasificación	Rango de energía (MeV)	Factor de ponderación (w_R)
Térmicos	< 0.01	5
Intermedios o Epitérmicos		
Rápidos	0.01 – 0.1	10
	0.1 – 2	20
	2 – 20	10
	> 20	5
Relativistas, alta energía		

Con esta subdivisión, podemos comprender cómo se distribuye la deposición de energía según el tipo de neutrón, lo que nos permite utilizar de manera precisa los factores de ponderación. Sin embargo, es importante recordar que la información proporcionada por la simulación es para un máximo de 1×10^7 historias, y la dosis equivalente de interés para comparación es aquella que se

deposita por un Gy de dosis absorbida de fotones. Por lo tanto, con los datos estimados de cuántos neutrones llegan al Fantoma por Gy de dosis absorbida de fotones y analizando en qué proporciones se distribuye la energía depositada en la simulación, podemos entender cómo se distribuye esta estimación tanto en los intervalos de clasificación de neutrones como en las energías que depositan.

- **Dosis Absorbida**

Después de realizar la subdivisión de neutrones y analizar cómo se distribuye la deposición de energía según esta clasificación, calculamos la dosis absorbida utilizando la ecuación 2.18:

$$D = \frac{\text{Energía Depositada}}{\text{unidad de masa}} \quad (3.14)$$

Tomando como unidad de masa el volumen del Fantoma por la densidad del agua, que constituye su composición, obtenemos una masa de 27 Kg. Luego, como la dosis absorbida se mide en unidades de Gy, necesitamos convertir la energía depositada, expresada en MeV, a Julios. Sabemos que 1 eV equivale a 1.602×10^{-19} J. Con estas consideraciones, calculamos la energía depositada para cada intervalo de la subdivisión de neutrones, y realizamos estos cálculos para las tres energías: 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV, que se están estudiando en este trabajo.

- **Dosis Equivalente**

Finalmente, calculamos la dosis equivalente utilizando la ecuación 2.20:

$$H = w_R D_{T,R} \quad (3.15)$$

Donde, $D_{T,R}$ es la dosis absorbida sobre un tejido específico T (Fantoma) debido a la radiación de tipo R (neutrones) esta dosis es la que se calculó en el paso anterior y w_R es el factor de ponderación de la radiación R , como se muestra en la Tabla 3.5. Con estos pasos, obtenemos la dosis equivalente de los neutrones por cada Gy de dosis absorbida debida a los fotones. Finalmente, estos resultados se comparan con la literatura disponible.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Este capítulo presenta los resultados obtenidos mediante las simulaciones por el Método Monte Carlo (MMC) en Geant4 sobre la generación de fotoneutrones en el cabezal del LINAC. Todas las simulaciones se llevaron a cabo utilizando la misma configuración del cabezal descrita en la metodología, con un tamaño de campo de $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ y una distancia de 100 cm desde la fuente hasta la superficie del Fantoma.

Se llevaron a cabo simulaciones para tres energías de rayos X (fotones): 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV. Para cada energía, se registró el número de fotoneutrones en función del número de historias utilizadas en la simulación, siendo estos números 1×10^5 , 5×10^5 , 1×10^6 , 2×10^6 , 3×10^6 , 4×10^6 , 5×10^6 , 7.5×10^6 y 1×10^7 . Además, se calcularon los espectros primarios de energía de los neutrones en el cabezal y el espectro de energía en el Fantoma, la intensidad de la fuente de neutrones, el flujo de neutrones y la dosis equivalente por Gy de dosis de fotones.

4.1. Fotoneutrones Generados

Se presentan los resultados del número de fotoneutrones generados en el cabezal, los cuales se originan en todas las partes que lo componen, tal como se ha estudiado previamente. Posteriormente, se exponen los resultados del número de fotoneutrones que alcanzan el Fantoma, abordando las diferentes configuraciones mencionadas. La Tabla 4.1 muestra los resultados de las simulaciones realizadas mediante el Método de Monte Carlo (MMC) en Geant4. Se utilizó una fuente de fotones con una energía de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV, variando el número de historias. Se detallan el número de historias utilizadas, la cantidad de fotoneutrones generados y, por último, el porcentaje correspondiente respecto al total de historias.

La Figura 4.1 presenta estos resultados graficados, con ajustes lineales y exponenciales, con el fin de identificar posibles tendencias en la generación de neutrones.

En la Tabla 4.2 y 4.3 se exhiben los resultados relativos a los fotoneutrones que alcanzan el Fantoma en función del número de historias, junto con el porcentaje de fotoneutrones que llegan al Fantoma en relación con los generados en el cabezal y las historias. Finalmente, la Figura 4.2 ilustra estos resultados, también con ajustes lineales y exponenciales, para discernir patrones en los neutrones que llegan al Fantoma.

4.1.1. Fotoneutrones Generados en el Cabezal

Tabla 4.1. Fotoneutrones generados en el cabezal y su proporción respecto al número de historias, para energías de fotones de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV.

DATOS SIMULACIÓN						
	$E_\gamma = 18 \text{ MeV}$		$E_\gamma = 15 \text{ MeV}$		$E_\gamma = 10 \text{ MeV}$	
FOTONES (Historias)	NEUTRONES CABEZAL	NEUTRONES* (%)	NEUTRONES GENERADOS	NEUTRONES* (%)	NEUTRONES GENERADOS	NEUTRONES* (%)
1×10^5	1066 ± 32.65	1.066 ± 0.032	1029 ± 32.07	1.029 ± 0.032	78 ± 8.83	0.0780 ± 0.0088
5×10^5	4840 ± 69.57	0.968 ± 0.013	5095 ± 71.37	1.019 ± 0.014	405 ± 20.12	0.0810 ± 0.0040
1×10^6	9630 ± 98.13	0.963 ± 0.009	10254 ± 101.26	1.025 ± 0.010	797 ± 28.23	0.0797 ± 0.0028
2×10^6	19288 ± 138.88	0.964 ± 0.006	20574 ± 143.43	1.029 ± 0.007	1560 ± 39.49	0.0780 ± 0.0020
3×10^6	28952 ± 170.15	0.965 ± 0.005	30995 ± 176.05	1.033 ± 0.005	2349 ± 48.46	0.0783 ± 0.0016
4×10^6	38870 ± 197.15	0.972 ± 0.004	41320 ± 203.27	1.033 ± 0.005	3099 ± 55.66	0.0775 ± 0.0014
5×10^6	48652 ± 220.57	0.973 ± 0.004	51805 ± 227.60	1.036 ± 0.004	3864 ± 62.16	0.0773 ± 0.0012
7.5×10^6	73539 ± 271.18	0.981 ± 0.003	77805 ± 278.93	1.037 ± 0.003	5832 ± 76.36	0.0778 ± 0.0010
1×10^7	98202 ± 313.37	0.982 ± 0.003	103940 ± 322.39	1.039 ± 0.003	7760 ± 88.09	0.0776 ± 0.0009

*Porcentaje de fotoneutrones con relación de las historias.

De los resultados obtenidos, podemos decir que el porcentaje de producción de neutrones con respecto al número de historias para una energía de fotones de 18 MeV es, en promedio, del 0.9815 ± 0.0094 %. Esto implica que, en términos generales, se produce aproximadamente un neutrón por cada 100 fotones de radiación de rayos X con una energía de 18 MeV.

Para la energía de 15 MeV, observamos que la producción con respecto al número de historias es, en promedio, del 1.0312 ± 0.0095 %. Esto sugiere que se genera aproximadamente un neutrón por cada 100 fotones de rayos X con una energía de 15 MeV.

Finalmente, para la energía de 10 MeV, determinamos que la producción de neutrones es, en promedio, del 0.078 ± 0.003 %. A esta energía, se produce aproximadamente un neutrón por cada 1300 fotones de rayos X con una energía de 10 MeV.

La observación de una mayor producción de neutrones para una energía de fotones de 15 MeV en comparación con la energía de fotones de 18 MeV puede atribuirse principalmente a las propiedades específicas de los materiales presentes en el cabezal del LINAC.

En este caso, la presencia de tungsteno (W) en el cabezal del LINAC es un factor clave. La sección eficaz para la producción de neutrones a partir de la interacción de fotones con el tungsteno alcanza un pico alrededor de la energía de 15 MeV. Esto significa que, a esa energía específica, los fotones tienen una mayor probabilidad de interactuar con los núcleos de tungsteno y generar neutrones como resultado de la reacción (γ, n).

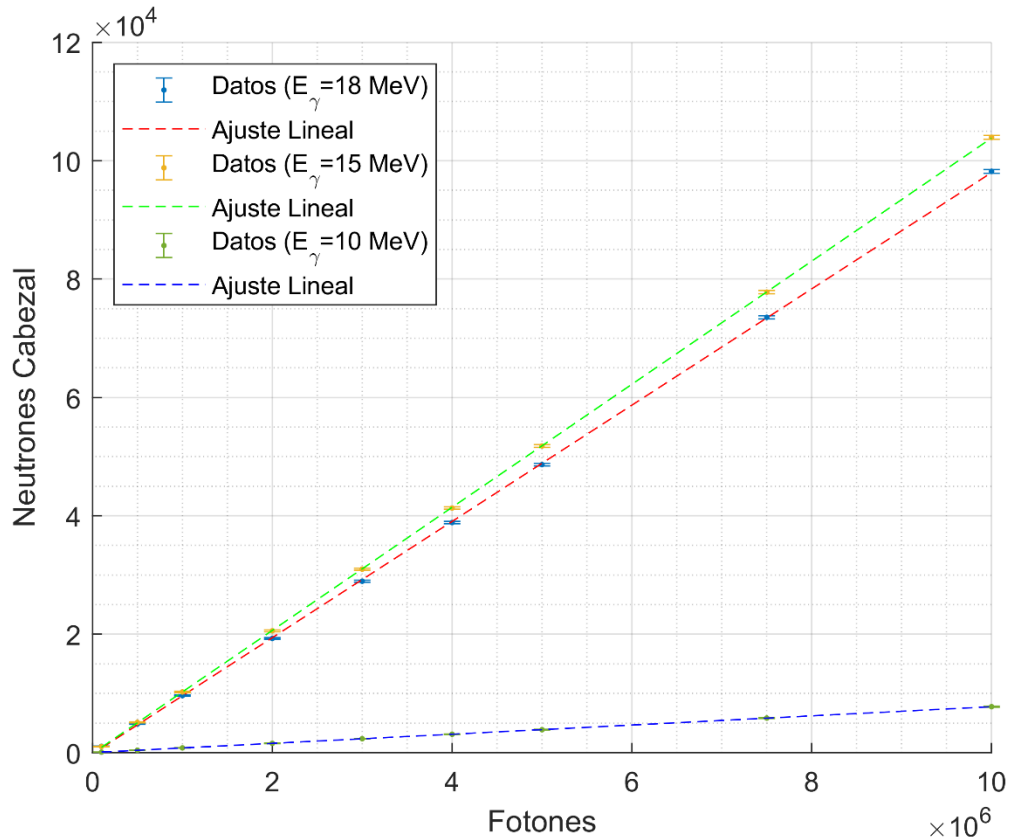


Figura 4.1. Tendencia de la generación de fotoneutrones en el cabezal en función del número de fotones, con ajustes lineal, para fotones con energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV. Los ajustes lineales muestran valores de R^2 de 0.99995 para 18 MeV, 0.99999 para 15 MeV y 0.99997 para 10 MeV.

Para realizar el ajuste de los datos, se empleó la herramienta de análisis estadístico MATLAB. Para el ajuste se empleó la función "polyfit" de MATLAB, que ajusta los datos a una línea recta $y = mx + b$, donde m representa la pendiente de la línea y b la ordenada al origen.

Los parámetros obtenidos fueron: $m = 0.0098$ y $b = -231.9569$ para la energía de fotones de 18 MeV, $m = 0.0104$ y $b = -150.3020$ para la energía de fotones de 15 MeV y $m = 0.0007747$ y $b = 11.2509$ para la energía de fotones de 10 MeV. Los valores de R^2 para el ajuste lineal fueron: 0.99995 para 18 MeV, 0.99999 para 15 MeV y 0.99997 para 10 MeV.

Los resultados de los ajustes sugieren que el ajuste lineal proporciona un modelo adecuado para describir la relación entre el número de neutrones generados y la energía de los fotones incidentes.

También el ajuste lineal indica que, en promedio, se observa un aumento de 0.0098 fotoneutrones por fotón incidente de energía de 18 MeV, 0.0104 fotoneutrones por fotón incidente con energía de 15 MeV y 0.0007747 fotoneutrones por fotón incidente con energía de 10 MeV. Estos hallazgos están en concordancia con el análisis de los porcentajes.

4.1.1.1. Intensidad de La Fuente de Neutrones (Q)

Como se desarrolló en el capítulo 3.2.2 del apartado de Metodología, los fotones que se necesitan para depositar una dosis de 1 Gy en 1 Kg de tejido son: 3.527×10^{15} fotones de 18 MeV, 4.267×10^{15} fotones de 15 MeV y 6.536×10^{15} fotones de 10 MeV. Con estos resultados estimamos la intensidad de la fuente de neutrones obteniendo los siguientes valores:

- Para fotones con energía de 18 MeV: $Q = 34.7 \times 10^{12} \pm 5.89 \times 10^6 n \cdot Gy_Y^{-1}$
- Para fotones con energía de 15 MeV: $Q = 4.44 \times 10^{13} \pm 6.66 \times 10^6 n \cdot Gy_Y^{-1}$
- Para fotones con energía de 10 MeV: $Q = 5.06 \times 10^{12} \pm 2.25 \times 10^6 n \cdot Gy_Y^{-1}$

Se observa que se generan más neutrones a la energía de 15 MeV. Esto se debe a que, para los materiales utilizados en nuestra simulación, especialmente el tungsteno, el pico de resonancia de la sección eficaz está muy cerca de 15 MeV y disminuye para energías mayores. Comparamos estos resultados con la literatura.

