



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ZACATECAS
"FRANCISCO GARCÍA SALINAS"
UNIDAD ACADÉMICA DE ESTUDIOS NUCLEARES



**ELECTRONEUTRONES EN LOS LINACS DE USO MÉDICO Y SU
IMPACTO EN LA INDUCCIÓN DE CÁNCER EN EL PACIENTE**

T E S I S

Que para obtener el grado de

DOCTOR EN CIENCIAS BÁSICAS

(Orientación en Estudios Nucleares)

PRESENTA

M. en C. Tzinnia Gabriela Soto Bernal

DIRECTOR DE TESIS

Dr. Héctor René Vega Carrillo

Zacatecas, México

Agosto de 2019

Agradecimientos

Agradezco a la Universidad Autónoma de Zacatecas, en especial a la Unidad Académica de Estudios Nucleares, institución donde realicé mis estudios. También agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el soporte económico a través de su Programa Nacional de Posgrados de Calidad (PNPC), en particular al programa de Doctorado en Ciencias Básicas con número PNPC 3911, mediante la beca nacional número 291025, y al Consejo Zacatecano de Ciencia y Tecnología (COZCyT) por los apoyos recibidos para la asistencia a congresos nacionales e internacionales y finalmente a los Servicios Oncológicos de Aguascalientes por permitir el uso gratuito de su LINAC para la culminación de este trabajo.

Resumen

Cuando un LINAC para radioterapia opera con voltajes de aceleración superiores a los 8 MV se producen neutrones, como radiación secundaria, que depositan una dosis no despreciable e indeseable en el paciente que se somete a tratamiento. Dependiendo del tipo de tumor y su localización en el cuerpo, el tratamiento puede ser empleando haces de fotones o de electrones. Durante el tratamiento de cáncer con un LINAC los neutrones se producen en reacciones $(e, e'n)$ y (γ, n) . En las reacciones con electrones $(e, e'n)$ el haz de electrones es dispersado cuasi-elásticamente y se producen neutrones por reacción directa con la laminilla dispersora o knock on (electro-neutrón), o pueden producirse fotones que al interactuar con el núcleo atómico producen un neutrón. En las reacciones con el filtro aplanador, los electrones, producen fotones y éstos generan fotoneutrones. Debido a que la sección eficaz para la producción de neutrones mediante la reacción (γ, n) es dos órdenes de magnitud mayor que la sección eficaz para producir electro-neutrones, todos los estudios sobre los efectos de esta radiación secundaria se han enfocado a los fotoneutrones. Este trabajo se enfocará en el estudio de los neutrones producidos cuando un LINAC opera con un haz de electrones, para determinar la probabilidad de cáncer que tienen estos electroneutrones en los pacientes, así como su mortalidad. Para dicho fin se realizarán mediciones con el BSS y simulaciones con el método Monte Carlo dentro de búnker de Servicios Oncológicos de Aguascalientes.

Palabras clave: Electroneutrones, LINAC, Cáncer, Monte Carlo, Espectro.

Abstract

When a LINAC for radiotherapy works above 8 MV neutrons are produced as secondary radiation delivering an undesirable dose to the patient. With a LINAC the lesion can be treated with photons or with electrons regarding the type of tumor and its location into the body. During treatment neutrons are produced in $(e, e'n)$ and (γ, n) reactions. In $(e, e, e'n)$ reactions the electron beam is scattered in quasi-elastic interactions with the scattering foil producing knock on neutrons (electro-neutron) and virtual photons that will collide with the atomic nuclei producing also neutrons. When the treatment is with photons, the electron beam collides with the LINAC target and bremsstrahlung photons are produced, these photons will induce photoneutrons. Due to the cross section for (γ, n) reactions are two orders of magnitude larger than $(e, e'n)$ reactions all studies related with the effects of neutrons, as secondary radiation, have been addressed to induced photoneutrons. This study will be focused to neutrons produced when electrons that are used in the cancer treatment in order to estimate the probability of cancer induction and probability of fatality due to the treatment. The goal will be accomplished using the Monte Carlo method to estimate the neutron spectra inside the bunker of Servicios Oncológicos de Aguascalientes, Monte Carlo calculations will be complemented with measurements using a Bonner Sphere Spectrometer.

Keywords: Electroneutrons, LINAC, Cancer, Monte Carlo, Spectrum.

ÍNDICE GENERAL

Agradecimientos.....	i
Resumen.....	ii
Abstract.....	iii
ÍNDICE GENERAL	iv
1. INTRODUCCIÓN	1
JUSTIFICACIÓN	4
PREGUNTA CIENTÍFICA.....	4
HIPÓTESIS.....	4
OBJETIVO GENERAL.....	5
2. REVISIÓN DE LA LITERATURA	6
2.1 MECANISMOS DE INTERACCIÓN DE ELECTRONES.....	6
2.2 MECANISMOS DE INTERACCIÓN Y DETECCIÓN DE NEUTRONES.....	7
2.3 MÉTODOS DE SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DE TRANSPORTE PARA NEUTRONES	10
2.4 MÉTODO MONTE CARLO	11
2.5 LINACs	14
2.6 CARACTERIZACIÓN DE NEUTRONES EN LINACs.....	20
3. METODOLOGÍA	22
3.1 CÁLCULOS.....	22
3.1.1 ETAPA 1	22
3.1.2 ETAPA 2	24
3.1.3 ETAPA 3	25
3.2 MEDICIONES.....	27
4. RESULTADOS	29
4.1 CÁLCULOS MONTE CARLO	29
4.1.1 ETAPA 1	29
4.1.2 ETAPA 2	53
4.1.3 ETAPA 3	74
4.2 RESULTADOS EXPERIMENTALES	78
5. DISCUSIÓN	81
5.1 CÁLCULOS MONTE CARLO	81

5.1.1 ETAPA 1	81
5.1.2 ETAPA 2	83
5.1.3 ETAPA 3	85
5.2 RESULTADOS EXPERIMENTALES	85
CONCLUSIONES	86
REFERENCIAS	88
CURRÍCULUM VITAE ÚNICO	95

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1.- Detección de neutrones con el BSS	10
Figura 2.2.- Esquema de LINAC de uso médico	15
Figura 2.3.- Esquema de dispositivo acelerador de electrones.....	16
Figura 2.4.- Deflexión del haz de electrones con imanes	17
Figura 2.5.- Subsistema para tratamiento con rayos-x.....	18
Figura 2.6.- Subsistema para tratamiento con electrones	19
Figura 2.7.- Colimador de hojas múltiples	19
Figura 2.8.- Sistema de un LINAC	20
Figura 3.1.- Modelo de simulación	23
Figura 3.2.- Modelo del cabezal.....	24
Figura 3.3.- Simulación sala de radioterapia de Servicios Oncológicos de Aguascalientes.....	26
Figura 4.1.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 8 MeV	29
Figura 4.2.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 10 MeV	30
Figura 4.3.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 12 MeV	30
Figura 4.4.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 15 MeV	31
Figura 4.5.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 18 MeV	31
Figura 4.6.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 10 MeV	33
Figura 4.7.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 12 MeV	33
Figura 4.8.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 15 MeV	34
Figura 4.9.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 18 MeV	34
Figura 4.10.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 10 MeV	35
Figura 4.11.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 12 MeV	35
Figura 4.12.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 15 MeV	36
Figura 4.13.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 18 MeV	36
Figura 4.14.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 10 MeV	37
Figura 4.15.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 12 MeV	37

Figura 4.16.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 15 MeV	38
Figura 4.17.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 18 MeV	38
Figura 4.18.- Malla de fluencia de electrones para haz de 8 MeV	41
Figura 4.19.- Malla de fluencia de electrones para haz de 10 MeV	42
Figura 4.20.- Malla de fluencia de electrones para haz de 12 MeV	43
Figura 4.21.- Malla de fluencia de electrones para haz de 15 MeV	44
Figura 4.22.- Malla de fluencia de electrones para haz de 18 MeV	45
Figura 4.23.- Malla de fluencia de fotones para haz de 8 MeV	46
Figura 4.24.- Malla de fluencia de fotones para haz de 10 MeV	47
Figura 4.25.- Malla de fluencia de fotones para haz de 12 MeV	48
Figura 4.26.- Malla de fluencia de fotones para haz de 15 MeV	49
Figura 4.27.- Malla de fluencia de fotones para haz de 18 MeV	50
Figura 4.28.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 10 MeV	51
Figura 4.29.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 12 MeV	51
Figura 4.30.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 15 MeV	52
Figura 4.31.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 18 MeV	52
Figura 4.32.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 8 MeV	53
Figura 4.33.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 10 MeV	54
Figura 4.34.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 12 MeV	54
Figura 4.35.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 15 MeV	55
Figura 4.36.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 18 MeV	55
Figura 4.37.- Espectros de los fotones a 50 cm de la fuente	56
Figura 4.38.- Espectros de los fotones a 100 cm de la fuente	56
Figura 4.39.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 10 MeV	58
Figura 4.40.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 12 MeV	59
Figura 4.41.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 15 MeV	59
Figura 4.42.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 18 MeV	60
Figura 4.43.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 10 MeV	60
Figura 4.44.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 12 MeV	61
Figura 4.45.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 15 MeV	61

Figura 4.46.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 18 MeV	62
Figura 4.47.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 10 MeV	62
Figura 4.48.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 12 MeV	63
Figura 4.49.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 15 MeV	63
Figura 4.50.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 18 MeV	64
Figura 4.51.- Espectro de neutrones a 50 cm de la fuente	65
Figura 4.52.- Espectro de neutrones a 100 cm de la fuente	65
Figura 4.53.- Malla de fluencia de electrones para haz de 8 MeV	67
Figura 4.54.- Malla de fluencia de electrones para haz de 10 MeV	67
Figura 4.55.- Malla de fluencia de electrones para haz de 12 MeV	68
Figura 4.56.- Malla de fluencia de electrones para haz de 15 MeV	68
Figura 4.57.- Malla de fluencia de electrones para haz de 18 MeV	69
Figura 4.58.- Malla de fluencia de fotones para haz de 8 MeV	69
Figura 4.59.- Malla de fluencia de fotones para haz de 10 MeV	70
Figura 4.60.- Malla de fluencia de fotones para haz de 12 MeV	70
Figura 4.61.- Malla de fluencia de fotones para haz de 15 MeV	71
Figura 4.62.- Malla de fluencia de fotones para haz de 18 MeV	71
Figura 4.63.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 10 MeV	72
Figura 4.64.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 12 MeV	72
Figura 4.65.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 15 MeV	73
Figura 4.66.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 18 MeV	73
Figura 4.67.- Espectro de neutrones a 1 m del isocentro	75
Figura 4.68.- Fluencia de neutrones a 1m del isocentro	75
Figura 4.69.- Fluencia de neutrones en la sala de radioterapia	76
Figura 4.70.- H*(10) por historia a 100 cm del isocentro	77
Figura 4.71.- H*(10) por historia en la sala	77
Figura 4.72.- Espectro de neutrones, medido y calculado, a 100 cm del isocentro	79

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 2.1.- Clasificación de neutrones de acuerdo a su energía	8
Tabla 4.1.- Fluencia total de fotones en los detectores puntuales	32
Tabla 4.2.- Fluencia total de neutrones en los detectores puntuales.....	39
Tabla 4.3.- Fluencia total de neutrones en las celdas superior, inferior y blanco	40
Tabla 4.4.- Fluencia de fotones en los detectores puntuales, con el cabezal	57
Tabla 4.5.- Fluencia de neutrones, por historia, en los 6 detectores puntuales	66
Tabla 4.6.- H*(10) debida a los neutrones a 100 cm de la fuente.....	74
Tabla 4.7.- H*(10) por neutrones a 100 cm del isocentro	78
Tabla 4.8.- Riesgo de inducción de cáncer para diferentes energías	80

CAPÍTULO 1

1. INTRODUCCIÓN

El cáncer y las diferentes formas de tratarlo es uno de los problemas de salud más estudiados a nivel mundial [1], debido a que se ha convertido en una de las principales causas de muerte en el mundo. [2]. Gracias a estos estudios, han habido avances en el tratamiento del cáncer y detecciones tempranas del mismo, lo que ha aumentado la esperanza de vida de los pacientes con cáncer, la cual tenía un promedio de 5 años [3].

Para tratar el cáncer existen tres opciones: quimioterapia, cirugía y radioterapia. Hay dos tipos de radioterapia: la braquiterapia y la teleterapia, la braquiterapia también se conoce como radiación interna y consiste en depositar una fuente radiactiva dentro del cuerpo del paciente a través de una cavidad del mismo; mientras que la teleterapia o radiación externa es administrada por medio de un haz generado en un acelerador lineal de uso médico (LINAC por sus siglas en inglés) [4].