Tabla 4.2. Comparación de la intensidad de la fuente, Q, de neutrones entre este estudio y otros estudios para diferentes modelos de LINAC y energías de fotones.

Modelo LINAC	Energía fotones (MeV)	$Q (n \cdot Gy^{-1})$	Estudio
-	18	34.7×10^{12}	Este Estudio
-	15	44.4×10^{12}	Este Estudio
-	10	5.06×10^{12}	Este Estudio
Varian 1800C	18	2.27×10^{12}	McGinley and Landry (1989) [60]
Varian 1800C	15	1.23×10^{12}	McGinley and Landry (1989) [60]
Varian 1800C	10	0.06×10^{12}	McGinley and Landry (1989) [60]
Siemens Primus	18	0.88×10^{12}	Followill et al. (2003) [61]
Siemens Primus	15	0.12×10^{12}	Followill et al. (2003) [61]
Siemens Primus	10	0.02×10^{12}	Followill et al. (2003) [61]
Siemens Primus Plus	18	0.83×10^{12}	Dowlatabadi et al. [62]
Varian 2100C/2300C	15	6.8×10^{11}	Mao et al. (1997) [63]
Varian 2100C/2300C	10	3.8×10^{10}	Mao et al. (1997) [63]
Varian Clinac 2100C (MCNP5)	18	0.96×10^{12}	Alem-Bezoubiri et al. (2014) [36]
Varian Clinac 2100C (MCNPX)	18	1.38×10^{12}	Karimi et al. (2019) [66]

Se puede observar que, con el aumento de la energía de los fotones, la intensidad de la fuente de neutrones generalmente aumenta. Sin embargo, en nuestro estudio, la intensidad de la fuente de

neutrones para fotones de 15 MeV es ligeramente mayor que para fotones de 18 MeV, lo cual no es consistente con otros estudios.

La discrepancia puede atribuirse a la configuración y composición específica del cabezal del LINAC utilizado en nuestro estudio, que difiere de los cabezales de los modelos LINACs mencionados en la literatura. Específicamente, la presencia y disposición de materiales como el tungsteno (W) influyen notablemente en la producción de neutrones debido a la sección eficaz para la interacción (γ , n), que alcanza un pico alrededor de 15 MeV. Este fenómeno explica por qué observamos una mayor producción de neutrones a 15 MeV en comparación con 18 MeV, lo cual no es común en otros estudios.

Se puede concluir que la producción de neutrones en LINACs depende no solo de la energía de los fotones, sino también de las características materiales y estructurales del cabezal del LINAC.

4.1.2. Fotoneutrones que Llegan al Fantoma

Tabla 4.3. Fotoneutrones que incidentes en el Fantoma y porcentajes relativos al número de historias y fotoneutrones generados en el cabezal para energías de fotones de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV.

DATOS SIMULACIÓN						
$E_\gamma = 18 \text{ MeV}$				$E_\gamma = 15 \text{ MeV}$		
FOTONES (Historias)	NEUTRONES FANTOMA	NEUTRONES * (%)	NEUTRONES ** (%)	NEUTRONES FANTOMA	NEUTRONES * (%)	NEUTRONES ** (%)
1×10^5	22 ± 0.674	0.022 ± 0.0046	2.064 ± 0.440	7 ± 0.218	0.0070 ± 0.0026	0.680 ± 0.257
5×10^5	90 ± 1.294	0.018 ± 0.0018	1.860 ± 0.196	40 ± 0.560	0.0080 ± 0.0012	0.785 ± 0.124
1×10^6	179 ± 1.824	0.018 ± 0.0013	1.859 ± 0.138	78 ± 0.770	0.0078 ± 0.0008	0.761 ± 0.086
2×10^6	373 ± 2.686	0.019 ± 0.0009	1.934 ± 0.100	153 ± 1.067	0.0077 ± 0.0006	0.744 ± 0.060
3×10^6	580 ± 3.409	0.019 ± 0.0008	2.003 ± 0.083	221 ± 1.255	0.0074 ± 0.0005	0.713 ± 0.047
4×10^6	784 ± 3.977	0.020 ± 0.0007	2.017 ± 0.072	289 ± 1.422	0.0072 ± 0.0004	0.699 ± 0.041
5×10^6	1002 ± 4.543	0.020 ± 0.0006	2.060 ± 0.065	364 ± 1.599	0.0073 ± 0.0003	0.703 ± 0.036
7.5×10^6	1465 ± 5.402	0.020 ± 0.0005	1.992 ± 0.052	533 ± 1.911	0.0071 ± 0.0003	0.685 ± 0.029
1×10^7	1962 ± 6.261	0.020 ± 0.0004	1.998 ± 0.045	709 ± 2.199	0.0071 ± 0.0002	0.682 ± 0.025

*Porcentaje de fotoneutrones que llegan al Fantoma en relación a las historias. **Porcentaje de fotoneutrones que llegan al Fantoma en relación a los fotoneutrones que se generan el cabezal.

Tabla 4.4. Continuación de la tabla 4.3.

DATOS SIMULACIÓN			
$E_\gamma = 10 \text{ MeV}$			
FOTONES (Historias)	NEUTRONES FANTOMA	NEUTRONES * (%)	NEUTRONES ** (%)
1×10^5	0	0	0
5×10^5	2 ± 0.099	0.00040 ± 0.00028	0.494 ± 0.349
1×10^6	3 ± 0.106	0.00030 ± 0.00017	0.376 ± 0.217
2×10^6	5 ± 0.127	0.00025 ± 0.00011	0.321 ± 0.143
3×10^6	6 ± 0.124	0.00020 ± 0.00008	0.255 ± 0.104
4×10^6	9 ± 0.162	0.00022 ± 0.00007	0.290 ± 0.096
5×10^6	9 ± 0.145	0.00018 ± 0.00006	0.233 ± 0.077

7.5×10^6	17 ± 0.223	0.00022 ± 0.00005	0.291 ± 0.070
1×10^7	24 ± 0.272	0.00024 ± 0.00004	0.309 ± 0.063

*Porcentaje de fotoneutrones que llegan al Fantoma en relación a las historias. **Porcentaje de fotoneutrones que llegan al Fantoma en relación a los fotoneutrones que se generan el cabezal.

Al observar los resultados de la Tabla 4.3 y su continuación en la Tabla 4.4, se aprecia que el porcentaje promedio de fotoneutrones generados por fotones de 18 MeV que interactúan con el Fantoma en relación con el número de fotones es de 0.0194 ± 0.0013 %. Esto sugiere que, en promedio, aproximadamente un neutrón llega a interactuar con el Fantoma por cada 5000 fotones. Para fotones con energías de 15 MeV y 10 MeV, la relación de interacción de neutrones con el Fantoma respecto del número de fotones es de 0.00739 ± 0.0081 % y 0.000225 ± 0.0000987 %, respectivamente. Esto sugiere que en el caso de fotones con energía de 15 MeV, un neutrón interactúa con el Fantoma por cada 14,300 fotones, y en el caso de fotones con energía de 10 MeV, un neutrón interactúa con el Fantoma por cada 416,700 fotones.

En relación con los neutrones que interactúan con el Fantoma respecto a los neutrones generados en el cabezal, los resultados revelan lo siguiente: Para fotones con una energía de 18 MeV, aproximadamente el 2 % de los neutrones generados en el cabezal interactúan con el Fantoma, lo que significa que un neutrón llega al Fantoma por cada 50 neutrones generados. En el caso de fotones con energía de 15 MeV, solo el 0.7 % de los neutrones generados en el cabezal interactúan con el Fantoma, lo que equivale a un neutrón por cada 150 generados. Para fotones con una energía de 10 MeV, los resultados indican que un neutrón llega al Fantoma por cada 320 neutrones generados en el cabezal, lo que se traduce en que solo el 0.3 % de estos neutrones alcanzan el Fantoma.

Estos resultados sugieren que la mayoría de los neutrones generados en el cabezal se dispersan en el medio, disminuyendo significativamente la cantidad de neutrones que finalmente interactúan con el Fantoma.

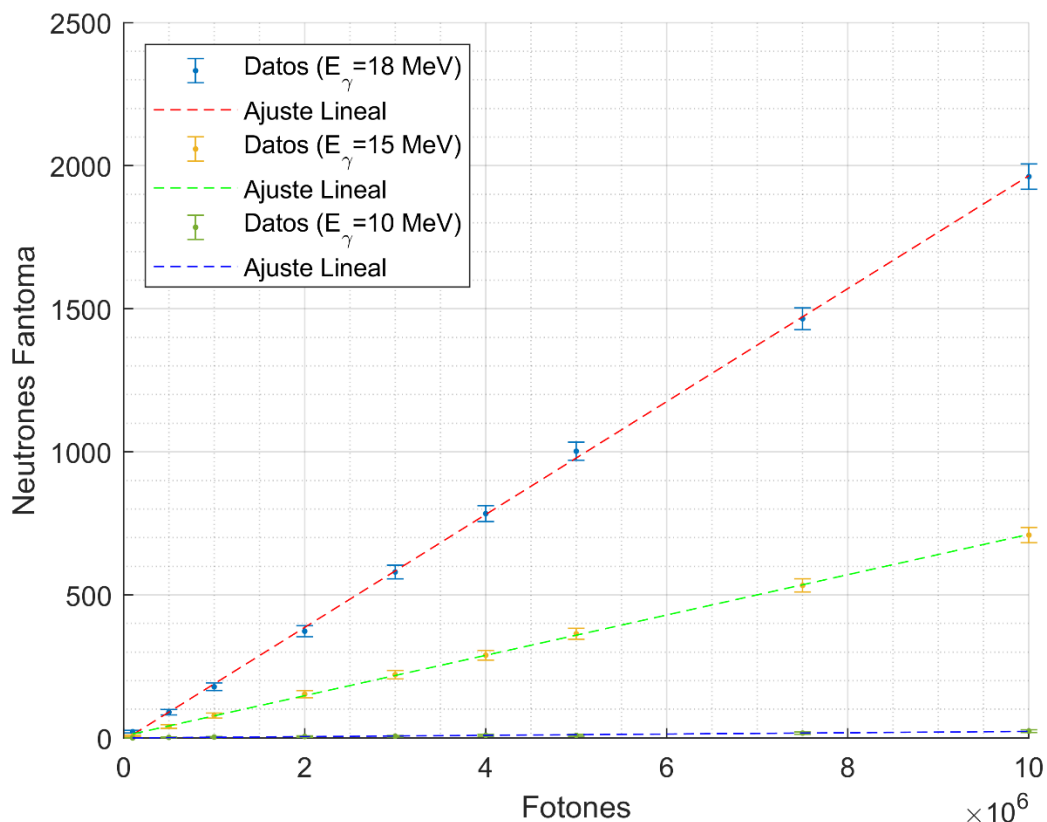


Figura 4.2. Tendencia de la interacción de fotoneutrones en el Fantoma en función del número de fotones, con ajustes lineal, para fotones con energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV. Los ajustes lineales muestran valores de R^2 de 0.99970 para 18 MeV, 0.99972 para 15 MeV y 0.98023 para 10 MeV.

Se realizó un ajuste lineal para los neutrones que llegan al Fantoma. Los parámetros fueron $m = 0.0001973$ y $b = -8.4094$ para la energía de fotones de 18 MeV, $m = 0.00007047$ y $b = 6.8222$ para la energía de fotones de 15 MeV y $m = 0.000002279$ y $b = -0.0511$ para la energía de fotones de 10 MeV. Los valores de R^2 para el ajuste lineal fueron: 0.99970 para 18 MeV, 0.99972 para 15 MeV y 0.98023 para 10 MeV.

Los resultados indican que el ajuste lineal proporciona una representación precisa de los datos, como lo demuestran los valores de R^2 . La casi perfecta correlación del ajuste lineal sugiere que este modelo es adecuado para describir la relación entre el número de fotones incidentes y los neutrones que interactúan con el Fantoma.

Del ajuste se observa un aumento de 0.0001973 fotoneutrones por fotón incidente de energía de 18 MeV, 0.00007047 fotoneutrones por fotón incidente con energía de 15 MeV y 0.000002279 fotoneutrones por fotón incidente con energía de 10 MeV. Estos hallazgos están en concordancia con el análisis de los porcentajes.

5.1.2.1. Flujo de Neutrones (ϕ)

- **Simulación**

Podemos estimar la cantidad de neutrones que interactúan en el Fantoma según los fotones necesarios para depositar una dosis de 1 Gy en 1 Kg de tejido. Estos valores son: 3.527×10^{15} fotones de 18 MeV, 4.267×10^{15} fotones de 15 MeV y 6.536×10^{15} fotones de 10 MeV. Usando los datos del ajuste lineal, podemos estimar los fotoneutrones que llegan al Fantoma.

Para cada energía se obtienen:

- Para fotones con energía de 18 MeV: $6.98 \times 10^{11} \pm 8.35 \times 10^5 (n \cdot Gy_Y^{-1})$
- Para fotones con energía de 15 MeV: $3.01 \times 10^{11} \pm 5.48 \times 10^5 (n \cdot Gy_Y^{-1})$
- Para fotones con energía de 10 MeV: $1.49 \times 10^{10} \pm 1.22 \times 10^5 (n \cdot Gy_Y^{-1})$

Con estos datos podemos obtener el flujo de neutrones, ϕ , en el Fantoma.