Debido a su efectividad, la radioterapia con electrones o fotones producidos en un LINAC, es el tratamiento más utilizado para combatir al cáncer. Aproximadamente el 60% de los pacientes con cáncer reciben radioterapia como parte de su tratamiento [5, 4, 1, 6, 7]. Considerando su capacidad de penetrar la materia y sus mecanismos de interacción con la misma, los electrones se usan cuando los tumores se localizan en la superficie del cuerpo o a poca profundidad. Cuando el tumor se ubica a mayor profundidad en el cuerpo (> 4 cm) se usan fotones. De acuerdo con Horst, Czarnecki y Zink [8] por la ubicación y el tipo de cáncer, la mayoría de los tratamientos son realizados con haces de electrones.

Sin embargo, no hay que pasar por alto el hecho de que los sobrevivientes al cáncer tratados con radioterapia tienen un riesgo muy alto de desarrollar un nuevo cáncer en órganos sanos vecinos al tumor o en el mismo órgano tratado, como consecuencia de la radiación recibida [9, 4, 1, 10, 2]. De hecho, los neoplasmas malignos secundarios y las enfermedades cardiovasculares son dos de los efectos secundarios más frecuentes y peligrosos ocasionados por la radioterapia [3].

Los LINACs pueden trabajar con bajas o altas energías (6, 8, 10, 12, 15, 18 y 23 MeV), las ventajas de trabajar con altas energías son que la piel recibe una dosis menor, la dosis llega a tumores más profundos y debido a que existe una mejor conformación del haz se recibe una menor dosis de radiación fuera del área donde se localiza el tumor. Sin embargo, a mayor energía la probabilidad de inducir neutrones aumenta y con esto se inducen reacciones como la activación dentro de la sala de tratamiento [11, 12].

Cuando un LINAC opera por arriba de los 8 MV, los electrones o los fotones tienen la energía suficiente para superar la energía de amarre de los neutrones (~ 7 MeV) en los núcleos de los materiales del cabezal, como el W y el Pb, y además su sección eficaz presenta una resonancia, conocida como Resonancia Dipolar Gigante, por lo cual generan foto-neutrones y electro-neutrones por medio de reacciones (γ, n) y ($e, e'n$) respectivamente, así como otras partículas cargadas como protones, alfas o deuterones [13, 6, 2]. Por las características de masa, carga y abundancia en su producción, los protones, deuterones y las partículas alfa son detenidos prácticamente en el punto donde se generaron y por lo tanto no representan un riesgo para el paciente. Por otro lado, los neutrones secundarios son relevantes ya que su producción es más dominante y debido a su ausencia de carga tienen un alcance mayor y su presencia es un tema importante en la protección radiológica de la instalación [11, 8].

De varios estudios se ha concluido que los neutrones secundarios producidos en el cabezal de los LINACs, son emitidos de manera isotrópica y son la principal fuente de dosis no deseada recibida por el paciente durante la sesión de radioterapia [6], esto debido a que los neutrones producidos llegan a las paredes, el piso y el techo del bunker, los cuales están hechos de concreto, y los neutrones en el concreto tienen colisiones elásticas con el hidrógeno perdiendo así su energía. Estos neutrones lentos pueden escapar del concreto y regresar al paciente, el cual no tiene ningún tipo de blindaje que lo proteja [4, 1, 14, 2, 15, 16].

Al mismo tiempo, el principal problema con los neutrones es su alta efectividad biológica relativa, ya que para la misma dosis absorbida por los neutrones de alrededor de 1 MeV (que es la moda de la energía del espectro de los neutrones producidos en las salas de radioterapia), puede ser 20 veces más dañina que la de los fotones de 1 MeV [17].

Conjuntamente, hay que considerar que conforme se incrementa la energía del haz del LINAC, también aumentan los neutrones producidos y con ello el riesgo de inducción de un nuevo cáncer [18].

Calcular las dosis que reciben los pacientes debido a los neutrones secundarios no es una tarea sencilla, ya que su efectividad biológica relativa depende de la energía de los mismos y por lo tanto es necesario determinar primero el espectro de energía de los neutrones. Además, debido a los campos mixtos de rayos gamma y neutrones, en las salas de radioterapia sólo se recomienda utilizar detectores pasivos, los cuales requieren un largo tiempo para la medición, análisis y evaluación de la información detectada. Debido a estas razones las dosis por neutrones secundarios usualmente no son consideradas durante el tratamiento con radioterapia de un paciente [17]. De esta manera, el mayor reto en la radioterapia es optimizar la dosis administrada en el área de interés, mientras se minimiza la dosis extra que reciben los órganos sanos vecinos al tumor [19, 20].

No obstante, para poder determinar el riesgo que pueden producir los neutrones secundarios, y optimizar las condiciones del tratamiento de radioterapia en contra del cáncer, es necesario, como ya se mencionó anteriormente, conocer el espectro de los mismos y así calcular la dosis recibida por los pacientes [4, 1, 10, 21]. Este espectro resultante depende fuertemente del diseño, de la energía de operación y de los componentes del cabezal del LINAC, así como del diseño y construcción particular de la sala de radioterapia [22].

Existen varias opciones para detectar neutrones y así poder obtener su espectro, pero en la radioterapia la técnica más utilizada es el sistema espectrométrico de esferas Bonner (BSS por sus siglas en inglés) [23, 14, 21], el cual será utilizado en el presente trabajo, ya que utilizando detectores pasivos se es capaz de detectar neutrones de un amplio rango de energías independientemente de la dirección de incidencia [22]. Para reducir el tiempo de medición se utilizará el modo planetario propuesto por Benites-Rengifo *et al.* [14].

Finalmente, para comparar estos resultados se realizarán las respectivas simulaciones utilizando el método Monte Carlo y más específicamente el código MCNP5. Este método se ha convertido en una técnica omnipresente en la física médica en desde hace 60 años. El

incremento de uso de este método es en parte debido al masivo incremento del poder de cómputo, su reducción de costo y a herramientas de software más poderosas [24, 7]. Además, el campo de aplicaciones es muy variado en la física médica, pero principalmente se enfocan en la simulación de transporte de radiación y en el cálculo de cantidades de protección radiológica, y podemos encontrar muchos casos donde se utiliza para problemas relacionados con la dosimetría de neutrones. Algunos ejemplos son mencionados por Martinez-Ovalle *et al.*, [25].

JUSTIFICACIÓN

Es importante señalar que la mayoría de los estudios se han enfocado en las reacciones (γ , n), debido a que las reacciones electronucleares (e , $e'n$) son consideradas de menor importancia porque las secciones eficaces son de dos órdenes de magnitud menores que las de las reacciones (γ , n) [5, 26, 22, 2, 27]. Sin embargo, no se puede pasar por alto que los electro-neutrones se producen y es necesario determinar en qué grado pueden afectar a un paciente que reciba radioterapia para generarle un nuevo cáncer, y a su vez el grado de mortalidad del mismo.

PREGUNTA CIENTÍFICA

¿Cuáles son las características del espectro de los electro-neutrones producidos en los LINACs de uso médico, cuál es la probabilidad de inducción de cáncer que tienen y qué mortalidad se asocia a la dosis recibida por éstos?

HIPÓTESIS

El espectro de los electro-neutrones se produce a través de la reacción con un fotón virtual y el espectro de neutrones dentro de la sala tiene 4 componentes: neutrones de reacción directa o *knock on*, neutrones de evaporación, neutrones epitérmicos y térmicos por lo tanto la dosis absorbida depositada por electro-neutrones en un tratamiento con radioterapia es aproximadamente 100 veces menor a la dosis por neutrones que recibe el paciente si se trata con fotones, no obstante esta dosis no es despreciable, ya que es probable que pueda inducir un nuevo cáncer y que éste puede ser fatal para el paciente que recibe el tratamiento.

OBJETIVO GENERAL

Determinar el espectro de los electro-neutrones producidos en el LINAC de uso médico, localizado en los Servicios Oncológicos de Aguascalientes, para determinar la dosis que recibe un paciente en tratamiento y a su vez calcular la probabilidad de la inducción de cáncer y su mortalidad.

OBJETIVOS PARTICULARES

1. Modelar el búnker de los Servicios Oncológicos de Aguascalientes.
2. Calcular, mediante métodos Monte Carlo, los espectros y las dosis de los electroneutrones generados en el LINAC del búnker modelado.
3. Medir los espectros de neutrones en el bunker.
4. Comparar los datos medidos con los calculados.
5. Con los datos obtenidos, determinar la probabilidad de la inducción de cáncer y su mortalidad, utilizando factores recomendados por ICRP [28].

CAPÍTULO 2

2. REVISIÓN DE LA LITERATURA

2.1 MECANISMOS DE INTERACCIÓN DE ELECTRONES

La absorción de los electrones en la materia es mucho más complicada que la de las partículas pesadas. Esto debido a que hay dos mecanismos que contribuyen en el proceso de pérdida de energía [29].

Una partícula cargada que se mueve a través de un material, interactúa principalmente por medio de Fuerzas Coulombianas, perdiendo energía de forma continua hasta finalmente detenerse. La probabilidad de que dicha partícula pase por el material sin interacción alguna es prácticamente cero [30].

Las partículas cargadas que pasan a través de un material pierden energía por cualquiera de las siguientes formas [29, 30]:

- Interacciones Coulombianas con los electrones y el núcleo del átomo del material: Dado que el electrón en un átomo está en un estado cuantizado, el resultado de una partícula que pasa cerca puede ser ionización o excitación. La ionización ocurre cuando el electrón obtiene la suficiente energía para dejar el átomo y convertirse en una partícula libre con energía cinética. La excitación ocurre cuando el electrón adquiere la suficiente energía para moverse a una órbita libre de mayor energía. Al regresar a su estado de energía, emite energía en forma de rayos-x.
- Bremsstrahlung: Cuando una partícula cargada libre, acelera o desacelera, pierde parte de su energía cinética emitiendo radiación electromagnética (llamada radiación de frenado), la cual no es mono-energética, si no que consiste de fotones con energías que van desde cero hasta la energía cinética de la partícula. La aceleración o desaceleración se da cuando la partícula pasa cerca de un núcleo atómico y ésta es desviada. Este tipo de radiación es característica de los aceleradores de electrones.

A bajas energías la pérdida de energía debido a ionización es más importante que la debida a la radiación [29].

Cuando una partícula cargada se mueve a través de un material, ésta ejerce fuerzas Coulombianas en muchos átomos simultáneamente. Cada interacción tiene su pérdida de energía pero es imposible calcularlas de manera individual, en su lugar, se calcula una pérdida promedio de energía por unidad de distancia viajada (poder de frenado). Debido a su masa pequeña, los electrones pueden perder una gran fracción de su energía cinética en una colisión, ser desviados fácilmente a grandes ángulos; y como resultado de esto, su trayectoria es en zig-zag [30]. Por esta razón, la cantidad de material que puede frenar a un electrón varía, y en consecuencia, electrones de misma energía no son detenidos por la misma cantidad de cierto material [29].

El fenómeno llamado retro-dispersión se hace presente por el hecho de que los electrones pueden tener ángulos de deflexión grandes. Un electrón que entra en la superficie de un material, puede tener un ángulo de dispersión tan grande que re-emerge de la superficie a la cual entró. Estos electrones retro-dispersados no depositan toda su energía en el material absorbente. La retro-dispersión se presenta más con electrones de baja energía de incidencia y materiales absorbentes con número atómico alto [31].

2.2 MECANISMOS DE INTERACCIÓN Y DETECCIÓN DE NEUTRONES

El neutrón es una partícula eléctricamente neutra, que mantiene unido al núcleo atómico por medio de la fuerza nuclear. El neutrón es estable cuando se encuentra dentro del núcleo atómico y se vuelve inestable, cuando está fuera de éste, decayendo siempre en un protón (p), un negatrón (β^-) y un antineutrino ($\bar{\nu}_e$), con una vida media de 885.6 segundos [32].

Tanto los métodos de detección y producción de los neutrones, como la interacción de los mismos con la materia, dependen fuertemente de su energía [33, 31, 32]. En la Tabla 2.1 se muestra la clasificación de los neutrones de acuerdo a su energía.