Así, obtenemos el flujo de neutrones para cada energía de fotones:

- Para fotones con energía de 18 MeV: $\phi = 77.5 \times 10^7 \pm 928 (n \cdot cm^{-2} \cdot Gy_Y^{-1})$
- Para fotones con energía de 15 MeV: $\phi = 33.4 \times 10^7 \pm 609 (n \cdot cm^{-2} \cdot Gy_Y^{-1})$
- Para fotones con energía de 10 MeV: $\phi = 1.66 \times 10^7 \pm 136 (n \cdot cm^{-2} \cdot Gy_Y^{-1})$

- **Modelo McCall**

El flujo de neutrones utilizando el modelo propuesto por McCall [33], que se discutió en la sección 3.2.2 no da como resultado:

- Para fotones con energía de 18 MeV: $\phi = 65.3 \times 10^7 (n \cdot cm^{-2} \cdot Gy^{-1})$
- Para fotones con energía de 15 MeV: $\phi = 83.6 \times 10^7 (n \cdot cm^{-2} \cdot Gy^{-1})$
- Para fotones con energía de 10 MeV: $\phi = 9.54 \times 10^7 (n \cdot cm^{-2} \cdot Gy^{-1})$

Tabla 4.5. Comparativa del Flujo de neutrones $\phi (n \cdot cm^{-2}Gy^{-1})$ en el Fantoma obtenidos mediante simulación, el modelo de McCall y estudios previos.

Modelo	Energía fotones (MeV)	Flujo $\phi (n \cdot cm^{-2}Gy^{-1})$	Estudio
-	18	77.5×10^7	Este Estudio (Simulación)
-	15	33.4×10^7	Este Estudio (Simulación)
-	10	1.66×10^7	Este Estudio (Simulación)
-	18	65.3×10^7	Este Estudio (Modelo McCall)
-	15	83.6×10^7	Este Estudio (Modelo McCall)
-	10	9.54×10^7	Este Estudio (Modelo McCall)
Varian Clinac 2300 (CR-39)	18	21×10^4	B and Barrutia (2022) [65]

Varian Clinac 2100C (MCNP5)	18	1.54×10^7	Alem-Bezoubiri et al. (2014) [36]
Varian Clinac 2100C (MCNPX)	18	1.22×10^7	Karimi et al. (2019) [66]
Varian 21EX	18	1.36×10^5	Howell et al. (2009) [67]

Al observar los resultados de la Tabla 4.5, se pueden hacer varias observaciones sobre el flujo de neutrones en el Fantoma obtenido mediante simulación, el modelo de McCall y estudios previos. En primer lugar, al comparar los resultados de nuestra simulación con el modelo de McCall, se observa que para fotones de 18 MeV, la diferencia entre los valores del flujo es relativamente pequeña, lo que indica una buena concordancia entre la simulación y el modelo teórico. Sin embargo, para los fotones de 15 y 10 MeV, se presenta una discrepancia mayor. Esta diferencia puede atribuirse a varios factores, incluyendo el hecho de que el modelo de McCall puede asumir una geometría más simplificada que no captura completamente las complejidades reales del cabezal del LINAC. Además, el modelo teórico de McCall incluye ciertas aproximaciones que podrían no considerar todas las interacciones y dispersión de los neutrones dentro del cabezal y el entorno.

Al comparar nuestros resultados con los presentados en la literatura, se observa que los flujos de neutrones reportados en estudios previos son significativamente más altos que los obtenidos en nuestra simulación y el modelo de McCall. Esta diferencia puede deberse a varias razones, como las diferencias en los equipos utilizados y los métodos de detección de neutrones. Por ejemplo, estudios que emplean detectores CR-39 o simulaciones con MCNP5 y MCNPX pueden tener configuraciones experimentales y de simulación distintas, lo cual afecta los resultados del flujo de neutrones. Además, las condiciones específicas del experimento, como la geometría del cabezal, la configuración del Fantoma y las condiciones del entorno, pueden influir en los resultados obtenidos. Las diferencias en las fuentes de fotones utilizadas también pueden contribuir a las variaciones observadas en los flujos de neutrones reportados en la literatura. En resumen, aunque nuestros resultados muestran una buena concordancia con el modelo teórico de McCall para ciertas energías de fotones, las discrepancias con los estudios previos resaltan la importancia de las configuraciones experimentales y de simulación específicas en la determinación del flujo de neutrones.

5.2. Espectro de Energía de Neutrones

5.2.1. Espectro de Energía de Neutrones en Cabezal

En esta sección, presentamos los resultados del espectro de energía de neutrones generado en el cabezal del LINAC. Utilizando la simulación por Método de Monte Carlo (MMC) implementada en Geant4, hemos obtenido información detallada sobre los fotoneutrones generados en cada componente del cabezal, como se describe en la metodología. El espectro resultante está compuesto por las energías de estos neutrones, registradas en el momento de su generación en cada elemento. Por lo tanto, lo que se presenta aquí es el espectro primario de energía de neutrones.

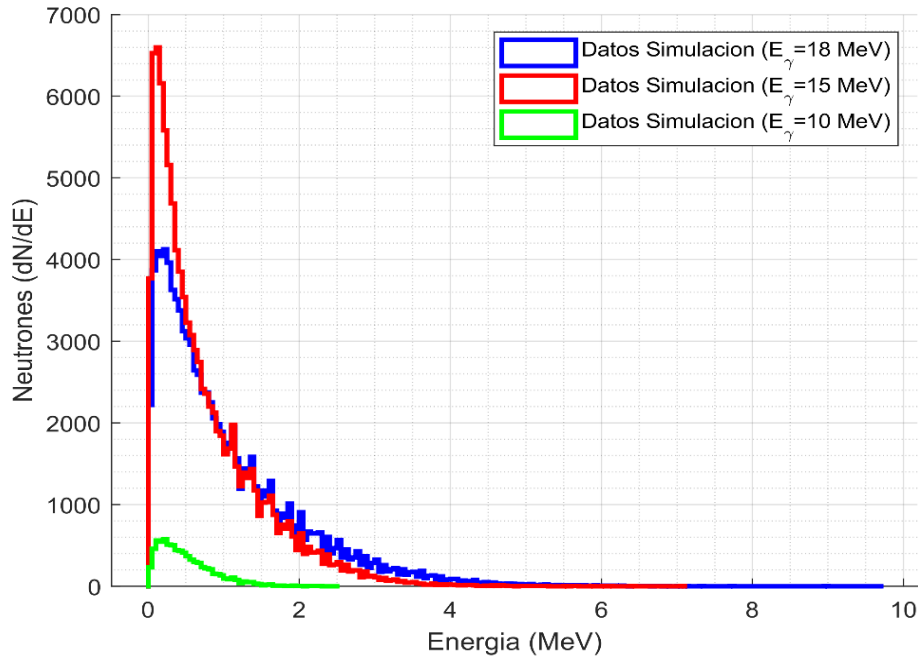


Figura 4.3. Espectro primario de energía de neutrones en el cabezal del LINAC para fotones con energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV. El espectro muestra picos a 0.225 MeV para 18 MeV y 10 MeV, y a 0.125 MeV para 15 MeV. La energía media de los fotoneutrones es de 1.0276 ± 0.0028 MeV, 0.7566 ± 0.0021 MeV y 0.4863 ± 0.0040 MeV, respectivamente.

Los espectros presentan una distribución de energía de Maxwell. Para los fotones con energía de 18 MeV, la mayoría de los neutrones se encuentran en un intervalo de 0.01 MeV a 2 MeV, representando el 85.6% del espectro de energía. Estos son neutrones de evaporación. El resto de los neutrones, con energías superiores a 2 MeV, son neutrones directos y constituyen el 14.2% del espectro, mientras que solo un 0.2% son neutrones térmicos o epitérmicos que resultan de la moderación de neutrones con el material del medio a través de colisiones elásticas hasta alcanzar una energía inferior a 0.01 MeV. El espectro también muestra un pico de neutrones a una energía de 0.225 MeV.

En el espectro de neutrones para fotones de 15 MeV, se observa una distribución similar, pero con un pico más pronunciado a una energía de 0.125 MeV. La mayoría de los neutrones están en el

rango de 0.01 MeV a 2 MeV, constituyendo el 93.5% del espectro y siendo producidos por evaporación, mientras que el 6.3% son neutrones producidos por interacción directa y un 0.2% son neutrones térmicos o epitérmicos.

El espectro de neutrones para fotones de 10 MeV presenta un pico a la energía de 0.225 MeV, aunque menos pronunciado que en los casos anteriores, debido a la baja producción de fotoneutrones a esta energía. Los neutrones de evaporación representan el 99.7% del espectro, los neutrones directos el 0.19% y los neutrones térmicos o epitérmicos el 0.11%. Por lo tanto, prácticamente todo el espectro a esta energía está compuesto por neutrones de evaporación.

El valor medio de la energía de los fotoneutrones fue $\overline{E}_n = 1.0276 \pm 0.0028 \text{ MeV}$, $\overline{E}_n = 0.7566 \pm 0.0021 \text{ MeV}$ y $\overline{E}_n = 0.4863 \pm 0.0040 \text{ MeV}$ para 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV de fotones respectivamente.

Para modelar con mayor precisión el espectro de energía de los neutrones generados, se realizaron ajustes a los datos utilizando dos distribuciones teóricas: la distribución de Maxwell-Boltzmann y la función de Tosi como de aborda en la sección 3.3.1. En la Figura 4.4 se presentan los resultados de estos ajustes junto con el espectro de energía de neutrones obtenido de la simulación para fotones con energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV.

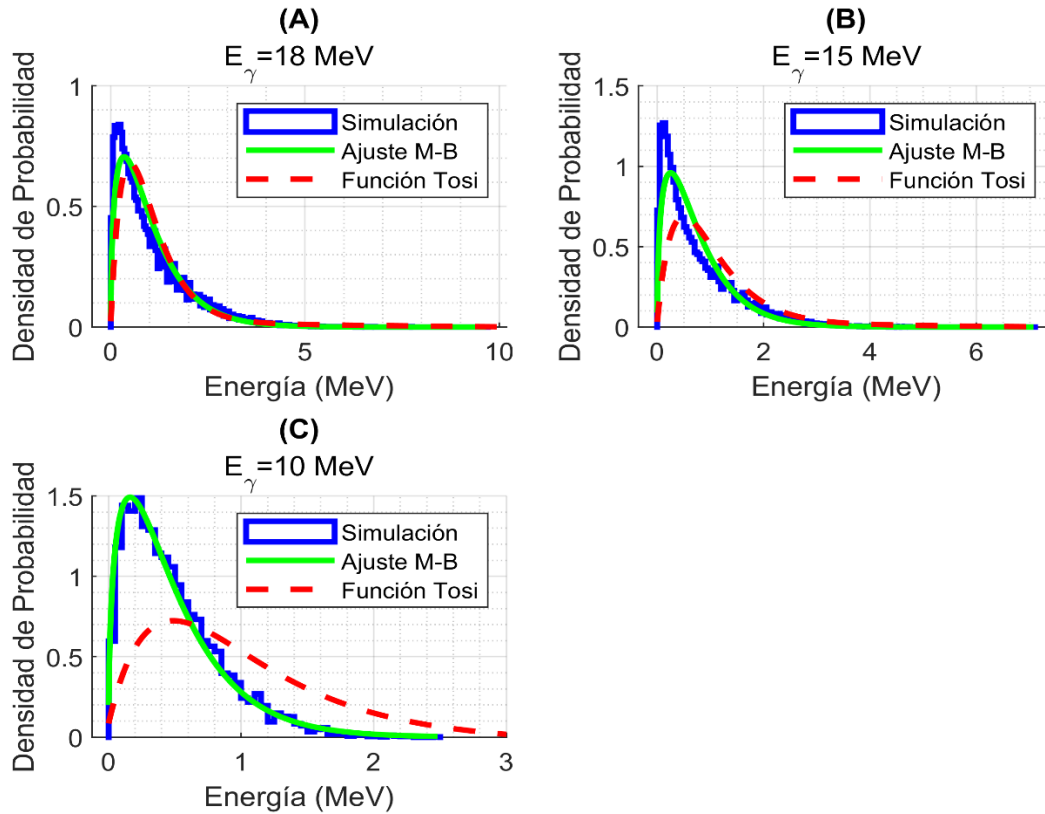


Figura 4.4. Comparación de ajustes Maxwell-Boltzmann y Tosi a los espectros de energía de neutrones en el cabezal del LINAC para fotones de: (A) 18 MeV, (B) 15 MeV y (C) 10 MeV. Valores de Chi-Cuadrada: 1.1168 (M-B) y 4.5521 (Tosi) para 18 MeV; 1.5999 (M-B) y 12.8782 (Tosi) para 15 MeV; 0.40304 (M-B) y 15.3025 (Tosi) para 10 MeV.

Se realizó una evaluación comparativa de dos métodos de ajuste de distribuciones de energía de neutrones generados en el cabezal, utilizando la métrica Chi-Cuadrado para cuantificar la bondad de ajuste. La métrica Chi-Cuadrado proporciona una medida objetiva de la discrepancia entre los datos observados y los valores esperados según el modelo ajustado. Valores bajos de Chi-Cuadrado indican un buen ajuste entre los datos observados y el modelo ajustado, mientras que valores altos sugieren una discrepancia significativa.

Al aplicar esta métrica a los ajustes de las distribuciones de Maxwell-Boltzmann y Tosi para los espectros de energía de neutrones generados por fotones de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV, se obtuvieron los siguientes resultados:

Para los fotones de 18 MeV, observamos que el ajuste de Maxwell-Boltzmann tiene un valor de Chi-Cuadrado de 1.1168, mientras que el ajuste de Tosi tiene un valor de 4.5521. Esto indica que el ajuste de Maxwell-Boltzmann se ajusta mejor a los datos observados que el ajuste de Tosi para esta energía. Además, al examinar el espectro de energía de neutrones, vemos que la distribución Maxwell-Boltzmann se ajusta especialmente bien en el rango de energía de 0.2 a 0.25 MeV. Esto concuerda con la observación anterior de que la mayoría de los neutrones a esta energía están concentrados en ese rango. Por otro lado, el ajuste de Tosi no se ajusta tan bien, lo que podría atribuirse a su consideración de la generación de neutrones tanto por evaporación como directos, mientras que el espectro de energía obtenido indica que la contribución de neutrones directos es mínima (0.2%).