Tabla 2.1.- Clasificación de neutrones de acuerdo a su energía

Tipo de neutrones	Energía
Fríos	<0.01 eV
Lentos	0.01-1000 eV
Térmicos	~0.025 eV
De energía intermedia	~1-500 keV
Rápidos	~0.5-10 MeV
De alta o muy alta energía (relativistas)	>10 MeV

Al no poseer carga, los neutrones no tienen que cruzar alguna barrera coulombiana y llegan directamente al núcleo sin ninguna dificultad, además pueden atravesar varios centímetros dentro de la materia sin tener algún tipo de interacción [34].

Todos los neutrones, al momento de su nacimiento, son rápidos. Generalmente, los neutrones rápidos pierden energía por medio de colisiones elásticas con los átomos del ambiente, llegando a energías térmicas, lo cual hace posible que sean capturados por un núcleo. De manera general, las interacciones de los neutrones con la materia se pueden dividir en reacciones de absorción (captura neutrónica, emisión de partículas y fisión) y reacciones de dispersión [33, 30, 31, 32].

- **Captura neutrónica (n, γ):** en este proceso el neutrón es capturado y un rayo γ es emitido. En la mayoría de los casos, el núcleo resultante es radioactivo y puede emitir β^- , β^+ , γ , o una combinación de ellos.
- **Emisión de partículas:** las reacciones de tipo (n, p) y (n, α) ocurren con mayor frecuencia en núcleos ligeros. El núcleo resultante puede ser o no radiactivo. Para neutrones relativistas, la reacción más común es (n, 2n), incluso en algunos casos pueden ser emitidos más de dos neutrones y el núcleo resultante, es usualmente radioactivo.

- **Fisión:** ocurre cuando un neutrón es capturado por un núcleo pesado y este se divide en 2 fragmentos.
- **Dispersión:** puede ser elástica o inelástica. En las dispersiones elásticas la suma de las energías cinéticas del neutrón y del núcleo, es la misma antes y después de la colisión. En el caso de las dispersiones inelásticas, una parte de la energía cinética del neutrón incidente, es utilizada para excitar al núcleo blanco, el cual decae emitiendo un rayo γ . Para neutrones de energías desde ~ 0.1 hasta 10 MeV predominan las dispersiones elásticas y dado que se requiere de una mayor energía para excitar a un núcleo, las dispersiones inelásticas predominan para neutrones de energías mayores a los 10 MeV. Tanto en las colisiones elásticas como en las inelásticas, el efecto neto es que el neutrón pierde energía.

Dado que los neutrones no ionizan directamente a los átomos, estos son detectados “indirectamente” cuando interaccionan con un núcleo, produciendo una partícula cargada o un fotón que es registrado con la ayuda de un detector apropiado [30, 31, 35, 32].

Una manera de detectar neutrones es con el Espectrómetro de Esferas Bonner (BSS), creado por Bramblett, Ewing y Bonner [36], el cual está compuesto por un detector de neutrones térmicos y un conjunto de esferas de polietileno de alta densidad, cuyos diámetros son de 0 (detector desnudo), 2, 3, 5, 8, 10 y 12 pulgadas de diámetro. En el diseño original el BSS cuenta con un centellador cilíndrico de 0.4 cm de diámetro por 0.4 cm de alto de ${}^6\text{Li}(\text{Eu})$ (Ioduro de Litio dopado con Europio), sin embargo, se han usado otros detectores de neutrones térmicos como los detectores proporcionales gaseosos de BF_3 (Trifloruro de Boro) o ${}^3\text{He}$ (Helio). Dependiendo del material utilizado, los neutrones son detectados a través de alguna de las siguientes reacciones nucleares exoenergéticas: ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ ó ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ [37, 38].

Como se muestra en la **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**, el polietileno sirve como material moderador (debido a su alto contenido de hidrógeno) que propicia que los neutrones de alta energía pierdan energía y que incluso se termalicen. Al usar esferas con diferentes diámetros el proceso de moderación y termalización se propicia para neutrones de

diferente energía. En este proceso de interacción algunos neutrones serán dispersados fuera del medio moderador y otros serán absorbidos. En el centro de la esfera está el detector de neutrones que en su mayoría detecta neutrones térmicos que se traduce en una tasa de conteo [36, 37].

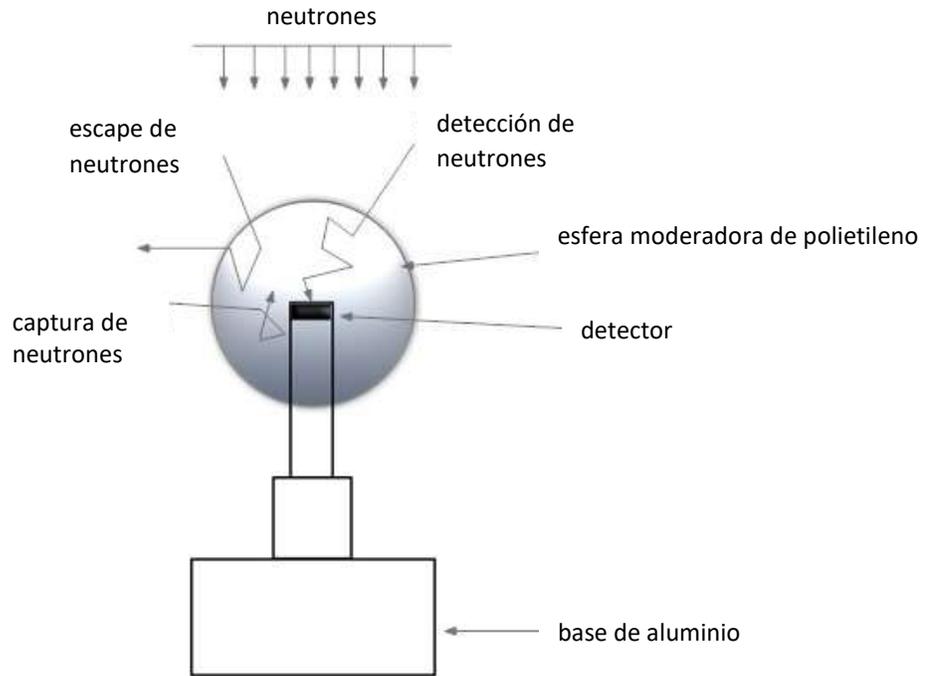


Figura 2.1.- Detección de neutrones con el BSS

La configuración de las esferas de diferente diámetro en conjunto con el detector (colocado en el centro de las mismas), permite obtener las tasas de conteo correspondientes a los neutrones de diferentes energías que van desde los térmicos hasta 20 MeV [39, 40].

2.3 MÉTODOS DE SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DE TRANSPORTE PARA NEUTRONES

La ecuación de transporte nos permite conocer el flujo de radiación $\Phi(r,\Omega,E,t)$. Esta ecuación depende de 8 variables: 3 de posición, 3 de dirección, energía y tiempo. Haciendo un balance, de las partículas que entran y salen de un diferencial de volumen, se obtiene la ecuación de transporte de Boltzmann [41, 42], la cual puede ser presentada en forma integral o diferencial

[43]. Cada forma de la ecuación ha sido objeto de varios estudios de matemáticos, científicos computacionales y físicos ya que no tiene solución analítica, pero existen varios métodos numéricos de solución, como el método de los Armónicos Esféricos, Ordenadas Discretas (o método Sn), Método de Momentos, Teoría de la Difusión, probabilidades de la primera colisión, etc. Estas soluciones numéricas se denominan deterministas [44, 43].

Otro método para resolver la ecuación de transporte es basado en el uso de números aleatorios que permiten simular el transporte de las partículas. Dichos métodos se denominan No deterministas (o probabilísticos) [44, 45, 41, 42]. Un ejemplo de este método es el método Monte Carlo, el cual será utilizado en este trabajo.

La ventaja de utilizar métodos Monte Carlo es que elimina la necesidad de escribir de manera explícita la ecuación de Boltzmann y representa un bajo costo, ya que consiste en simular las trayectorias de los neutrones de manera tan real como sea posible, y después de varias simulaciones se realiza un análisis estadístico de los resultados [43].

2.4 MÉTODO MONTE CARLO

El método Monte Carlo es esencialmente una técnica estadística capaz de simular un experimento físico o matemático en una computadora utilizando números aleatorios. El método se enfoca en el estudio de las ecuaciones integro-diferenciales que aparecen en varias ramas de las ciencias naturales [46, 47], resolviendo su parte integral en base a un muestreo con números aleatorios [7].

En términos generales, el método Monte Carlo provee una solución numérica a un problema que puede ser descrito como una evolución temporal (traslación, mutación reflexión), de objetos (partículas en el caso de la física médica) interactuando con otros objetos basándose en las relaciones de interacción objeto-objeto (secciones eficaces) [7].

El nacimiento de este método se remonta a la Segunda Guerra Mundial, durante el proyecto Manhattan, donde era urgente entender la fisión nuclear y generar materiales nucleares especiales [47].

Para comprender mejor este método, supongamos que se tiene un medio en el cual una partícula nuclear es introducida y ésta es capaz de producir otras partículas nucleares de la misma naturaleza. Este comportamiento es formulado por la ecuación integro-diferencial de transporte de Boltzman. Cabe mencionar que los métodos deterministas para tratar con este tipo de ecuaciones son extremadamente laboriosos e “incompletos” en el sentido de que no se puede obtener una solución de forma cerrada. Es entonces cuando utilizar una aproximación estadística se vuelve una mejor opción para este tipo de problemas [46].

La clave en el método Monte Carlo es el uso de muestreos aleatorios. Cuando se utiliza para resolver la ecuación de transporte Boltzman, los muestreos aleatorios modelan las colisiones de los neutrones, procesos de fisión, fuentes, etc [48].

Las primeras simulaciones de reacciones termonucleares fueron realizadas por los científicos del Laboratorio Nacional de Los Alamos (LANL por sus siglas en inglés) Nicholas Metropolis y Stan Frankel en la primer computadora ENIAC, la cual era capaz de utilizar técnicas estadísticas que habían sido abandonadas debido a que eran muy tediosas y largas de realizar. El uso de técnicas estadísticas para la simulación de la multiplicación de neutrones fue propuesta por otro científico de LANL llamado Stan Ulam [47].

El primer caso de aproximación estadística para resolver el problema de la difusión de los neutrones en un material fisionable fue expuesto así: considerar un núcleo esférico de material fisionable envuelto en un cascarón de material inerte (no fisionable, no moderador). En cada etapa una secuencia de decisiones tiene que ser hecha en base a probabilidades estadísticas apropiadas a los factores físicos y geométricos. Para tomar dichas decisiones se utilizan números aleatorios. La primera decisión a tomar, será determinar la posición de la primera colisión y la naturaleza de ésta. Si se determina que hay una fisión, enseguida hay que decidir cuantos neutrones se producen y cada uno de ellos se seguirá de la misma manera que el primer neutrón. Por otro lado, si se determina que la colisión produce una dispersión, entonces se utilizará la estadística apropiada para determinar el nuevo momentum del neutrón. Cuando el neutrón cruce a otro material, las características y parámetros del nuevo medio deben de tomarse en consideración. Así, se genera una historia de un neutrón individual y el proceso se repite para los otros neutrones [49].

Como cualquier otro método estadístico el método Monte Carlo requiere de realizar varias repeticiones para alcanzar una incertidumbre relativamente pequeña y por lo tanto se puede necesitar de una gran cantidad de tiempo para las simulaciones [47], siendo así su principal limitación, el poder de cómputo [48]. Pero para reducir el tiempo de simulación, se utilizan computadoras más poderosas y técnicas de reducción de varianza [7].

Por otro lado, uno de los componentes esenciales del método Monte Carlo es un buen generador de números pseudoaleatorios, ya que la obtención de números aleatorios es un proceso lento, poco práctico y por lo tanto no es deseable para un trabajo de cómputo. Los números pseudoaleatorios se obtienen mediante técnicas deterministas lo que permite que se repitan y sean predecibles. Sin embargo, se comportan como números aleatorios ya que pasan ciertas pruebas estadísticas para asegurar su aleatoriedad [48, 7].

Un buen generador de números pseudoaleatorios para la simulación de radioterapia debe de tener dos características principalmente [7]:

- El periodo de la secuencia debe ser lo suficientemente largo.
- Deben estar distribuidos uniformemente en múltiples dimensiones.

Otro componente esencial del método es elegir una función de densidad de probabilidad para asegurar que todos los números pseudoaleatorios generados tengan la misma probabilidad de tener un valor entre 0 y 1 [48, 7].

Cuando se trata de entender problemas físicos complejos, el método Monte Carlo es el mejor, sobre todo cuando los problemas tienen 5 o más variables. Para los problemas relacionados con la radioterapia y dosimetría de radiación, se tienen típicamente 6 ó 7 variables, es por esto, que este método es ampliamente utilizado en la física médica [7].