Similarmente, para fotones de 15 MeV, el ajuste de Maxwell-Boltzmann tiene un Chi-Cuadrado de 1.5999, mientras que el ajuste de Tosi tiene un valor mucho más alto de 12.8782. Esto refuerza la idea de que el ajuste de Maxwell-Boltzmann es más adecuado para describir los datos observados en esta energía. Además, el ajuste de Maxwell-Boltzmann también se ajusta bien en el rango de energía relevante (0.1 a 0.15 MeV), donde se concentran la mayoría de los neutrones

Para fotones de 10 MeV, el ajuste de Maxwell-Boltzmann muestra un valor de Chi-Cuadrado de 0.40304, mientras que el ajuste de Tosi tiene un valor más alto de 15.3025. Esto indica claramente que el ajuste de Maxwell-Boltzmann es superior al ajuste de Tosi para esta energía. Además, el espectro de energía obtenido muestra que prácticamente todo el espectro a esta energía está formado por neutrones de evaporación, lo que respalda la elección del ajuste de Maxwell-Boltzmann, que describe adecuadamente los neutrones por evaporación.

Los resultados de la métrica Chi-Cuadrado respaldan la elección de la distribución Maxwell-Boltzmann como el mejor ajuste para describir los espectros de energía de neutrones generados en el cabezal para todas las energías estudiadas (18 MeV, 15 MeV y 10 MeV). Este respaldo se debe a que muestra valores más bajos de Chi-Cuadrado en comparación con el ajuste de Tosi. Además, la distribución Maxwell-Boltzmann se alinea mejor con los datos observados, lo que sugiere que proporciona una descripción más precisa de la distribución de energía de los neutrones en el cabezal, especialmente considerando que los neutrones generados por evaporación dominan los espectros en todas las energías estudiadas.

5.2.2. Espectro de Energía de Neutrones en Fantoma

Se calculo el espectro de energía de neutrones que llegan al Fantoma en la simulación. En la Figura 4.5 se muestran los espectros obtenidos en la simulación para las tres energías de fotones estudiadas: 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV. Al igual que el espectro de energía primario en el cabezal, los espectros en el Fantoma presentan una distribución de energía de Maxwell.

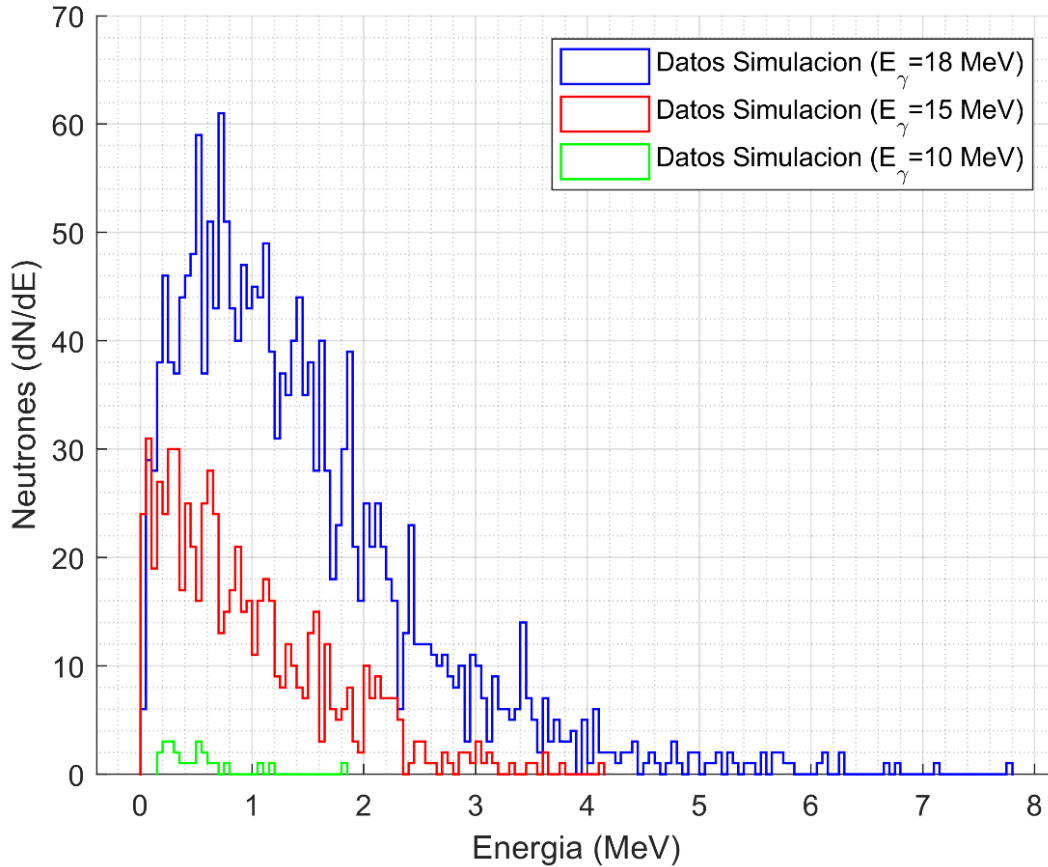


Figura 4.5. Espectro de energía de neutrones en el Fantoma para fotones con energías de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV. El espectro muestra picos a 0.725 MeV para 18 MeV, 0.075 MeV para 15 MeV y 0.225 MeV para 10 MeV. La energía media de los fotoneutrones es de 1.416 ± 0.024 MeV, 0.941 ± 0.028 MeV y 0.526 ± 0.078 MeV, respectivamente.

Para fotones con energía de 18 MeV, el espectro de neutrones en el Fantoma muestra una mayor concentración de neutrones en el intervalo de 0.01 MeV a 2 MeV, similar a lo observado en el cabezal. Este intervalo representa el 77.6% del espectro, mientras que el 22.4% son neutrones con energía superior a 2 MeV. El rango de energía para neutrones térmicos y epitérmicos (<0.01 MeV) no contribuye al espectro. El valor medio de energía es $\overline{E_n} = 1.416 \pm 0.024$ MeV, lo que indica un incremento con respecto al espectro en el cabezal. Esto se debe a que los neutrones con energías mayores a 2 MeV representan un porcentaje mayor y los neutrones térmicos o epitérmicos desaparecen. Además, el espectro presenta un pico a una energía de 0.725 MeV, que es más alto en energía en comparación con el pico de energía en el cabezal.

Para los fotones con una energía de 15 MeV, el espectro de neutrones en el Fantoma está compuesto por un 88.6% de neutrones con energías de 0.01 MeV a 2 MeV, y el 11.4% restante son neutrones con energías superiores a 2 MeV. De igual manera, no hay presencia de neutrones térmicos o epitérmicos. La energía media es $\overline{E_n} = 0.941 \pm 0.028 \text{ MeV}$. Este incremento con respecto al espectro del cabezal se debe a que el espectro en el Fantoma contiene un mayor porcentaje de neutrones con energías superiores a 2 MeV. El pico se encuentra a una energía de 0.075 MeV, en este caso el pico disminuye en energía en comparación con el pico de energía en el cabezal.

Finalmente, para los fotones con energía de 10 MeV, el valor medio de la energía de los neutrones es $\overline{E_n} = 0.526 \pm 0.078 \text{ MeV}$. Esto se debe a que el 100% de los neutrones están en un intervalo de energía de 0.01 MeV a 2 MeV, y desaparecen los neutrones con energía inferior a 0.01 MeV, así como los neutrones con energías superiores a 2 MeV y los térmicos o epitérmicos.

Los espectros de energía de los neutrones en el Fantoma muestran picos de energía específicos para cada energía de fotones incidentes, con valores medios de energía que reflejan la redistribución y moderación de los neutrones al llegar al Fantoma.

Para modelar con mayor precisión el espectro de energía de los neutrones generados, se realizaron ajustes a los espectros utilizando la distribución de Maxwell-Boltzmann.

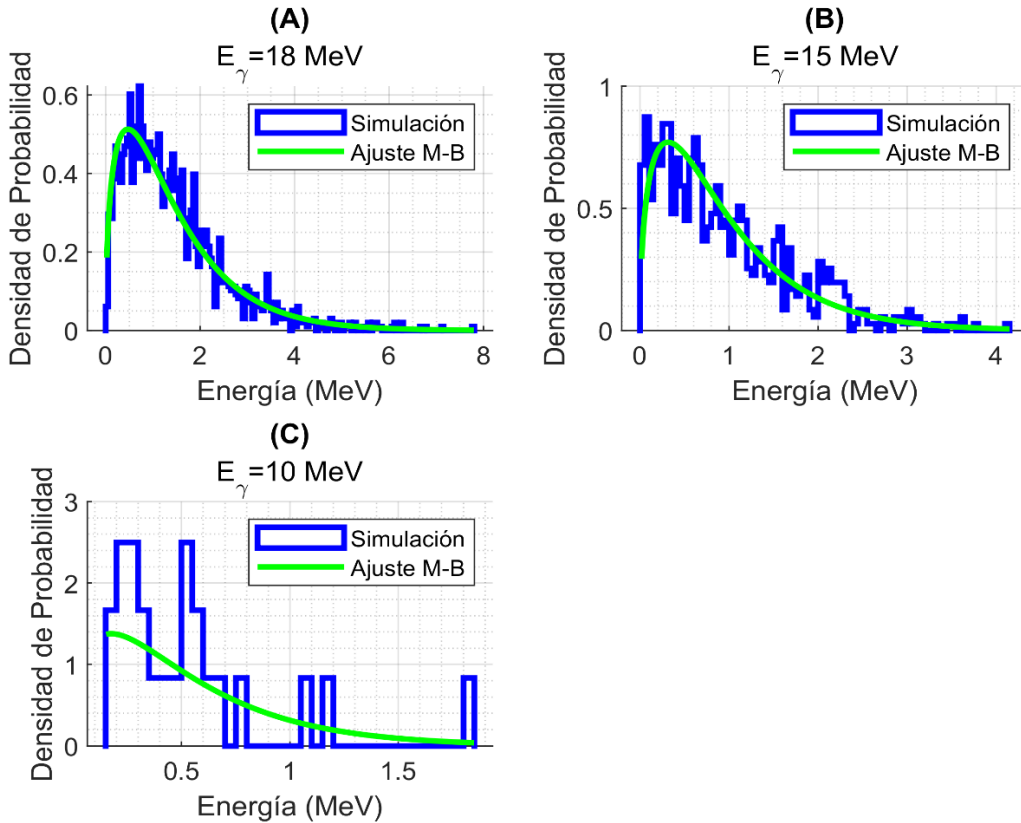


Figura 4.6. Comparación de ajustes Maxwell-Boltzmann a los espectros de energía de neutrones en el Fantoma para fotones de: (A) 18 MeV, (B) 15 MeV y (C) 10 MeV. Valores de Chi-Cuadrada: 1.8064 para 18 MeV; 3.2493 para 15 MeV; 29.1761 para 10 MeV.

De la evaluación de los ajustes de la distribución de Maxwell-Boltzmann a los espectros de energía de neutrones en el Fantoma podemos decir:

Para los fotones de 18 MeV, el ajuste Maxwell-Boltzmann al espectro de energía de neutrones en el Fantoma muestra un valor de Chi-Cuadrado de 1.8064. Este valor sugiere un buen ajuste y una representación precisa de la distribución de energía observada. La mayoría de los neutrones en este espectro están en el intervalo de 0.01 MeV a 2 MeV, correspondiente a los neutrones por evaporación. La distribución Maxwell-Boltzmann describe adecuadamente los neutrones en este rango de energía, lo que indica que este modelo es adecuado para capturar la distribución energética de los neutrones en el Fantoma para fotones de 18 MeV.

Para los fotones de 15 MeV, el ajuste Maxwell-Boltzmann tiene un valor de Chi-Cuadrado de 3.2493. Aunque este valor es más alto en comparación con el caso de 18 MeV, sigue indicando un ajuste razonablemente bueno. La mayoría de los neutrones en el espectro están en el intervalo de 0.01 MeV a 2 MeV, lo que corresponde a los neutrones por evaporación. La distribución Maxwell-Boltzmann sigue siendo adecuada para describir estos neutrones, aunque con una correspondencia ligeramente menor entre el modelo y los datos observados en comparación con los fotones de 18 MeV.

Para los fotones de 10 MeV, el ajuste Maxwell-Boltzmann muestra un valor de Chi-Cuadrado de 29.1761, significativamente más alto que en los casos anteriores. Esto indica una discrepancia considerable entre el modelo y los datos observados. En este caso, el 100% de los neutrones están en el intervalo de 0.01 MeV a 2 MeV, correspondiente a los neutrones por evaporación. Sin embargo, el alto valor de Chi-Cuadrado sugiere que la distribución Maxwell-Boltzmann no captura adecuadamente la distribución de energía de los neutrones en el Fantoma para esta energía de fotones. Este problema puede deberse a la cantidad relativamente pequeña de neutrones que llegan al Fantoma en la simulación para esta energía, lo que resulta en una falta de datos suficientes para un ajuste preciso. La escasez de datos puede hacer que el ajuste sea menos robusto y más sensible a las variaciones en los datos observados.

Tabla 4.6. Comparativa de los espectros de neutrones del cabezal y Fantoma con espectros presentados en la literatura. Considerando los picos de energía y la energía media como parámetros de comparación.

Modelo	Energía de Fotones (MeV)	Pico de Energía (MeV)	$\overline{E_n}$ (MeV)	Estudio
Espectro de Neutrones Cabezal				
-	18	0.225	1.027	Este Estudio
-	15	0.125	0.75	Este Estudio
-	10	0.225	0.48	Este Estudio
Espectro de Neutrones Fantoma				
-	18	0.725	1.416	Este Estudio
-	15	0.075	0.941	Este Estudio

-	10	0.225	0.526	Este Estudio
Literatura				
Siemens Primus	15	0.8	-	Mahmoudi et al. [72]
Siemens Primus	15	0.7	-	Pena et al [68]
Varian Clinac 2100c/2300c/21EX	18	0.2	-	Howell et al [69]
Varian Clinac 2100c/2300c/21EX	18	0.1	-	Kase et al [70]
Siemens Primus	18	0.3	-	Vega-Carrillo et al. [32]
Elekta SL75/25	18	0.6	-	Talebi et al. [71]
Varian Trilogy	20	1	0.83	Chernyaev et al. [59]
GE Saturne (MCNP)	18	-	0.431	Khosravi et al. (2013) [57]
Siemens Primus	15	0.7	-	Naseri and Mesbahi [17]
Varian 2100c/2300c	10	-	0.38	Naseri and Mesbahi [17]
Varian 2100c/2300c	15	-	0.45	Naseri and Mesbahi [17]
-	18	-	0.51	Amgarou et al. [64]
Varian Clinac 2100C (MCNP5)	18	0.61	0.61	Alem-Bezoubiri et al. (2014) [36]
Varian Clinac 2100C (MCNPX)	18	-	0.846	Karimi et al. (2019) [66]

Al comparar el espectro de neutrones en el Fantoma con los datos reportados en la literatura, se observan varias diferencias significativas.

Para fotones de 18 MeV, nuestro estudio muestra un pico de energía a 0.725 MeV y un valor medio de energía de 1.416 MeV. En contraste, estudios como los de Howell et al. y Kase et al. reportan picos de energía significativamente más bajos, a 0.2 MeV y 0.1 MeV respectivamente. Sin embargo, los resultados de Chernyaev et al. y Karimi et al., con valores medios de energía de 0.83 MeV y 0.846 MeV respectivamente, se acercan más a nuestros hallazgos, aunque aún hay una diferencia notable.

En el caso de fotones de 15 MeV, nuestro espectro de neutrones en el Fantoma presenta un pico de energía a 0.075 MeV y un valor medio de energía de 0.941 MeV. Esto difiere considerablemente de los picos de energía de 0.8 MeV y 0.7 MeV reportados por Mahmoudi et al. y Pena et al. respectivamente. Además, el valor medio de energía informado por Naseri y Mesbahi (0.45 MeV) es significativamente menor que el encontrado en nuestro estudio.

Para fotones de 10 MeV, el valor medio de energía de los neutrones en nuestro estudio es de 0.526 MeV. Este valor es notablemente superior al 0.38 MeV reportado por Naseri y Mesbahi para el Varian 2100c/2300c.

Las diferencias observadas pueden atribuirse a varias razones. En primer lugar, las configuraciones experimentales y los equipos utilizados en los diferentes estudios pueden variar considerablemente, lo que afecta los resultados del espectro de neutrones. En segundo lugar, los métodos de simulación y detección empleados, como el uso de diferentes códigos de simulación, pueden influir en las discrepancias observadas. Estos métodos pueden tener parámetros y modelos geométricos diferentes, lo que afecta la precisión y los resultados finales.

Aunque nuestros resultados muestran algunas similitudes con ciertos estudios de la literatura, las diferencias subrayan la importancia de considerar las especificidades de cada configuración experimental y los métodos de simulación utilizados. Estas discrepancias también destacan la necesidad de realizar validaciones cruzadas y utilizar múltiples enfoques para obtener una comprensión más completa y precisa del espectro de neutrones en el Fantoma.

5.3. Dosis Equivalente por Neutrones

En este capítulo se presentarán y discutirán los resultados del cálculo de la dosis equivalente por neutrones, utilizando datos de simulaciones del depósito de energía en el Fantoma. Para este análisis, los neutrones que interactúan en el Fantoma fueron divididos en intervalos de energía recomendados por el ICRU 60 [41]. Se evaluó la cantidad de energía que deposita cada intervalo, se calculó la dosis absorbida correspondiente y, finalmente, se determinó la dosis equivalente. La división en intervalos permite utilizar adecuadamente los factores de ponderación w_R sugeridos por el ICRU 60 [41] para calcular la dosis equivalente de manera precisa y conforme a los estándares de protección radiológica.

Se abordarán las diferencias observadas en la dosis equivalente en comparación con la dosis absorbida. Además, se presentarán comparaciones con los resultados disponibles en la literatura, proporcionando una visión integral de la relevancia y el impacto de la dosis equivalente en el contexto de la protección radiológica.

El estudio se realiza para las tres energías de fotones: 18, 15 y 10 MeV. Analizar cómo varía la dosis equivalente por neutrones en función de estas energías nos permitirá entender mejor la relación entre la energía de los fotones incidentes y la respuesta biológica de los tejidos irradiados.

En la Figura 4.7 se muestra que, para las tres energías de fotones, los neutrones del intervalo de 0.1 MeV a 2 MeV son los que más contribuyen a la energía depositada con un 79% para fotones de 18 MeV, un 83% para fotones de 15 MeV y un 100% para fotones de 10 MeV en este intervalo el factor de ponderación es de: $w_R = 20$. El resto de la energía depositada viene de los intervalos de energía de 0.01 MeV a 0.1 MeV y de 2 MeV a 20 MeV ambos intervalos con un factor de ponderación de $w_R = 10$.

Estos tres intervalos de energía corresponden a neutrones rápidos, notamos que los resultados de la simulación no contiene energía depositada por parte de neutrones térmicos, intermedios o epitérmicos los cuales tiene una energía menor a 0.01 MeV.

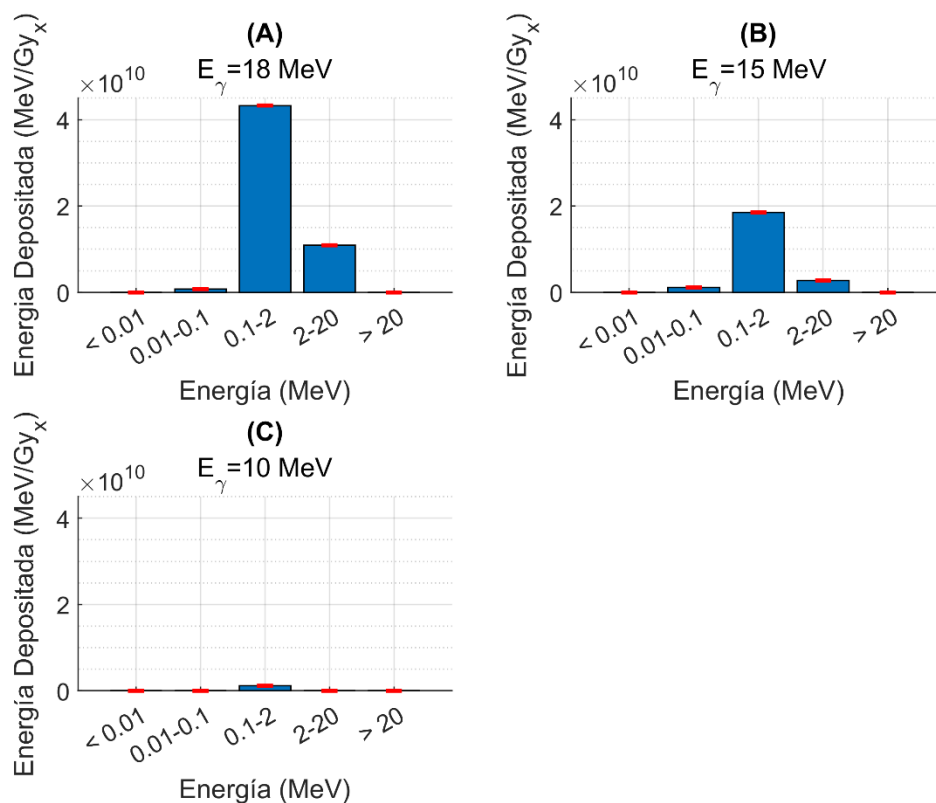


Figura 4.7. Distribución de Energía Depositada por Neutrones por Gy de Dosis Absorbida por Fotones en el Fantoma según Intervalos de Energía de neutrones. La mayor energía depositada por neutrones en el Fantoma ocurre para fotones de 18 MeV (A), seguidos por fotones de 15 MeV (B), y finalmente fotones de 10 MeV (C).

Los resultados de dosis absorbida al aplicar la ecuación 3.14 son:

- Para fotones de 18 MeV la dosis absorbida total fue de: $D = 325.88 \pm 0.002 (\mu\text{Gy}/\text{Gy}_\gamma)$.
- Para fotones de 15 MeV la dosis absorbida total fue de: $D = 133.02 \pm 0.00024 (\mu\text{Gy}/\text{Gy}_\gamma)$.
- Para fotones de 10 MeV la dosis absorbida total fue de: $D = 7.009 \pm 5.7 \times 10^{-5} (\mu\text{Gy}/\text{Gy}_\gamma)$.

Con estos resultados, utilizamos la ecuación 3.15 y los factores de ponderación de la Tabla 3.5 para calcular la dosis equivalente:

- Para fotones de 18 MeV la dosis absorbida total fue de: $H = 5829.8 \pm 0.032 (\mu\text{Gy}/\text{Gy}_\gamma)$.
- Para fotones de 15 MeV la dosis absorbida total fue de: $H = 2429.5 \pm 0.004 (\mu\text{Gy}/\text{Gy}_\gamma)$.
- Para fotones de 10 MeV la dosis absorbida total fue de: $H = 140.1 \pm 0.001 (\mu\text{Gy}/\text{Gy}_\gamma)$.

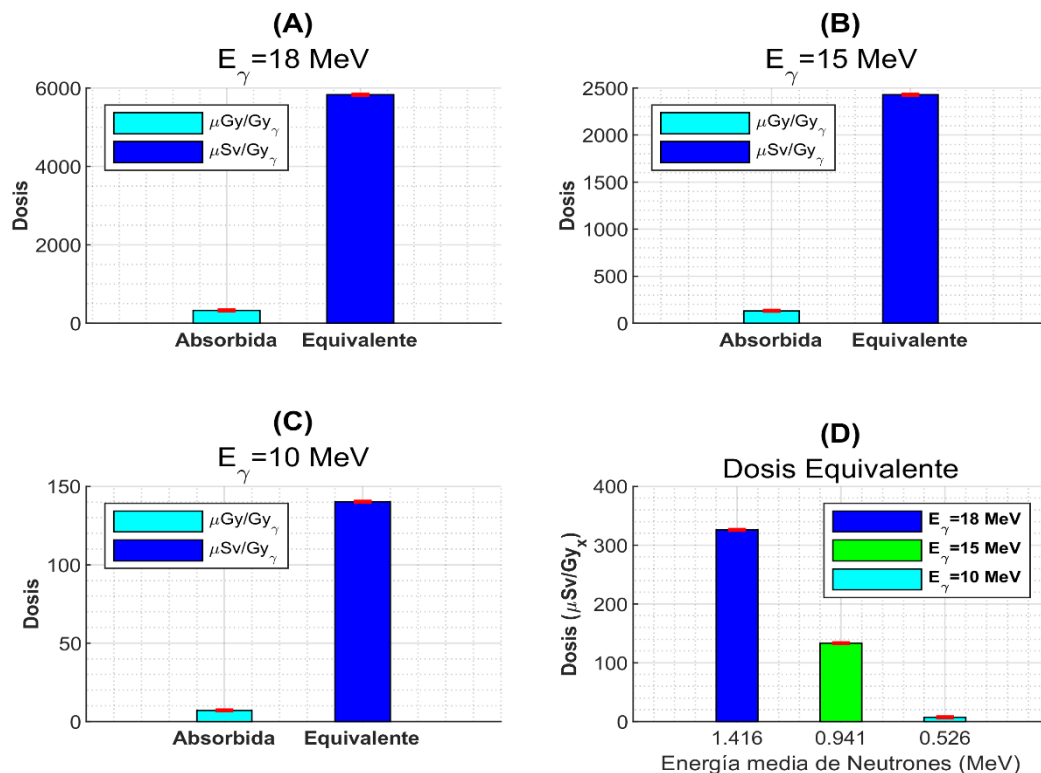


Figura 4.8. Comparación de la Dosis Absorbida y Dosis Equivalente. (A) Para Fotones de 18 MeV, (B) Para fotones de 15 MeV y (C) para fotones de 10 MeV. (D) Comparativa de Dosis Equivalentes entre las Tres Energías.

A partir de los datos y gráficos presentados, se puede decir que es de suma importancia siempre considerar los factores de ponderación para la dosis depositada ya que para el caso de neutrones la dosis equivalente es hasta 20 veces mayor que la dosis absorbida si recordamos que el factor de ponderación de los fotones de rayos X es de 1 esto nos dice que un Sv de neutrones tiene un potencial de daño biológico 20 veces mayor que un Gy de rayos X. un Sv es igual a un Gy.

Además, los resultados evidencian que los neutrones generados por fotones de mayor energía, como los de 18 MeV, tienen un impacto biológico más significativo, lo cual se refleja en una dosis equivalente mayor en comparación con las energías más bajas. Esta disparidad se atribuye a la mayor cantidad y energía de los neutrones producidos a estas energías más altas.

Al comparar las dosis equivalentes para las tres energías de fotones, se observa una marcada diferencia en los valores. Por ejemplo, la dosis equivalente para fotones de 18 MeV es considerablemente mayor que para fotones de 15 MeV, con una diferencia de aproximadamente el 144%. Asimismo, la dosis equivalente para fotones de 18 MeV es aún más alta en comparación con fotones de 10 MeV, con una diferencia que supera el 4300%.

Estos hallazgos indican que las energías más altas de fotones generan una mayor contaminación por neutrones, lo que resalta la necesidad de implementar estrategias de protección más rigurosas en

entornos donde se utilizan fotones de alta energía para reducir la exposición a neutrones y minimizar los riesgos para la salud de los pacientes y el personal.

A continuación, se hace comparación de los resultados con estudios previos.

Tabla 4.7. Comparativa de Dosis Equivalente obtenida en este estudio con Estudios Previos.