A manera de resumen, la forma en que trabaja el método Monte Carlo es mediante la simulación de la historia de una partícula desde su nacimiento hasta su muerte. Durante la historia de la partícula se modelan las colisiones utilizando ecuaciones físicas y las secciones eficaces, y a su vez se van contabilizando (tally) los eventos de interés en las regiones especificadas. Se repite la simulación para el número de historias dadas y los tallies se van acumulando [48].

2.5 LINACs

El uso de aceleradores lineales de electrones para tratamiento con radioterapia ha ido en aumento. Una de las razones de esto, es que los LINACs proveen una fuente de fotones energéticos capaces de penetrar profundamente en el tejido, sin dañar la superficie y atenuándose considerablemente menos rápido que los haces de ^{60}Co y ^{137}Cs . Además, los electrones relativistas tienen un alcance cerca de 1 cm por cada 2 MeV de energía cinética en agua [7].

Los LINACs se encuentran en un bunker construido con paredes de concreto para que sirvan como blindaje para el técnico y demás personal contra la radiación penetrante emitida en los mismos. El operador técnico ve al paciente y opera al LINAC desde una consola de control localizada fuera del cuarto de tratamiento o bunker. El LINAC está montado sobre un gantry, el cual puede rotar. El haz de radiación sale direccionado del colimador y centrado en el eje del gantry. El eje central del haz intersecta con el eje del gantry en un punto llamado isocentro, y es donde se posiciona el tumor del paciente. Para asegurar que el tumor se encuentre en el isocentro se cuentan con rayos láser a los lados y uno en el techo que proyectan pequeños puntos o líneas que intersectan en el isocentro; y al paciente se le ponen marcas como referencia, generalmente tatuajes [50]. La Figura 2.2 muestra un esquema de lo descrito anteriormente.

Los LINACs pueden operar a distintas energías acelerando electrones. Para acelerar a los electrones se requieren dos placas conductoras encerradas en un tubo de vidrio al vacío y conectadas a una batería de 1 volt. La batería hace que los electrones fluyan del ánodo al cátodo, resultando en una deficiencia de electrones en el ánodo y un exceso de electrones en el cátodo, y creando un campo eléctrico entre las placas. La Figura 2.3 muestra un esquema de este dispositivo simple de aceleración de electrones [50].

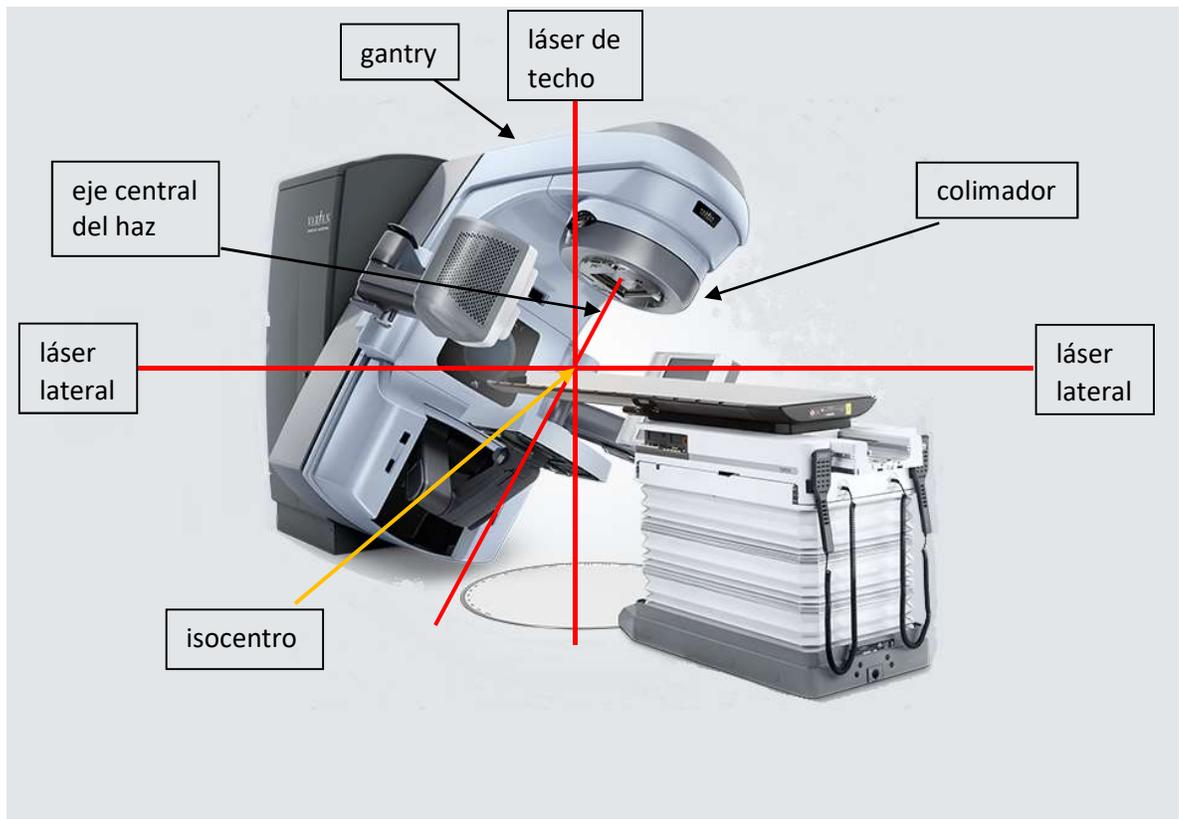


Figura 2.2.- Esquema de LINAC de uso médico

Si electrones salen del cátodo, serán acelerados hacia el ánodo por la fuerza del campo eléctrico, y de ésta manera el electrón acelerado ganará un electrón volt (eV) de energía por cada volt. Entonces se puede entender que la energía ganada por los electrones acelerados depende únicamente de la diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo, y no de la distancia que viajan [50]. Las energías más comunes que se utilizan son entre 4 y 20 MeV [7].

Para poder trabajar con un voltaje alterno, se sustituye la placa negativa por un filamento, y la placa positiva por una “ventana” delgada de metal capaz de mantener el vacío necesario y al mismo tiempo permitir que los electrones pasen a través de ella con una pérdida mínima de energía.

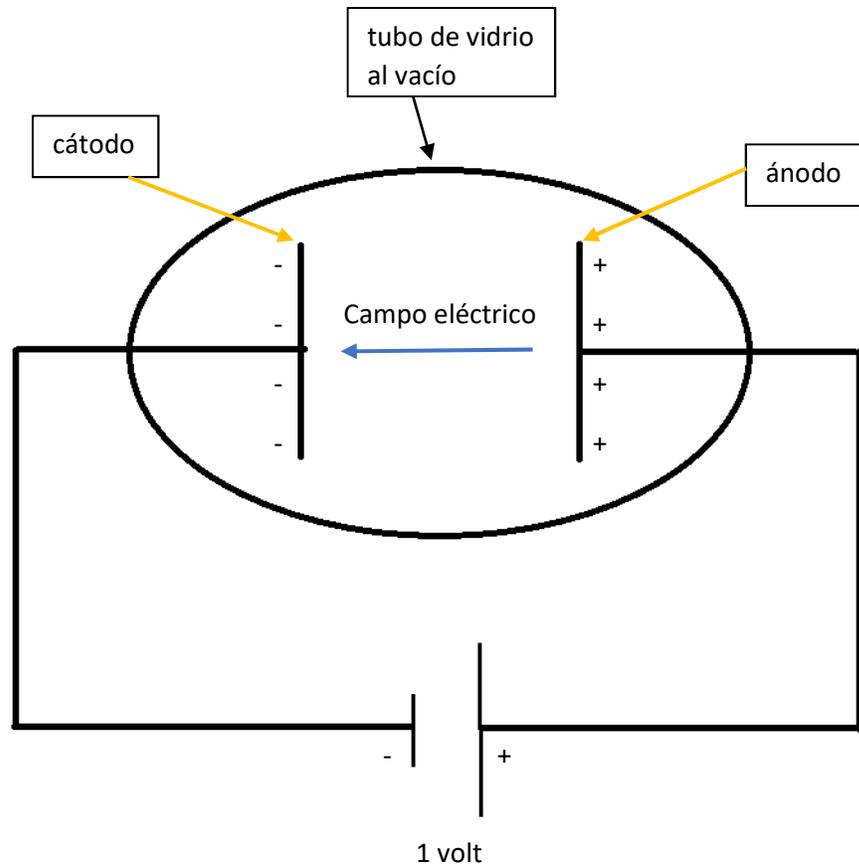


Figura 2.3.- Esquema de dispositivo acelerador de electrones

Al tener un voltaje alterno la polaridad va cambiando ocasionando que los electrones sólo se aceleren durante la primera mitad del ciclo, y durante la segunda mitad siguen siendo emitidos pero no acelerados [50].

Una vez que los electrones tienen la energía necesaria para el tratamiento, continúan a través de un sistema de imán al vacío. Este imán produce una deflexión del haz de aproximadamente 270°. Los LINACs que operan con altas energías utilizan un imán como el descrito, pero muchos de los que operan con bajas energías no lo tienen, esto gracias a que las estructuras de los aceleradores pueden ser lo suficientemente cortas para que se puedan montar de manera vertical y aun así permitir la rotación del isocentro [50]. La Figura 2.4 ilustra cómo se produce la deflexión del haz de electrones.

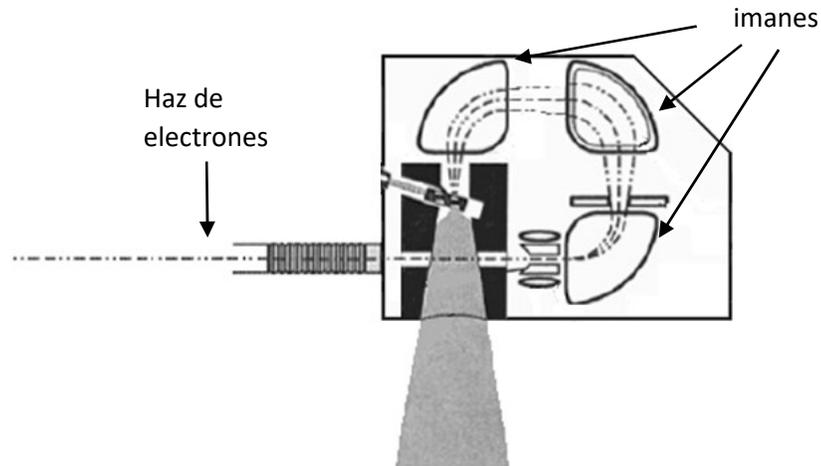


Figura 2.4.- Deflexión del haz de electrones con imanes

Una vez que se ha realizado la deflexión del haz de electrones, estos llegan al cabezal del LINAC e interactúan con un blanco de material con Z alto para producir fotones por Bremsstrahlung, si el tratamiento será con rayos-x, de lo contrario pasan directamente al colimador primario, el cual limita el tamaño del haz. Si el haz colimado utilizado es de rayos-x, entonces llega a un filtro aplanador, el cual aplanará el haz y de esta manera se asegura que el paciente reciba una distribución de dosis uniforme, ya que inicialmente sale con una forma pico. En cambio si el haz colimado utilizado es de electrones, entonces ahora interactúa con una laminilla dispersora, la cual tiene la función de ensanchar el haz de electrones para no hacer daño al paciente, ya que sale como “punta de lápiz”. El filtro aplanador y la laminilla dispersora se encuentran en un carrusel giratorio para facilitar su intercambio. Después del filtro aplanador o de la laminilla dispersora se encuentra una cámara de iones, la cual produce señales eléctricas para terminar el tratamiento cuando se ha dado la dosis prescrita. A continuación el haz de rayos-x o electrones pasa por un colimador secundario, formado por 4 bloques (2 frontales y 2 laterales), los cuales permiten conformar el haz de manera cuadrada o rectangular. Debido a que los electrones se dispersan mucho más que los fotones en el aire, es necesario un aplicador de electrones al utilizar tratamiento con electrones. El aplicador de electrones está localizado debajo del colimador secundario y se encuentra en contacto o muy cercano a la piel del paciente [50, 7]. En la Figura 2.5 se muestra el subsistema para tratamiento con haz de rayos-x, en la Figura 2.6 el subsistema para tratamiento con haz de electrones.

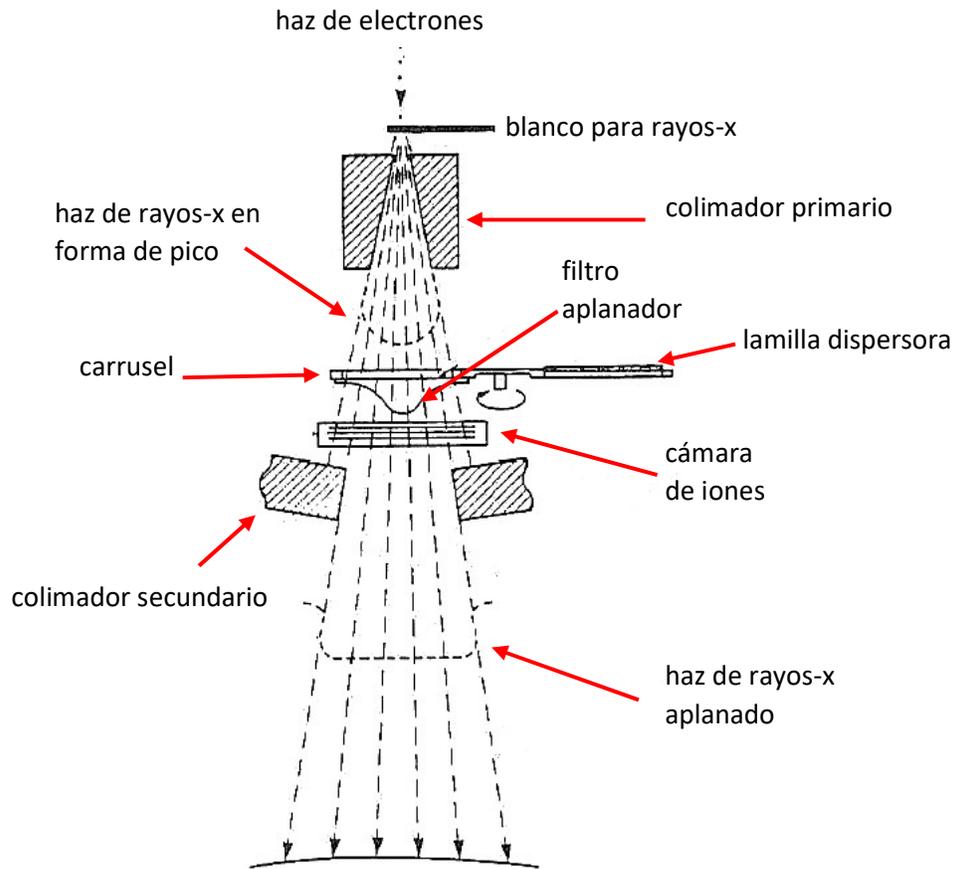


Figura 2.5.- Subsistema para tratamiento con rayos-x

Algunos LINACs que trabajan con rayos-x, tienen un colimador de hojas múltiples (MLC por sus siglas en inglés), el cual consiste de varias hojas de tungsteno capaces de moverse para conformar el haz a la forma del tumor a tratar. Al tener un haz conformado, se reduce la dosis recibida por los órganos vecinos al tumor. El MLC está localizado después del colimador secundario [7]. La Figura 2.7 muestra un esquema de como un MLC conforma el haz a la forma deseada para coincidir con el tumor.

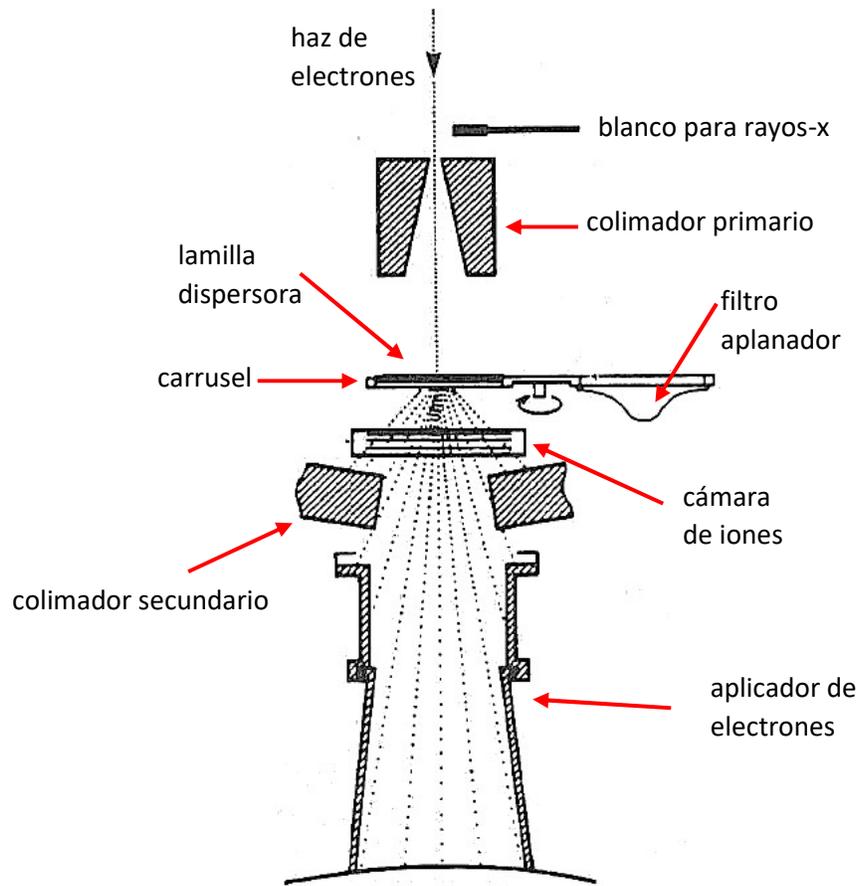


Figura 2.6.- Subsistema para tratamiento con electrones

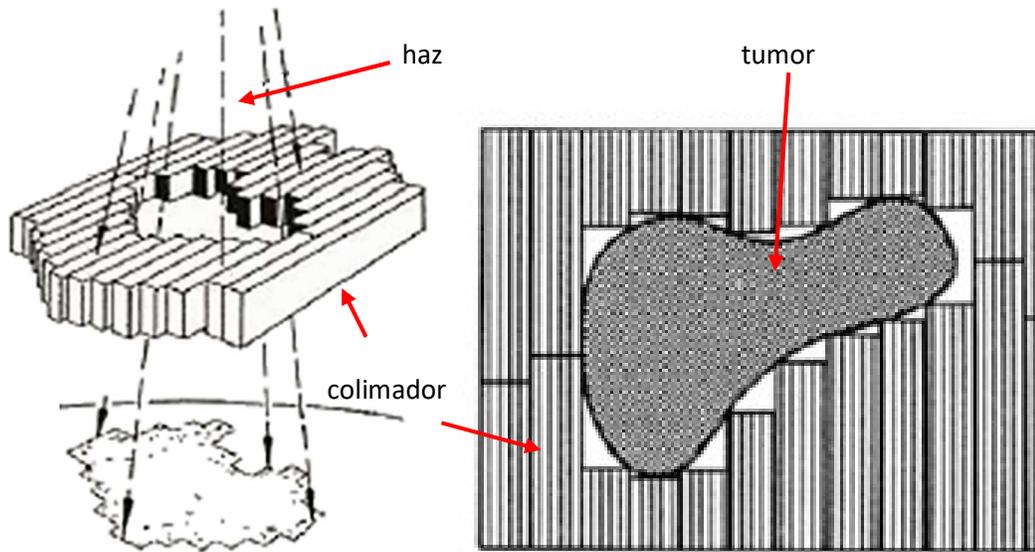


Figura 2.7.- Colimador de hojas múltiples

A manera de resumen se incluye la Figura 2.8, donde se pueden observar las ubicaciones de todo el sistema descrito de un LINAC.

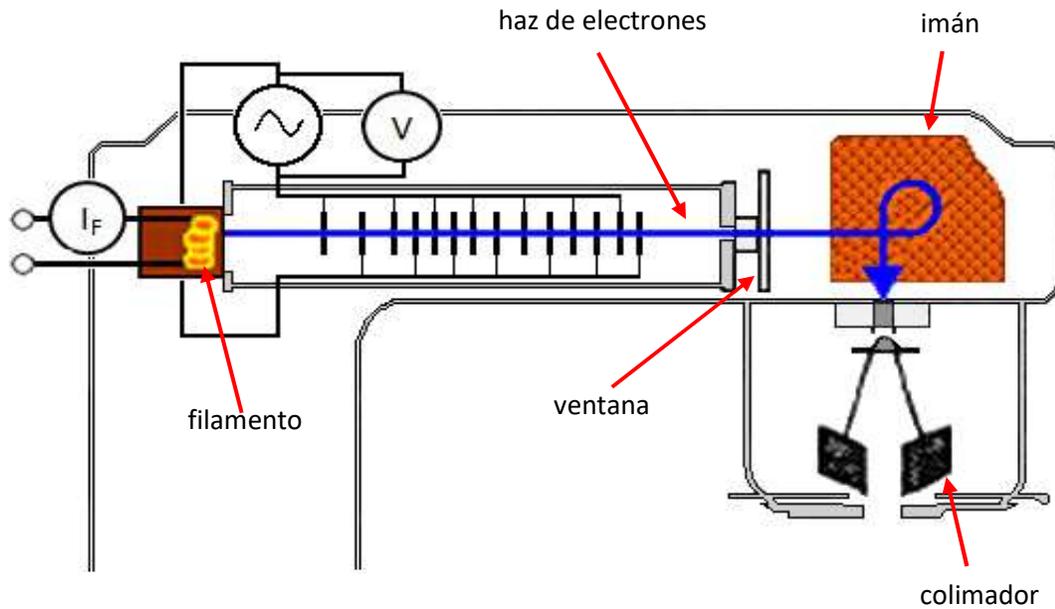


Figura 2.8.- Sistema de un LINAC

2.6 CARACTERIZACIÓN DE NEUTRONES EN LINACs

Los neutrones producidos en los LINACs operando con electrones son debidos principalmente por reacción directa y por bremsstrahlung [29]. La producción de neutrones es de esperarse en cualquier material irradiado con electrones, en donde los fotones producidos por bremsstrahlung tienen una energía mayor a la del umbral de amarre del material. Este umbral de energía de amarre varía de 10 a 19 MeV para materiales con núcleo ligero, y entre 4 y 6 MeV para núcleos pesados. Entre estos umbrales y aproximadamente 30 MeV, la fuente más importante de emisión de neutrones del material irradiado, se debe a un mecanismo llamado Resonancia Dipolar Gigante. Este fenómeno consiste básicamente en que el campo eléctrico de los fotones producidos por medio de bremsstrahlung, transfiere su energía al núcleo, induciendo una oscilación en la cual los protones se mueven como un

grupo y los neutrones como otro grupo opuesto. Más tarde, se da el decaimiento por medio de la emisión de un neutrón de evaporación. La dirección del electrón o fotón incidente se pierde y por lo tanto las emisiones generadas son isotrópicas [51, 52].

El espectro de los neutrones producidos en los LINACs muestra un máximo alrededor de 1 MeV, conformado por los neutrones producidos por “evaporación”, y los neutrones que se encuentran en las energías más altas son extraídos del núcleo del material irradiado por reacciones directas, o bien “knock-on”, los cuales son emitidos preferentemente en la dirección del haz de electrones [53, 54]

Las secciones transversales de los materiales presentes en los materiales del cabezal de un LINAC son muy pequeñas en comparación de las energías de los neutrones producidos, por lo tanto, los neutrones no son blindados por los colimadores del LINAC y llegan al paciente [55].

CAPÍTULO 3

3. METODOLOGÍA

3.1 CÁLCULOS

La parte de cálculos de este trabajo de tesis se dividió en varias etapas:

3.1.1 ETAPA 1

Utilizando métodos Monte Carlo, con el código MCNP5 [56], se ha simulado la incidencia de un haz de electrones de 8, 10, 12, 15 y 18 MeV, su interacción con una laminilla dispersora de tungsteno (blanco) y la inducción de fotones y electro-neutrones. Al incidir los electrones en el blanco se producen electro-neutrones y fotones por Bremsstrahlung (Rayos X), algunos de estos fotones producen a su vez neutrones.

Para la simulación se construyó un modelo, que se muestra en la Figura 3.1, donde la fuente del haz de electrones de 1 mm de radio se ubicó en el centro del círculo mayor. A 6 cm se modeló la laminilla dispersora de W (blanco) de 1 cm de diámetro y 0.5 mm de espesor. A partir del centro del blanco se ubicaron 4 detectores puntuales a 3 cm de distancia del centro en las posiciones Arriba, Izquierda, Derecha y Abajo. Todo el arreglo se encerró en una esfera dividida en tres celdas llamadas: superior, inferior y blanco.