Modelo	Energía fotones (MeV)	Dosis Equivalente ($\mu\text{Gy}/\text{Gy}_x$)	Estudio
-	18	5829.8	Este Estudio
-	15	2429.5	Este Estudio
-	10	140.17	Este Estudio
Varian Clinac 2300 (CR-39)	18	162	B and Barrutia (2022) [65]
(MCNP)	15	300	Mohammadi et al. (2014) [72]
(MCNP)	18	1390	Mohammadi et al. (2014) [72]
Varian 23EX (OSL)	15	4990	Israngkul et al. (2015) [73]
Varian 23EX (MCNP5)	15	4190	Israngkul et al. (2015) [73]
Varian 2100C (Detector de burbujas)	10	124	Jaradat and Biggs (2008)
(FLUKA)	18	231	Huang et al., (2005) [74]
(FLUKA)	15	147	Huang et al., (2005) [74]
(FLUKA)	10	6	Huang et al., (2005) [74]
Varian Clinac 2100C (MCNPX)	18	3933	Karimi et al. (2019) [66]

Al comparar los resultados de dosis equivalente obtenidos en este estudio con otros estudios disponibles en la literatura, se observan discrepancias. Esto sugiere que las características específicas del modelo utilizado en la simulación, como los detalles del cabezal del acelerador lineal, la interacción con los materiales del mismo y la presencia de muros de la sala de tratamiento pueden influir en los resultados de la dosis equivalente. Además, es importante considerar que la detección utilizada en otros estudios, como el uso de detectores de burbujas o dosímetros ópticos de luminiscencia (OSL), puede afectar la medición y, por lo tanto, los resultados de la dosis equivalente.

CAPÍTULO 5

CONCLUSIONES

En este trabajo, se llevó a cabo una simulación de la producción y propagación de fotoneutrones en un acelerador lineal de uso médico (LINAC) utilizando el software Geant4. Esto permitió determinar la dosis equivalente de neutrones que interactúan con un Fantoma. Los resultados revelan que la producción de fotoneutrones varía con la energía de los fotones incidentes, con una mayor intensidad de la fuente de neutrones a 15 MeV y un flujo de neutrones mayor a 18 MeV. Además, se obtuvieron y analizaron los espectros de energía de neutrones en el cabezal y el Fantoma, demostrando diferencias en la energía media y los picos de energía entre las diferentes energías de fotones

- Se desarrolló un modelo detallado en Geant4, incluyendo todos los componentes relevantes del cabezal. El modelo incluyó el blanco de rayos X, los colimadores primarios, el filtro aplanador, la cámara de ionización, los colimadores secundarios y los colimadores multiláminas (MLC), cada uno basado en geometrías y materiales específicos.
- Se realizaron simulaciones para energías de 10 MeV, 15 MeV y 18 MeV, obteniendo datos sobre la cantidad de fotoneutrones generados en el cabezal del LINAC y los que interactúan con el Fantoma. Los ajustes lineales y exponenciales realizados a estos datos mostraron una excelente concordancia, con valores de R^2 cercanos a 1, lo que indica que tanto la generación de neutrones en el cabezal como su interacción con el Fantoma pueden describirse de manera precisa mediante un modelo lineal.

En el cabezal, se produce aproximadamente un neutrón por cada 100 fotones de rayos X para energías de 18 MeV y 15 MeV (1%), y aproximadamente un neutrón por cada 1300 fotones de rayos X para 10 MeV (0.077%).

En el Fantoma, la interacción es menos frecuente: un neutrón interactúa por cada 5000 fotones de 18 MeV (0.02%), por cada 14,300 fotones de 15 MeV (0.007%) y por cada 416,700 fotones de 10 MeV (0.00024%).

Estos resultados subrayan que la eficiencia de producción de fotoneutrones y su interacción con el Fantoma disminuyen considerablemente con la reducción de la energía de los fotones incidentes.

- Se realizaron estimaciones detalladas para calcular la intensidad de la fuente de neutrones a partir de los ajustes lineales obtenidos. Se determinó que para depositar una dosis de 1 Gy en 1 kg de tejido se requiere 3.52×10^{15} fotones de 18 MeV, 4.26×10^{15} fotones de 15 MeV y 6.53×10^{15} fotones de 10 MeV. Con estos datos, se estimó la intensidad de la fuente de neutrones: para fotones de 18 MeV, $Q = (3.47 \times 10^{13} \pm 5.8 \times 10^6) n \cdot Gy^{-1}$; para fotones de 15 MeV, $Q = (4.4 \times 10^{13} \pm 6.6 \times 10^6) n \cdot Gy^{-1}$; y para fotones de 10 MeV, $Q = (5.06 \times 10^{12} \pm 2.2 \times 10^6) n \cdot Gy^{-1}$. La mayor generación de neutrones a 15 MeV se debe al pico de resonancia de la sección eficaz del tungsteno en esa energía, que disminuye para energías mayores. Este resultado subraya la importancia de las propiedades de los materiales del cabezal del LINAC en la generación de neutrones.
- Se evaluó el flujo de neutrones mediante dos métodos: uno basado en la interacción con el Fantoma y otro utilizando el modelo de McCall, que estima el flujo a partir de la intensidad de la fuente. Los resultados indican una estrecha concordancia entre ambos enfoques,

particularmente notable para fotones de 18 MeV. Con respecto a los neutrones generados en el cabezal, el flujo relativo para fotones de 18 MeV representa aproximadamente el 2%, para fotones de 15 MeV alrededor del 0.7%, y para fotones de 10 MeV cerca del 0.3%. Esto refleja una disminución del flujo hacia el Fantoma con energías de fotones más bajas. Destaca que la proporción de neutrones que alcanzan el Fantoma con respecto a los generados es mínima, alrededor del 2% para fotones de 18 MeV y aún menor para fotones de 15 MeV y 10 MeV, donde alrededor del 99.7% de los neutrones se dispersan en la sala de tratamiento.

- Se obtuvieron los espectros de energía de los neutrones tanto en el cabezal como en el Fantoma, y se les aplicaron ajustes utilizando la Función Tosi y la distribución de Maxwell-Boltzmann (M-B), junto con el cálculo de los valores de Chi-Cuadrada, como se muestra en la Figura 4.4. Los resultados indican que la distribución M-B se ajusta mejor a los datos, lo cual es coherente dado que la mayoría de los neutrones en los espectros son neutrones de evaporación (85.6%, 93.5% y 99.7% para fotones de 18 MeV, 15 MeV y 10 MeV respectivamente).

En el caso de los espectros en el Fantoma, se realizó únicamente un ajuste utilizando la distribución M-B, ya que la función Tosi representa la distribución de energía de neutrones formados por materiales de tungsteno. Los valores de Chi-Cuadrada obtenidos fueron 1.8064 para 18 MeV, 3.2493 para 15 MeV y 29.171 para 10 MeV (ver Figura 4.6).

Estos resultados sugieren que la simulación realizada se ajusta a los modelos teóricos de distribución de la energía de los neutrones tanto en el Fantoma como en el cabezal. Al analizar los espectros desde el punto de vista de la energía media y los picos de energía, se observa que la energía media de los neutrones disminuye con fotones de menor energía, mientras que los picos de los espectros están en un rango de 0.125 MeV a 0.225 MeV para el espectro primario en el cabezal. Para el espectro en el Fantoma, la energía media también decrece con relación a la energía de los fotones, pero en comparación con la energía media del espectro en el cabezal, se nota un aumento debido a la atenuación de los neutrones con menor energía.

Estos datos concuerdan con los hallazgos de estudios previos, que muestran patrones similares de reducción en función de la energía del fotón incidente.

- Se calculó la dosis equivalente debida a neutrones por Gy de dosis de fotones ($\mu\text{Gy}/\text{Gy}_x$). Primero, se determinó la dosis absorbida debida a los neutrones en el Fantoma, la cual disminuye en función de la energía de los fotones incidentes. Para fotones de 15 MeV, la dosis absorbida disminuye en un 60% y para fotones de 10 MeV disminuye hasta un 98% en comparación con fotones de 18 MeV. Esta tendencia se repite para la dosis equivalente, la cual es aproximadamente 20 veces mayor que la dosis absorbida debido a los factores de ponderación aplicados.

Al comparar estos resultados con la literatura, se observa que la tendencia de disminución es consistente. Sin embargo, existe una diferencia con los datos reportados en la literatura. Esto se debe a que la simulación realizada en este trabajo no incluyó el blindaje del cabezal y las paredes de la sala de tratamiento, los cuales contribuyen significativamente a la dosis equivalente. Los neutrones térmicos y epitérmicos producidos en el blindaje y el cabezal son también depositan energía en el tejido.

Los resultados indican que, a mayores energías de los fotones incidentes, la intensidad de la fuente de neutrones y el flujo de neutrones aumentan, lo que conlleva a mayores dosis absorbidas y equivalentes en el Fantoma. Las diferencias observadas en los espectros de energía resaltan la importancia de considerar la energía específica de los fotoneutrones en los cálculos de dosis.

Estos hallazgos proporcionan una base sólida para mejorar las prácticas de protección radiológica en entornos clínicos. La información obtenida puede ser utilizada para optimizar los diseños de los cabezales de los LINAC y para desarrollar mejores estrategias de mitigación de la exposición a neutrones durante la radioterapia.

Las simulaciones se basan en un modelo idealizado del LINAC y el Fantoma, lo que puede no reflejar todas las complejidades de un entorno clínico real. Además, la precisión de los resultados depende de las condiciones y parámetros iniciales definidos en la simulación Monte Carlo.

Se recomienda realizar estudios experimentales complementarios para validar los resultados de las simulaciones. Futuras investigaciones podrían explorar diferentes configuraciones de LINAC y variaciones en los materiales del cabezal para entender mejor las variaciones en la producción de neutrones y considerar agregar blindaje al cabezal, así como las paredes de la sala ya que los estudios muestran que tienen una contribución significativa en la dosis equivalente. Además, se sugiere investigar métodos de reducción de la exposición a neutrones en pacientes y personal clínico.

La simulación Monte Carlo en Geant4 ha demostrado ser una herramienta efectiva para la caracterización de la producción y propagación de fotoneutrones en un LINAC, proporcionando datos valiosos para la mejora de la seguridad y eficacia en tratamientos de radioterapia.

APÉNDICE A

CÓDIGO EMPLEADO

A.1. Materiales

A continuación, se muestra el código empleado para crear los materiales.

```
71
72 // ----- Materials -----
73
74 G4double a, z, density;
75 G4int nelements;
76
77 // Air
78 //
79 G4Element* N = new G4Element("Nitrogen", "N", z=7, a=14.01*g/mole);
80 G4Element* O = new G4Element("Oxygen", "O", z=8, a=16.00*g/mole);
81
82 G4Material* air = new G4Material("Air", density=1.29*mg/cm3, nelements=2);
83 air->AddElement(N, 70.*perCent);
84 air->AddElement(O, 30.*perCent);
85
86 // Water
87 //
88 G4Element* H = new G4Element("Hydrogen", "H", z=1, a=1.01*g/mole);
89
90 G4Material* water = new G4Material("Water", density= 1.0*g/cm3, nelements=2);
91 water->AddElement(H, 2);
92 water->AddElement(O, 1);
93
94 //Tungsteno (W)
95
96 G4Material* Tungsten = new G4Material("Tungsten", 74, 183.85*g/mole, 19.3*g/cm3);
97
98 // G4Material* target_mat = nist->FindOrBuildMaterial("G4_W"); // Z=74, density(g/cm^3)= 19.3, I(eV)= 727
99
100 // Cobre (Cu)
101
102 G4Material* Cooper = new G4Material("Cooper", 29, 63.54*g/mole, 8.96*g/cm3);
103
104 // Hierro (Fe)
105
106 G4Material* Iron = new G4Material("Iron", 26, 55.85*g/mole, 7.87*g/cm3);
107
```

A.2. Volumen Mundo

A continuación, se muestra el código empleado para crear el volumen mundo.

```
270
271 // Volumen mundo
272
273 G4Box* expHall_box = new G4Box("expHall_box",fExpHall_x,fExpHall_y,fExpHall_z);
274
275 G4LogicalVolume* expHall_log
276 = new G4LogicalVolume(expHall_box,air,"expHall_log",0,0,0);
277
278 G4VPhysicalVolume* expHall_phys
279 = new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(),expHall_log,"expHall_phys",0,false,0);
280
281
282 //
283
284 G4NistManager* nist = G4NistManager::Instance();
285
```

A.3. Target

A continuación, se muestra el código empleado para crear la geometría del Target.

```
286 //
287 // TARGET (Blanco u Objetivo).....
288 //
289
290 G4ThreeVector pos1 = G4ThreeVector(0, 0, -49.7*cm);
291
292 G4Box* solidTarget =
293     new G4Box("solidTarget",
294         2*cm, 2*cm, 0.3*cm); //its size
295
296 G4LogicalVolume* logicTarget =
297     new G4LogicalVolume(solidTarget, //its solid
298         Tungsten, //its material
299         "logicTarget"); //its name
300
301 G4VPhysicalVolume* physTarget =
302     new G4PVPlacement(0, //no rotation
303         pos1, //at position
304         logicTarget, //its logical volume
305         "physTarget", //its name
306         expHall_log, //its mother volume
307         false, //no boolean operation
308         0, //copy number
309         checkOverlaps); //overlaps checking
310
311 G4VisAttributes* target_color = new G4VisAttributes(G4Colour(1,0,1));
312 target_color->SetForceSolid(true);
313 logicTarget->SetVisAttributes(target_color); //magenta
314
```