Con el fin de estimar el vector densidad de corriente de los electrones, fotones y neutrones que emanan del blanco de W, en el modelo se incluyó una celda de 1.5 cm de radio que envuelve al blanco. Todo el arreglo está en vacío, tal y como está en los LINACs. Se usaron 10^9 historias con el fin de obtener una incertidumbre menor al 3% en los valores integrales.

En cada detector y en la celda superior, inferior y el blanco se estimaron los espectros de fotones y neutrones inducidos. Cada uno de los espectros se integró en energía para obtener las fluencias totales por cada electrón emitido por la fuente de electrones (Q_e).

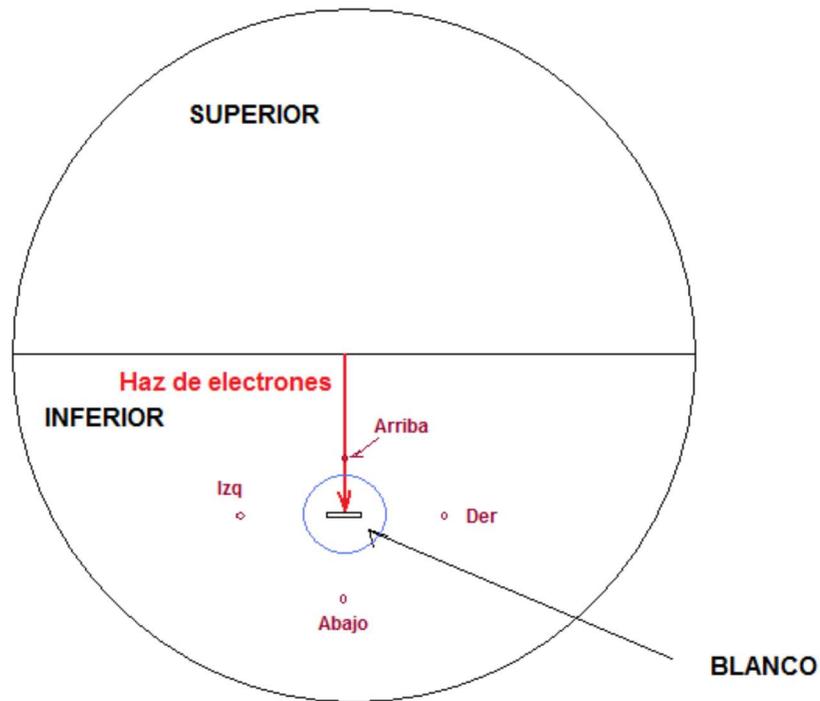


Figura 3.1.- Modelo de simulación

Para el cálculo de los espectros de neutrones se usaron 3 distribuciones de energía con diferentes grupos: La estructura fina tiene 193 grupos de energía de 10^{-11} a 19.5 MeV, la estructura usada en el reporte 74 del ICRP [57] tiene 47 grupos de energía que abarcan desde 10^{-10} a 18 MeV y la estructura del BUNKIUT que tiene 26 grupos de energía que cubren desde 10-8 a 14.92 MeV. La estructura fina se propuso con el fin de determinar que la distribución de energía de los neutrones tiene estructura, la del ICRP se usó debido a que en las publicaciones se usa ésta y nos permite hacer comparaciones con estudios publicados y la del BUNKIUT se usó debido a que cuando se hagan las mediciones, los espectros experimentales tendrán este arreglo.

Para el caso de los fotones, los espectros se calcularon usando 81 grupos de energía de 0 a 20 MeV con intervalos constantes de 0.25 MeV.

3.1.2 ETAPA 2

Utilizando métodos Monte Carlo, con el código MCNP5 [56], se diseñó un modelo simple del cabezal de un LINAC [53], como un cascarón de tungsteno (^{184}W), con densidad 19.3 g/cm^3 . El cascarón tiene 10 cm de espesor y 15 cm de radio interno. En el centro se ubicó una fuente mono-energética de electrones de energías de 8, 10, 12, 15 y 18 MeV, y a 6 cm debajo de la fuente, se colocó una laminilla dispersora de tungsteno (1 cm diámetro y 0.05 cm de espesor), como se muestra en la Figura 3.2.

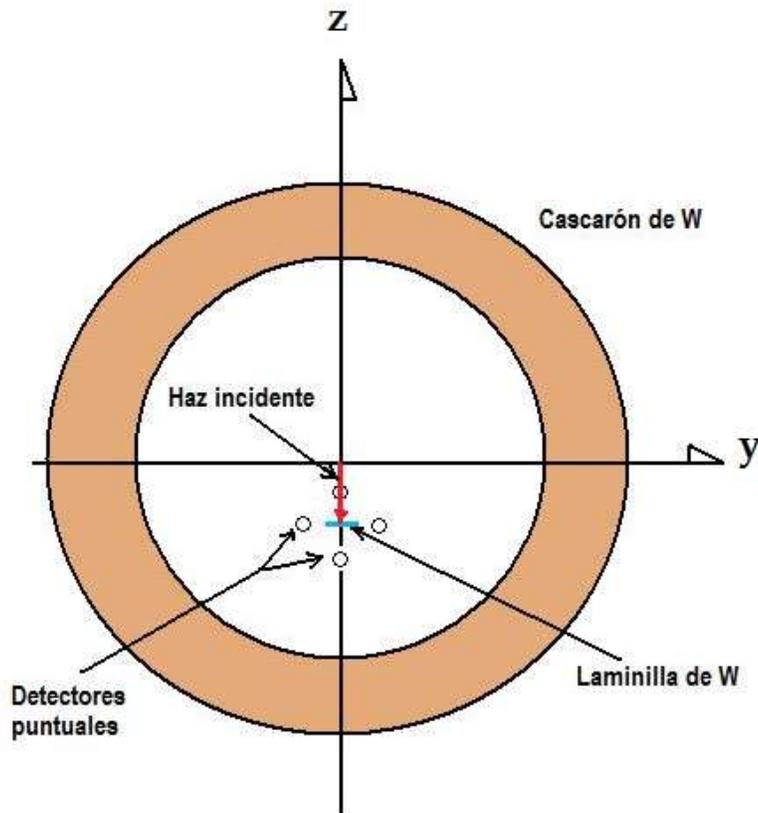


Figura 3.2.- Modelo del cabezal

A 3 cm del centro de la laminilla se modelaron 4 detectores puntuales colocados arriba, abajo, a la izquierda y a la derecha del centro de la laminilla. También se colocaron 2 detectores a 50 cm y a 100 cm hacia abajo del centro y fuera del cabezal. El propósito del detector colocado a 100 cm es para emular la posición del isocentro.

En la simulación el haz de electrones, de 1 mm de radio se originó en el centro, y se hizo incidir sobre la laminilla dispersora. El modelo se ubicó en el vacío y en los cálculos se usaron 2E(6) historias para tener incertidumbres menores al 5%.

En cada detector se estimaron los espectros de fotones y neutrones inducidos. Cada uno de los espectros se integró en energía para obtener las fluencias totales por cada electrón emitido por la fuente de electrones (Q_e).

Para el cálculo de los espectros de neutrones se empleó la distribución de energía usada en el reporte 74 del ICRP [57], la cual tiene 47 grupos de energía que abarcan desde 10^{-9} a 20 MeV.

Para el caso de los fotones, los espectros se calcularon usando 81 grupos de energía de 0 a 20 MeV con intervalos constantes de 0.25 MeV.

La dosis equivalente ambiental $H^*(10)$ debida a los neutrones, fue calculada a 1 m de la fuente de electrones mediante la ecuación 1.

$$H^*(10) = \int_{10^{-9}MeV}^{20MeV} \Phi_E(E) h^*(10)(E) dE \quad (1)$$

Este cálculo se realizó utilizando los coeficientes de conversión fluencia-a-dosis-equivalente-ambiental ($h^*(10)(E)$), tomados del reporte 74 del ICRP [57], y el espectro de neutrones ($\Phi_E(E)$).

3.1.3 ETAPA 3

Para poder realizar las mediciones *in situ* mediante el espectrómetro de esferas Bonner en modo Planetario [14] fue necesario analizar la sala de radioterapia de los Servicios Oncológicos de Aguascalientes, para determinar la simetría del campo de neutrones dentro de la sala y determinar el “cross-talking” entre las esferas Bonner colocadas en modo Planetario. Ambas características se determinaron mediante el código MCNP5 [56] y se construyó un modelo como el mostrado en la Figura 3.3.

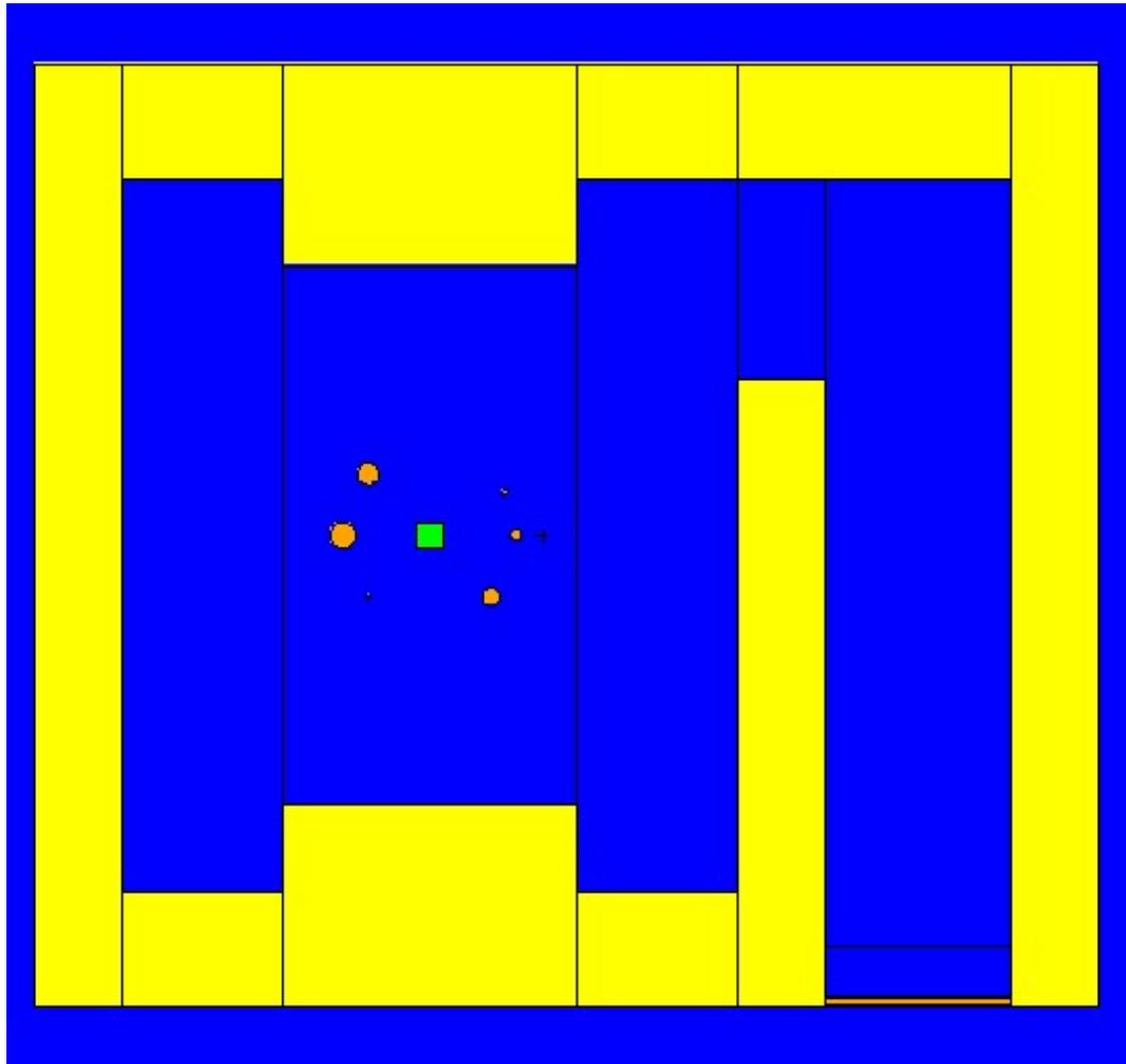


Figura 3.3.- Simulación sala de radioterapia de Servicios Oncológicos de Aguascalientes

La sala tiene un LINAC VARIAN 2100C que opera a 12 MV que se modeló con un cabezal simple de tungsteno siguiendo las recomendaciones del reporte 79 del Consejo Nacional sobre Protección de la Radiación y su Medición [53]. El cabezal se modeló como un cascarón esférico de 5 cm de radio interno y 15 cm de radio externo, en el centro se colocó una fuente isotrópica de neutrones que se definió acorde a la función de Tosi *et al.* [58] para fotoneutrones producidos en un linac de 12 MV. A 100 cm del centro del cabezal y a 5 cm

de profundidad de un fantoma de agua sólida se ubicó el isocentro. El fantoma de agua sólida se modeló de 30X30X15 cm.

Para determinar la simetría del campo neutrónico se colocaron detectores puntuales distribuidos en círculos de diferente radio (50, 75, 100, 125, 150, 175, 200, 225, 250, 275, 300, 325 y 350 cm) y teniendo como centro el isocentro. Para determinar el cross-talking entre las 7 esferas del espectrómetro en el modelo se incluyeron las esferas. El centro de las esferas se ubicó en un círculo de 100 cm de radio, en cuyo centro está el isocentro. La posición de las esferas se varió desde 10° de separación hasta 45°, que es el caso que se muestra en la Figura 3.3.

Se calcularon las distribuciones de los neutrones en el hemiplano de la sala y se encontró los ángulos de separación de las esferas y su posición respecto al isocentro donde el campo neutrónico es simétrico y donde la perturbación del campo de neutrones por la presencia de las esferas no influye una sobre la otra.

3.2 MEDICIONES

Una vez determinadas las condiciones de simetría y cross-talking para la sala de radioterapia de los Servicios Oncológicos de Aguascalientes se usó el sistema espectrométrico de Esferas Bonner con pares de dosímetros termoluminiscentes (TLD 600 y TLD 700) como detectores de neutrones térmicos.

En el centro de cada esfera se colocaron 4 dosímetros termoluminiscentes (2 del tipo TLD600 y dos del tipo TLD700), también se usaron 8 TLDs (4 del tipo 600 y 4 del tipo 700) para medir el fondo, ya que las irradiaciones se hicieron en la ciudad de Aguascalientes y las lecturas de los TLDs se hicieron en Zacatecas.

El centro de las esferas se colocó en el perímetro de un círculo de 100 ± 1 cm de radio y con una separación de 30°. A manera de un paciente se usó un fantoma de agua sólida de 30x30x15 cm y el isocentro se ubicó a 5 cm debajo de la superficie de entrada del fantoma y a 100 cm del blanco. El LINAC se programó para entregar una dosis de 1200 UM (12 Gy) con una rapidez de 300 UM/min (3 Gy/min) mediante electrones de 12 MeV.

Antes de su uso los TLDs se calentaron por 1 h a 400 °C en una mufla electrónica marca Panasonic con el fin de eliminar cualquier señal. Una vez expuestos los TLDs se leyeron en un lector Harshaw 3500 de ThermoScientific, la respuesta termoluminiscente se obtuvo en atmósfera de nitrógeno y para un rango de temperatura de 50 a 350 °C.

Para cada esfera y los TLDs usados para medir el fondo, las respuestas de los TLD600 y TLD700 se promediaron y se corrigieron con los promedios de los TLDs usados para medir el fondo. La señal corregida de los TLD600 y TLD700 se usó para determinar la señal neta debida a los neutrones. Estas respuestas se usaron como datos de entrada en el código BUNKIUT y se calculó el espectro de los electroneutrones que se comparó con el espectro calculado mediante métodos Monte Carlo.

CAPÍTULO 4

4. RESULTADOS

4.1 CÁLCULOS MONTE CARLO

Mediante el código MCNP5 se diseñaron diferentes modelos, se simuló el transporte de electrones y la generación de fotones y neutrones cuyas características se estimaron.

4.1.1 ETAPA 1

En las Figuras Figura 4.1, Figura 4.2, Figura 4.3, Figura 4.4 y Figura 4.5 se muestran, en formato log-log, los espectros de los fotones detectados en los cuatro detectores puntales, cuando se utiliza un haz de electrones de 8, 10, 12, 15 y 18 MeV respectivamente.

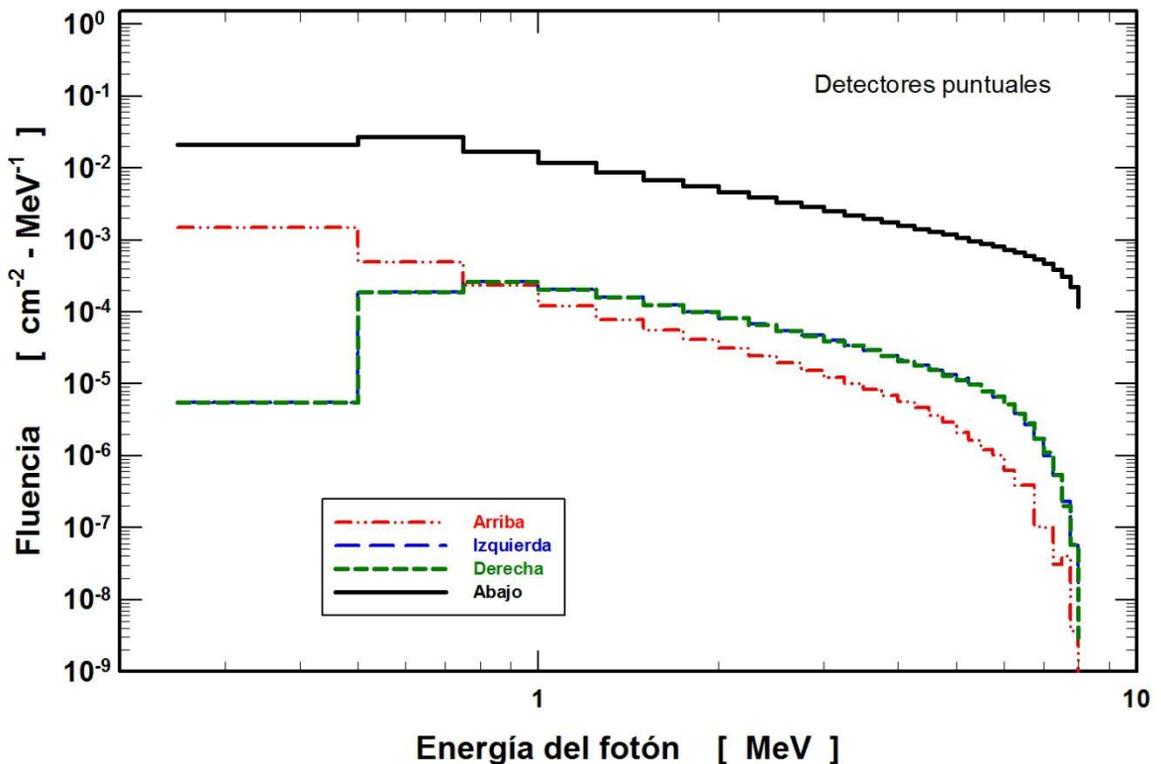


Figura 4.1.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntales para haz de electrones de 8 MeV