A.4. Colimador Primario

A continuación, se muestra el código empleado para crear la geometría del Colimador Primario.

```
316 // COLIMADOR PRIMARIO (en dos partes) .....
317 //
318 // Colimador primario 1 (Cp1)
319
320 G4ThreeVector pos2 = G4ThreeVector(-7*cm, 0*cm, -45.4*cm);
321
322 G4Trd* solidCp1 =
323     new G4Trd("solidCp1", //its name
324         5*cm, 3*cm,
325         5*cm, 5*cm, 4*cm); //its size
326
327 G4LogicalVolume* logicCp1 =
328     new G4LogicalVolume(solidCp1, //its solid
329         Tungsten, //its material
330         "logicCp1"); //its name
331
332 G4VPhysicalVolume* physCp1 =
333     new G4PVPlacement(0, //no rotation
334         pos2, //at position
335         logicCp1, //its logical volume
336         "physCp1", //its name
337         expHall_log, //its mother volume
338         false, //no boolean operation
339         0, //copy number
340         checkOverlaps); //overlaps checking
341
342 G4VisAttributes* Cp1_color = new G4VisAttributes(G4Colour(0,1,0));
343 Cp1_color->SetForceSolid(true);
344 logicCp1->SetVisAttributes(Cp1_color);
345
346 // Colimador primario 2 (Cp2)
347
348 G4ThreeVector pos3 = G4ThreeVector(7*cm, 0*cm, -45.4*cm);
349
350 G4Trd* solidCp2 =
351     new G4Trd("solidCp2", //its name
352         5*cm, 3*cm,
353         5*cm, 5*cm, 4*cm); //its size
354
355 G4LogicalVolume* logicCp2 =
356     new G4LogicalVolume(solidCp2, //its solid
357         Tungsten, //its material
358         "logicCp2"); //its name
359
360 G4VPhysicalVolume* physCp2 =
361     new G4PVPlacement(0, //no rotation
362         pos3, //at position
363         logicCp2, //its logical volume
364         "physCp2", //its name
365         expHall_log, //its mother volume
366         false, //no boolean operation
367         0, //copy number
368         checkOverlaps); //overlaps checking
369
370 G4VisAttributes* Cp2_color = new G4VisAttributes(G4Colour(0,1,0));
371 Cp2_color->SetForceSolid(true);
372 logicCp2->SetVisAttributes(Cp2_color);
373
```

A.5. Filtro Aplanador

A continuación, se muestra el código empleado para crear la geometría del Filtro Aplanador.

```
379 |//
380 |// FILTRO APLANADOR (Flattening filter)(Material= Cu).....
381 |//
382 |
383 |G4ThreeVector pos4 = G4ThreeVector(0, 0, -39*cm);
384 |
385 |G4Box* solidFF =
386 |    new G4Box("solidFF",
387 |        4*cm, 4*cm, 1*cm); //its size
388 |
389 |G4LogicalVolume* logicFF =
390 |    new G4LogicalVolume(solidFF, //its solid
391 |        Cooper, //its material
392 |        "logicFF"); //its name
393 |
394 |G4VPhysicalVolume* physFF =
395 |
396 |    new G4PVPlacement(0, //no rotation
397 |        pos4, //at position
398 |        logicFF, //its logical volume
399 |        "physFF", //its name
400 |        expHall_log, //its mother volume
401 |        false, //no boolean operation
402 |        0, //copy number
403 |        checkOverlaps); //overlaps checking
404 |
405 |G4VisAttributes* FF_color = new G4VisAttributes(G4Colour(0,0,1));
406 |FF_color->SetForceSolid(true);
407 |logicFF->SetVisAttributes(FF_color);
408 |
```

A.6. Cámara de Ionización

A continuación, se muestra el código empleado para crear la geometría de la Cámara de Ionización.

```
410 |//
411 |// CAMARA DE IONIZACION (Ion Chamber) (Material= Cu).....
412 |//
413 |
414 |G4ThreeVector pos5 = G4ThreeVector(0, 0, -36.9*cm);
415 |
416 |G4Box* solidIChamber =
417 |    new G4Box("solidIChamber",
418 |        6.5*cm, 6.5*cm, 0.1*cm); //its size
419 |
420 |G4LogicalVolume* logicIChamber =
421 |    new G4LogicalVolume(solidIChamber, //its solid
422 |        Cooper, //its material
423 |        "logicIChamber"); //its name
424 |
425 |G4VPhysicalVolume* physIChamber =
426 |
427 |    new G4PVPlacement(0, //no rotation
428 |        pos5, //at position
429 |        logicIChamber, //its logical volume
430 |        "physIChamber", //its name
431 |        expHall_log, //its mother volume
432 |        false, //no boolean operation
433 |        0, //copy number
434 |        checkOverlaps); //overlaps checking
435 |
436 |G4VisAttributes* IChamber_color = new G4VisAttributes(G4Colour(1,1,0));
437 |IChamber_color->SetForceSolid(true);
438 |logicIChamber->SetVisAttributes(IChamber_color);
439 |
```

A.7. Colimador Secundario (Jaws)

A continuación, se muestra el código empleado para crear la geometría del Colimador Secundario.

```
442 // COLIMADOR SECUNDARIO (Jaws o Diafragmas) (Dividido en 4 bloques)(Material= W)
443 //
444
445 // Colimador secundario X1
446
447 G4ThreeVector pos6 = G4ThreeVector(-10*cm, 0, -27*cm);
448
449 G4Box* solidCSX1 =
450 |   new G4Box("solidCSX1",
451 |   |   5*cm, 6*cm, 4*cm); //its size
452
453 G4LogicalVolume* logicCSX1 =
454 |   new G4LogicalVolume(solidCSX1, //its solid
455 |   |   Tungsten, //its material
456 |   |   "logicCSX1"); //its name
457
458 G4VPhysicalVolume* physCSX1 =
459 |   new G4PVPlacement(0, //no rotation
460 |   |   pos6, //at position
461 |   |   logicCSX1, //its logical volume
462 |   |   "physCSX1", //its name
463 |   |   expHall_log, //its mother volume
464 |   |   false, //no boolean operation
465 |   |   0, //copy number
466 |   |   checkOverlaps); //overlaps checking
467
468 G4VisAttributes* CSX1_color = new G4VisAttributes(G4Colour(1,0,0));
469 CSX1_color->SetForceSolid(true);
470 logicCSX1->SetVisAttributes(CSX1_color);
471
472
473
474 // Colimador secundario X2
475
476 G4ThreeVector pos7 = G4ThreeVector(10*cm, 0, -27*cm);
477
478 G4Box* solidCSX2 =
479 |   new G4Box("solidCSX2",
480 |   |   5*cm, 6*cm, 4*cm); //its size
481
482 G4LogicalVolume* logicCSX2 =
483 |   new G4LogicalVolume(solidCSX2, //its solid
484 |   |   Tungsten, //its material
485 |   |   "logicCSX2"); //its name
486
487 G4VPhysicalVolume* physCSX2 =
488 |   new G4PVPlacement(0, //no rotation
489 |   |   pos7, //at position
490 |   |   logicCSX2, //its logical volume
491 |   |   "physCSX2", //its name
492 |   |   expHall_log, //its mother volume
493 |   |   false, //no boolean operation
494 |   |   0, //copy number
495 |   |   checkOverlaps); //overlaps checking
496
497 G4VisAttributes* CSX2_color = new G4VisAttributes(G4Colour(1,0,0));
498 CSX2_color->SetForceSolid(true);
499 logicCSX2->SetVisAttributes(CSX2_color);
500
501
502
503 // Colimador secundario Y1
504
505 G4ThreeVector pos8 = G4ThreeVector(0, -10*cm, -19*cm);
506
507 G4Box* solidCSY1 =
508 |   new G4Box("solidCSY1",
509 |   |   5*cm, 6*cm, 4*cm); //its size
510
511 G4LogicalVolume* logicCSY1 =
512 |   new G4LogicalVolume(solidCSY1, //its solid
513 |   |   Tungsten, //its material
514 |   |   "logicCSY1"); //its name
515
516 G4VPhysicalVolume* physCSY1 =
517 |   new G4PVPlacement(0, //no rotation
518 |   |   pos8, //at position
519 |   |   logicCSY1, //its logical volume
520 |   |   "physCSY1", //its name
521 |   |   expHall_log, //its mother volume
522 |   |   false, //no boolean operation
523 |   |   0, //copy number
524 |   |   checkOverlaps); //overlaps checking
525
526 G4VisAttributes* CSY1_color = new G4VisAttributes(G4Colour(0,1,1));
527 CSY1_color->SetForceSolid(true);
528 logicCSY1->SetVisAttributes(CSY1_color);
529
530
531
532 // Colimador secundario Y2
533
534 G4ThreeVector pos9 = G4ThreeVector(0, 10*cm, -19*cm);
535
536 G4Box* solidCSY2 =
537 |   new G4Box("solidCSY2",
538 |   |   5*cm, 6*cm, 4*cm); //its size
539
540 G4LogicalVolume* logicCSY2 =
541 |   new G4LogicalVolume(solidCSY2, //its solid
542 |   |   Tungsten, //its material
543 |   |   "logicCSY2"); //its name
544
545 G4VPhysicalVolume* physCSY2 =
546 |   new G4PVPlacement(0, //no rotation
547 |   |   pos9, //at position
548 |   |   logicCSY2, //its logical volume
549 |   |   "physCSY2", //its name
550 |   |   expHall_log, //its mother volume
551 |   |   false, //no boolean operation
552 |   |   0, //copy number
553 |   |   checkOverlaps); //overlaps checking
554
555 G4VisAttributes* CSY2_color = new G4VisAttributes(G4Colour(0,1,1));
556 CSY2_color->SetForceSolid(true);
557 logicCSY2->SetVisAttributes(CSY2_color);
558
559
560
561
```

A.8. Colimador Multi Lamina (MLC)

A continuación, se muestra el código empleado para crear la geometría del Colimador Multi Lamina.

```
563 // 597 // MLC2
564 // MULTI LAMINAS (Multileaf Collimator)(MLC)(material=Fe) (dividido en dos bloques)..... 598
565 // 599
566 // MLC1 600
567 601 G4ThreeVector pos11 = G4ThreeVector(10*cm, 0, -14*cm);
568 602
569 G4ThreeVector pos10 = G4ThreeVector(-10*cm, 0, -14*cm); 603
570 604
571 G4Box* solidMLC1 = 605 G4Box* solidMLC2 =
572 | new G4Box("solidMLC1", 606 | new G4Box("solidMLC2",
573 | 5*cm, 6*cm, 1*cm); //its size 607 | 5*cm, 6*cm, 1*cm); //its size
574 608
575 G4LogicalVolume* logicMLC1 = 609 G4LogicalVolume* logicMLC2 =
576 | new G4LogicalVolume(solidMLC1, //its solid 610 | new G4LogicalVolume(solidMLC2, //its solid
577 | Iron, //its material 611 | Iron, //its material
578 | "logicMLC1"); //its name 612 | "logicMLC2"); //its name
579 613
580 G4VPhysicalVolume* physMLC1 = 614 G4VPhysicalVolume* physMLC2 =
581 | new G4PVPlacement(0, //no rotation 615 | new G4PVPlacement(0, //no rotation
582 | pos10, //at position 616 | pos11, //at position
583 | logicMLC1, //its logical volume 617 | logicMLC2, //its logical volume
584 | "physMLC1", //its name 618 | "physMLC2", //its name
585 | expHall_log, //its mother volume 619 | expHall_log, //its mother volume
586 | false, //no boolean operation 620 | false, //no boolean operation
587 | 0, //copy number 621 | 0, //copy number
588 | checkOverlaps); //overlaps checking 622 | checkOverlaps); //overlaps checking
589 623
590 624
591 G4VisAttributes* MLC1_color = new G4VisAttributes(G4Colour(0.5,0.5,0.5)); 625
592 MLC1_color->SetForceSolid(true); 626
593 logicMLC1->SetVisAttributes(MLC1_color); 627
594 628
```

A.9. Fantoma

A continuación, se muestra el código empleado para crear la geometría del Fantoma.

```
626 //
627 // Fantoma
628 //
629 // "G4_BONE_COMPACT_ICRU" material antes usado
630
631
632 G4Material* fantoma_mat = nist->FindOrBuildMaterial("G4_WATER");
633 G4ThreeVector pos12 = G4ThreeVector(0*cm, 0*cm, 65*cm);
634
635
636 G4Box* solidFantoma =
637 | new G4Box("solidFantoma",
638 | 15*cm, 15*cm, 15*cm); //its size
639
640 G4LogicalVolume* logicFantoma =
641 | new G4LogicalVolume(solidFantoma, //its solid
642 | fantoma_mat, //its material
643 | "logicFantoma"); //its name
644
645 G4VPhysicalVolume* physFantoma =
646 | new G4PVPlacement(0, //no rotation
647 | pos12, //at position
648 | logicFantoma, //its logical volume
649 | "physFantoma", //its name
650 | expHall_log, //its mother volume
651 | false, //no boolean operation
652 | 0, //copy number
653 | checkOverlaps); //overlaps checking
654
655
656
657 //
```

REFERENCIAS

- [1]. ¿Qué es la radioterapia? OIEA. <https://www.iaea.org/es/newscenter/news/que-es-la-radioterapia>.
- [2]. Joiner, M. C. and van der Kogel, A. Basic Clinical Radiobiology. Hodder Arnold, London, 2009.
- [3]. E.B. Podgorsak. Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students. IAEA, Vienna, 2005.
- [4]. Mayles, P., Nahum, A. and Rosenwald, J.C. Handbook of Radiotherapy Physics Theory and Practice. CRC Press, Boca Raton, 2007.
- [5]. Khan FM, Gibbons JP. Khan's The Physics of Radiation Therapy. Wolters Kluwer Health, 2014.
- [6]. Hernández Vitoria et al, Fundamentos de física médica, volumen 3: Radioterapia externa I., ADI servicios editoriales, SEFM, 2011.
- [7]. Maulin, M., Allineï, P., Eck, D. J., Estre, N., Payan, E., Tisseur, D., & Kessedjian, G. (2021b). Characterization of the X-ray spectrum of a linear accelerator. *EPI Web Of Conferences*, 253, 04002. <https://doi.org/10.1051/epjconf/202125304002>.
- [8]. Amalia Williard Torres. Experimento histórico descubrimiento del neutrón. 100cias@uned Facultad de Ciencias, Dpto. Física de los Materiales, 2009.
- [9]. C. Sánchez del Río, M Aránzazu Vigon, F. Verdaguer, E. Rodríguez Mayquez, J. Montes. Física del Neutrón. Junta de energía nuclear. Madrid 1958.
- [10]. Colaboradores de Wikipedia. Neutrón libre. Wikipedia, La Enciclopedia Libre. https://es.wikipedia.org/wiki/Neutr%C3%B3n_libre. Published November 25, 2020.
- [11]. G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, New York 1978.
- [12]. Krane, Kenneth S. Introductory Nuclear Physics. John Wiley & Sons.
- [13]. Turner, James E. Atoms, Radiation, and Radiation Protection. John Wiley & Sons. 2008
- [14]. F. Attix. Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. Editorial Wiley- VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. Weinheim, Alemania 2004.
- [15]. Tavernier, S. Experimental techniques in nuclear and particle physics, Springer Science & Business Media, 2010.
- [16]. Hirayama, H. Lecture note on photon interactions and cross sections. *KEK, High Energy Accelerator Research Organization Ibaraki, Japan*, 2000.
- [17]. Naseri A, Mesbahi A. A review on photoneutrons characteristics in radiation therapy with high-energy photon beams. *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy*. 2010;15(5):138-144. doi: 10.1016/j.rpor.2010.08.003
- [18]. NCRP (National Council on Radiation Protection and Measurements). Neutron Contamination From Medical Electron Accelerators. Report No. 79. 1984.
- [19]. P. H. McGinley *et al.*, "Dose levels due to neutrons in the vicinity of highenergy medical accelerators," *Med. Phys.* (1976).
- [20]. R. M. Wilenzick *et al.*, "Measurement of fast neutron produced by high energy X-ray beams of medical electron accelerators," *Phys. Med. Biol.* (1973).
- [21]. E. J. Axton and A. G. Bardell, "Neutron production from electron accelerators used for medical purpose," *Phys. Med. Biol.* (1972).
- [22]. Lancher, A. M., Bonet Duran, S.M. Y Lerner, A. M. Dosis Ocupacional Debida A Neutrones En Aceleradores Lineales De Uso Médico. Autoridad Regulatoria Nuclear Argentina.
- [23]. P. Rinard, Neutron interactions with matter. tech. rep., Los Alamos, 2009.

- [24]. V. Koerting C. Queral. *Energía Nuclear y Ciclo de Combustión. Tema 2: Fisión: Moderación y difusión de neutrones. 3er Curso. 1er Cuatrimestre. España 2012.*
- [25]. Elin Brunckhorst. *Experimental Investigations Of The Neutron Contamination In High-Energy Photon Fields At Medical Linear Accelerators.* Des Department Physik, Der Universit At Hamburg, Hamburg, 2009.
- [26]. James E. Martin. *Physics for Radiation Protection.* Editorial Wiley-VCH. Segunda Edición. Alemania 2006.
- [27]. Banaee N, Goodarzi K, Nedaie HA. *Neutron contamination in radiotherapy processes: a review study. Journal of Radiation Research.* August 2021. doi:10.1093/jrr/rrab076
- [28]. IAEA. *Handbook on photonuclear data for applications. Cross-sections and spectra.* International Atomic Energy Agency. Safety Report Series No. 97 (2000).
- [29]. Facure A, Falcão RC, Silva AX, Crispim VR, Vitorelli JC. A study of neutron spectra from medical linear accelerators. *Applied Radiation and Isotopes.* 2005;62(1):69-72. doi: 10.1016/j.apradiso.2004.05.072
- [30]. Tosi G, Torresin A, Agosteo S, Foglio Para A, Sangiust V, Zeni L, Silari M. Neutron measurements around medical electron accelerators by active and passive detection techniques. *Med Phys.* 1991 Jan-Feb;18(1):54-60. doi: 10.1118/1.596751. PMID: 2008172.
- [31]. As-Habi M, Khabaz R, Khoshbin-Khoshnazar A. Evaluation of neutron spectra and different fluences inside a radiotherapy room with a modified simple geometry of LINAC head. *Physica Scripta.* 2022;97(10):105304. doi:10.1088/1402-4896/ac8ef2
- [32]. Hector Rene Vega-Carrillo, Berenice Hernandez-Almaraz, Victor Martin Hernandez-Davila, & Arturo Ortiz-Hernandez (2010). Neutron spectrum and doses in a 18 MV LINAC. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 283(1), 261-265.
- [33]. R. C. McCall, T. M. Jenkins and R. A. Shore, "Transport of Accelerator Produced Neutrons in a Concrete Room," in *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 26, no. 1, pp. 1593-1602, Feb. 1979, doi: 10.1109/TNS.1979.4330446.
- [34]. Karimi AH, Brkić H, Shahbazi-Gahrouei D, Haghighi SB, Jabbari I. Essential considerations for accurate evaluation of photoneutron contamination in Radiotherapy. *Appl Radiat Isot.* 2019 Mar; 145:24-31. doi: 10.1016/j.apradiso.2018.12.007. Epub 2018 Dec 5. PMID: 30572262.
- [35]. Hashemi SM, Hashemi B, Raisali G, Sharafi A. A study of the photoneutron dose equivalent resulting from a Saturne 20 medical linac using Monte Carlo method. *ResearchGate.* January 2007.
- [36]. Alem-Bezoubiri A, Bezoubiri F, Badreddine A, Mazrou H, Lounis-Mokrani Z. Monte Carlo estimation of photoneutrons spectra and dose equivalent around an 18MV medical linear accelerator. *Radiation Physics and Chemistry.* 2014; 97:381-392. doi: 10.1016/j.radphyschem.2013.07.013
- [37]. Borja-Hernández CG, Guzmán-García KA, Valero-Luna C, et al. Neutron absorbed dose in a pacemaker CMOS. 2012.
- [38]. Josef Uher. 3D neutron detectors, Doctoral thesis. Institute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Czech Republic 2007.
- [39]. László Sajó, Eduardo Greaves y József Pálfalvi. "Boron Studies in Interdisciplinary Fields Employing Nuclear Track Detectors (NTDs)". En: *Radioisotopes - Applications in Bio-Medical Science*, editado por Nirmal Singh, ISBN: 978-953-307-748-2, InTech.
- [40]. ICRU. International Commission on Radiation Units and Measurements. Quantities and units in radiation protection dosimetry. *Report 51.* (1993).
- [41]. ICRU. International Commission on Radiation Units and Measurements. Fundamental quantities and units for ionizing radiation. *Report 60.* (1998).

- [42]. ICRP. International Commission on Radiation Units and Measurements. Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. *Report 74*. (1997).
- [43]. ICRP. International Commission on Radiation Units and Measurements. The 2007 recommendations of the International Commission on radiological protection. Publication 103. (2007).
- [44]. Damián Guirado et al. *Radiobiología Clínica*. Grupo de trabajo sobre radiobiología clínica. SEFM, 2003.
- [45]. Jerrold T. Bushberg, J. Anthony Seibert, Edwin M. Leidholdt, John M. Boone. *The essential physics of medical imaging*. Lippincott Williams & Wilkins. (2012).
- [46]. E. Hall, D. Phill. Radiobiology for the Radiologist. Editorial J. B. Lippincott Company. USA
- [47]. NNDC. National nuclear data center. Evaluated Nuclear Data File (ENDF). (2013).
- [48]. Difilippo F, Papiez L, Moskvina V, Peplow D, DesRosiers C, Johnson J, Timmerman R, Randall M, Lillie R. Contamination dose from photoneutron processes in bodily tissues during therapeutic radiation delivery. *Med Phys*. 2003 oct;30(10):2849-54. doi: 10.1118/1.1612947. PMID: 14596320.
- [49]. Allen PD, Chaudhri MA. The dose contribution due to photonuclear reactions during radiotherapy. *Med Phys*. 1982 nov-Dec;9(6):904-6. doi: 10.1118/1.595229. PMID: 6819435.
- [50]. CNSNS. Comisión Nacional de Seguridad Nuclear y Salvaguardias. Licencia de operación para instalaciones radiactivas Tipo B. México. Disponible en: <http://www.gob.mx/cms/uploads/attachment/file/132895/LicenciadeoperacionparainstalacionesradiactivastipoB.pdf>.
- [51]. Brooks, S. et al. *Handbook of Markov Chain Monte Carlo*, CRC press. (2011).
- [52]. Rogers DW. Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics. *Phys Med Biol*. 2006 Jul 7;51(13): R287-301. doi: 10.1088/0031-9155/51/13/R17. Epub 2006 Jun 20. PMID: 16790908.
- [53]. Chetty, I.J. et al. AAPM Task Group Report No. 105; Issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning. *Med. Phys*, 34. (2007)
- [54]. Bielajew, A.F. & Rogers, D.W.O., 1988. Variance-reduction techniques. In *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*. Springer, pp. 407–419.
- [55]. Agostinelli S. et al. GEANT4 a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. vol. 506(3). (2003).
- [56]. Khosravi M, Shahbazi-Gahrouei D, Jabbari K, et al. *Photoneutron contamination from an 18 MV Saturne medical linear accelerator in the treatment room*. *Radiation Protection Dosimetry*. 2013;156(3):356-363. doi:10.1093/rpd/nct078
- [57]. Alghamdi AA. *MCNPX estimation of photoneutron dose to eye voxel anthropomorphic phantom from 18 MV linear accelerator*. Dose-response. 2023. doi:10.1177/15593258231169807
- [58]. Chernyaev A, Belikhin M, Lykova E, Shcherbakov A. GEANT4 Simulation of Photoneutron Spectrum from Medical Linear Accelerator. *Quantum Beam Science*. 2023; 7(3):27. <https://doi.org/10.3390/qubs7030027>.
- [59]. McGinley PH, Landry JC. Neutron contamination of X-ray beams produced by the Varian Clinac 1800. *Phys Med Biol*. 1989; 34:777–83.
- [60]. Followill DS, Stovall MS, Kry SF, Ibbott GS. Neutron Source strength measurements for Varian, Siemens, Elekta, and General Electric linear accelerators. *J Appl Clin Med Phys*. 2003; 4:189–94.

- [61]. Dowlatabadi H, Mowlavi AA, Ghorbani M, Mohammadi S, Knaup C. Study of Photoneutron Production for the 18 MV Photon Beam of the Siemens Medical linac by Monte Carlo Simulation. *Journal of Biomedical Physics and Engineering*. September 2019. doi:10.31661/jbpe.v0i0.939.
- [62]. Mao XS, Kase KR, Liu JC, Nelson WR, Kleck JH, Johnsen S. Neutron sources in the Varian Clinac 2100C/2300C medical accelerator calculated by the EGS4 code. *Health Phys* 1997; 72:524–9.
- [63]. Amgarou K, Lacoste V, Martin A. Experimental characterization of the neutron spectra generated by a high-energy clinical LINAC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section a, Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment/Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a, Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2011;629(1):329-336. doi: 10.1016/j.nima.2010.11.101.
- [64]. B JJR, Barrutia I. Dosis equivalente ambiental H*(10) por neutrones producidos en un Varian Clinac 2300 mediante detectores tipo CR-39. *Revista Mexicana De Física/Revista Mexicana De Física*. 2022;68(2 Mar-Apr). doi:10.31349/revmexfis.68.021101.
- [65]. Karimi AH, Brkić H, Shahbazi-Gahrouei D, Haghighi SB, Jabbari I. Essential considerations for accurate evaluation of photoneutron contamination in Radiotherapy. *Applied Radiation and Isotopes*. 2019; 145:24-31. doi: 10.1016/j.apradiso.2018.12.007
- [66]. Howell RM, Kry SF, Burgett E, Followill D, Hertel NE. Effects of tertiary MLC configuration on secondary neutron spectra from 18 MV x-ray beams for the Varian 21EX linear accelerator. *Medical Physics on CD-ROM/Medical Physics*. 2009;36(9Part1):4039-4046. doi:10.1118/1.3159301
- [67]. Pena J, Franco L, Gómez F, Iglesias A, Pardo J, Pombar M. Monte Carlo study of Siemens PRIMUS photoneutron production. *Phys Med Biol*. 2005 Dec 21;50(24):5921-33. doi: 10.1088/0031-9155/50/24/011. Epub 2005 Dec 6. PMID: 16333164.
- [68]. Howell RM, Kry SF, Burgett E, Followill D, Hertel NE. Effects of tertiary MLC configuration on secondary neutron spectra from 18 MV x-ray beams for the Varian 21EX linear accelerator. *Medical Physics on CD-ROM/Medical Physics*. 2009;36(9Part1):4039-4046. doi:10.1118/1.3159301
- [69]. Kase, K.R.; Mao, X.S.; Nelson, W.R.; Liu, J.C.; Kleck, J.H.; Elsalim, M. Neutron Fluence and Energy Spectra around the Varian Clinac 2100C/2300C Medical Accelerator. *Health Phys*. 1998, 74, 38–47.
- [70]. Talebi, A.S.; Jadidi, M.; Hejazi, P. A Monte Carlo study on Photoneutron Spectrum around Elekta SL75/25 18 MV linear accelerator. *Int. J. Adv. Biol. Biomed. Res*. 2016, 4, 48–57.
- [71]. Mohammadi N, Miri-Hakimabad SH, Rafat-Motavalli L. A Monte Carlo Study for Photoneutron Dose Estimations around the High-Energy Linacs. *J Biomed Phys Eng*. 2014 Dec 15;4(4):127-40. PMID: 25599059; PMCID: PMC4289520.
- [72]. Israngkul-Na-Ayuthaya I, Suriyapee S, Pengvanich P. Evaluation of equivalent dose from neutrons and activation products from a 15-MV X-ray LINAC. *J Radiat Res*. 2015 nov; 56(6):919-26. doi: 10.1093/jrr/rrv045. Epub 2015 Aug 11. PMID: 26265661; PMCID: PMC4628218.
- [73]. Huang, W., Li, Q., & Lin, Y. Calculation of photoneutrons produced in the targets of electron linear accelerators for radiography and radiotherapy applications. 339–347. (2005). <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.12.117>.