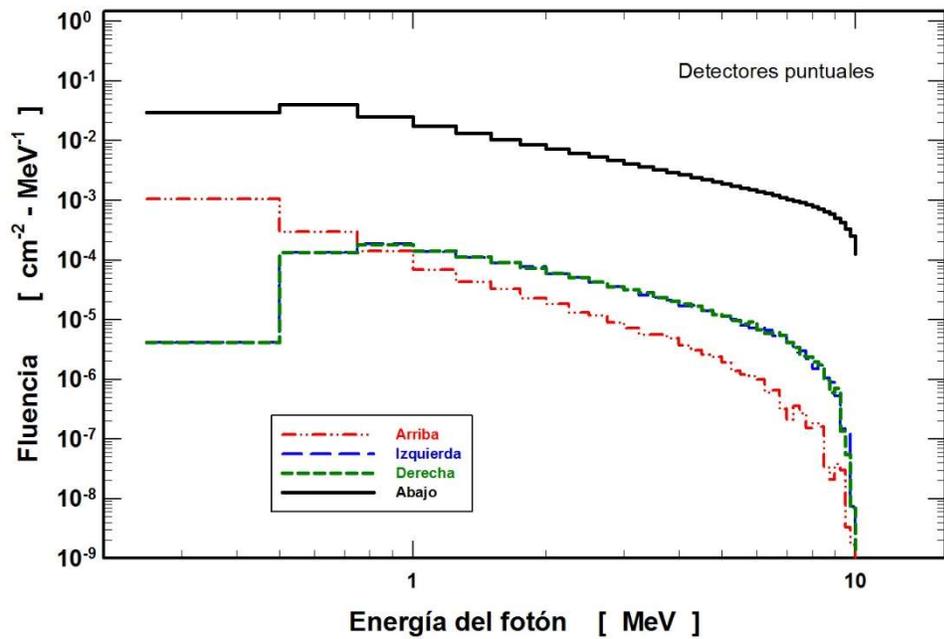


Figura 4.2.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 10 MeV

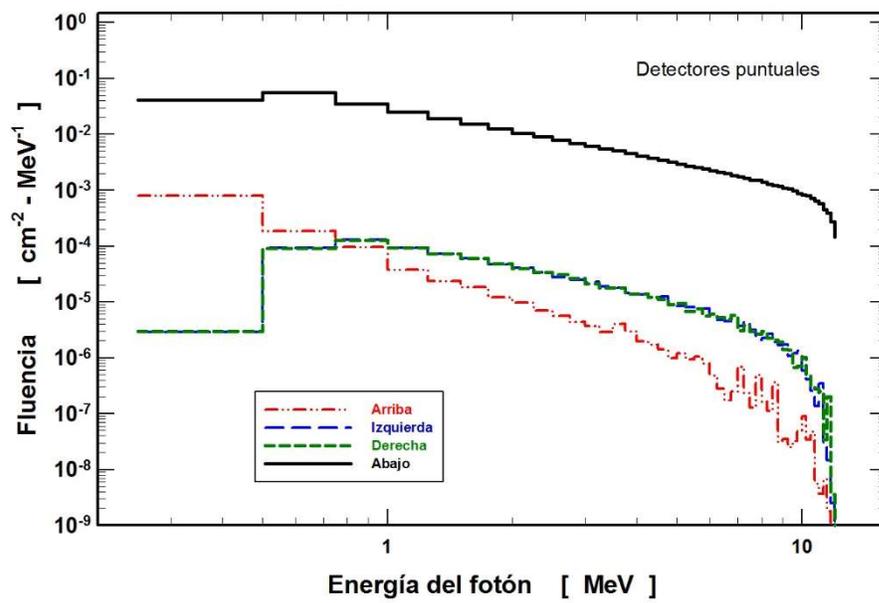


Figura 4.3.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 12 MeV

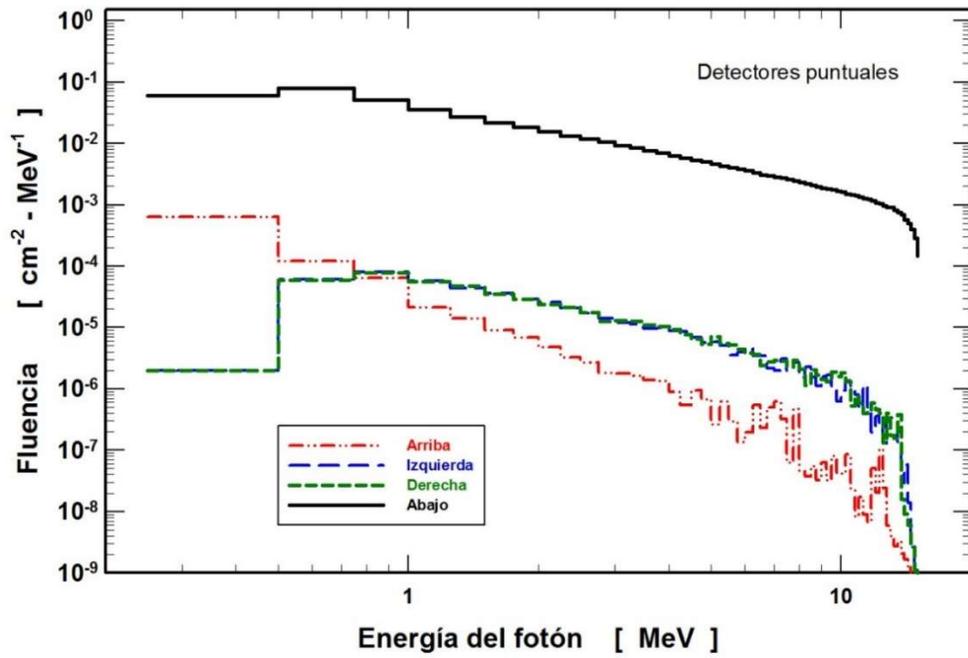


Figura 4.4.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 15 MeV

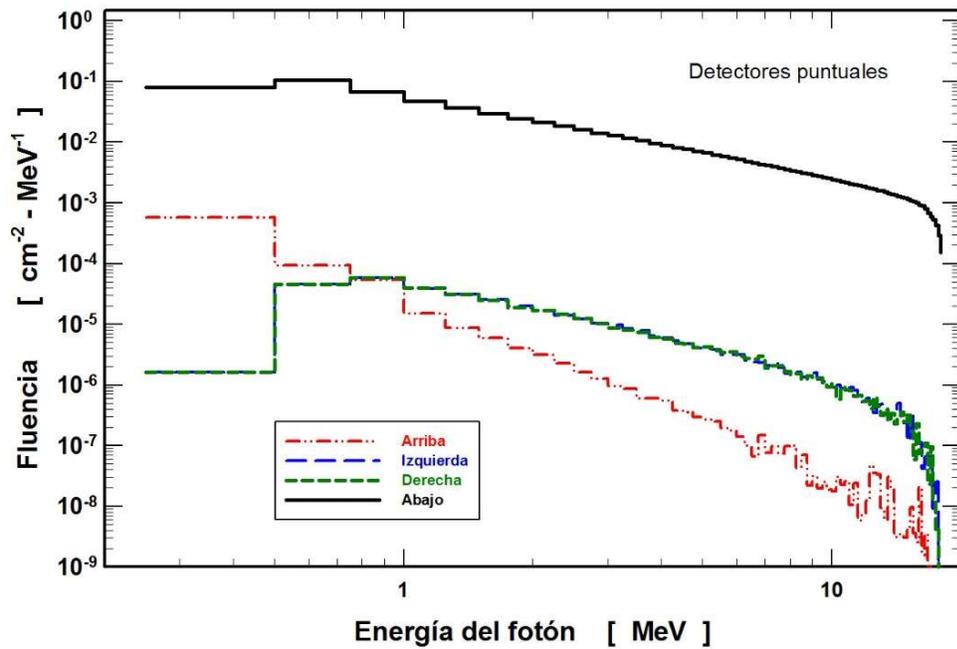


Figura 4.5.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 18 MeV

Integrando los espectros de cada uno de los cuatro detectores puntuales se obtiene la fluencia total de fotones producidos, los resultados son mostrados en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1.- Fluencia total de fotones en los detectores puntuales

FLUENCIA DE FOTONES [$\gamma/\text{cm}^2\text{-Q}$]				
Energía del haz	Detector arriba	Detector izquierda	Detector derecha	Detector abajo
8 MeV	0.0027±2.13E-06	0.0015±2.31E-06	0.0015±2.30E-06	0.1345±4.03E-05
10 MeV	0.0017±4.02E-06	0.0012±5.57E-06	0.0012±5.62E-06	0.211±1.27E-04
12 MeV	0.0012±3.58E-06	0.0008±6.04E-06	0.0008±6.14E-06	0.3131±2.19E-04
15 MeV	0.0009±2.80E-06	0.0005±5.77E-06	0.0005±6.35E-06	0.4737±3.32E-04
18 MeV	0.0008±6.96E-07	0.0004±2.10E-06	0.0004±2.06E-06	0.6633±1.33E-04

En las Figuras Figura 4.6, Figura 4.7, Figura 4.8 y Figura 4.9 se muestran los espectros de los neutrones producidos en el blanco, detectados en los cuatro detectores puntuales con estructura de energía fina.

En las Figuras Figura 4.10, Figura 4.11, Figura 4.12 y Figura 4.13 se muestra el espectro de los neutrones producidos en el blanco, detectados en los cuatro detectores puntuales con estructura de energía ICRP74.

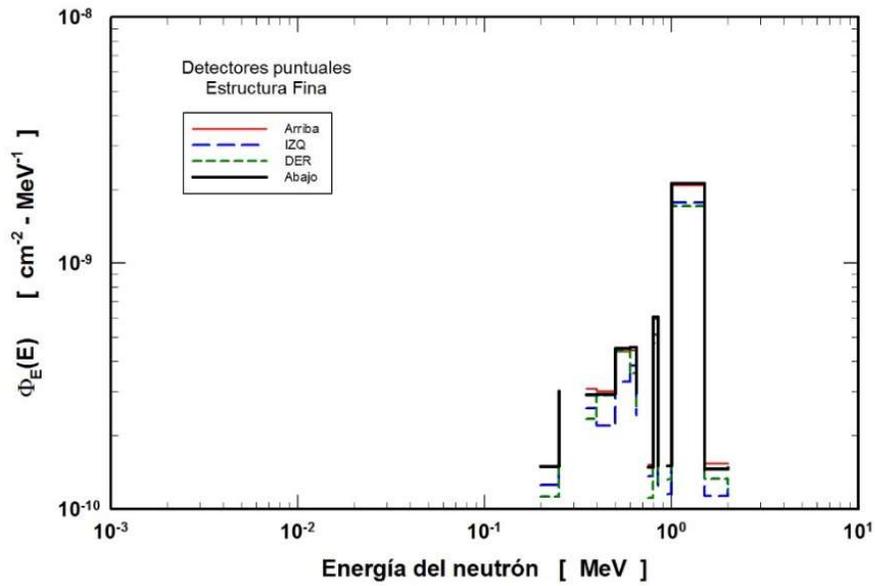


Figura 4.6.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 10 MeV

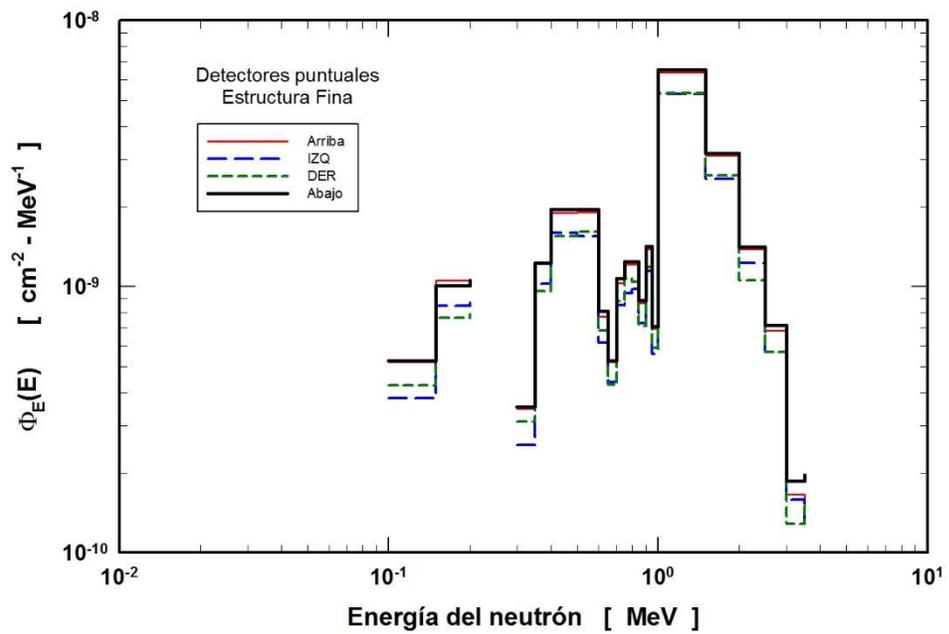


Figura 4.7.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 12 MeV

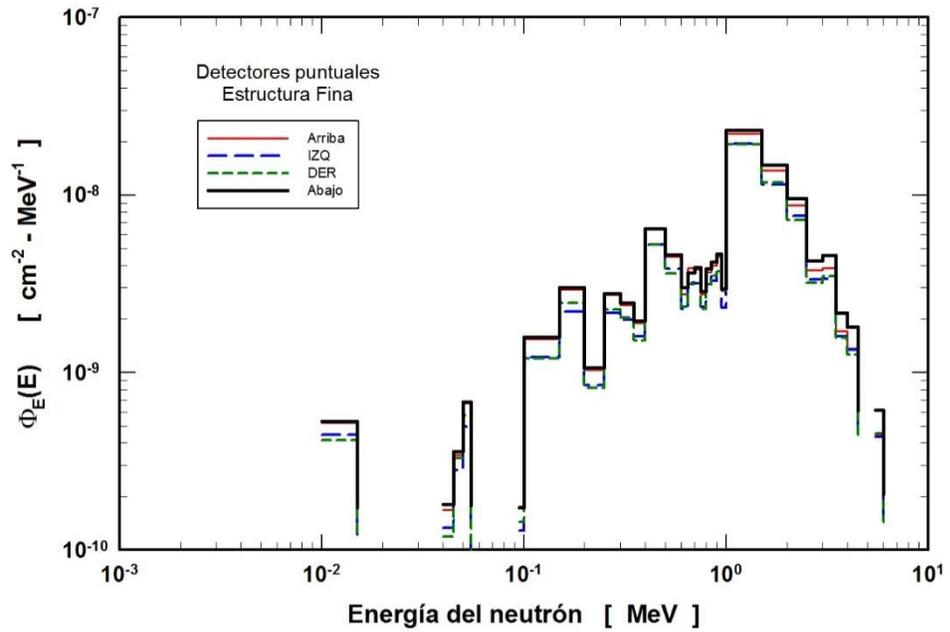


Figura 4.8.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 15 MeV

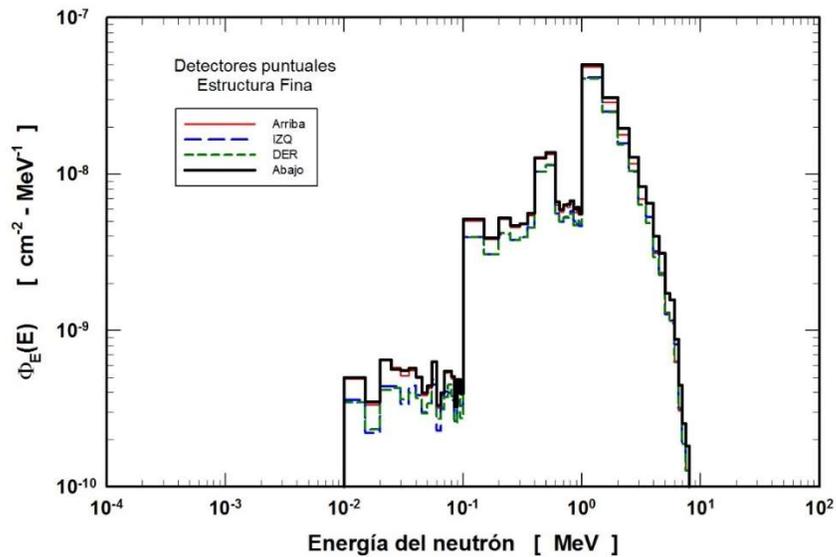


Figura 4.9.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 18 MeV

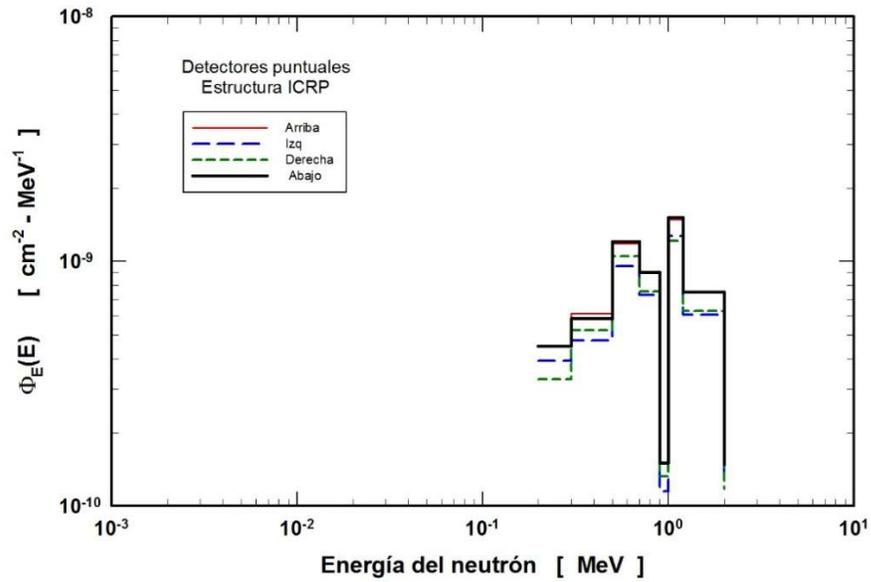


Figura 4.10.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 10 MeV

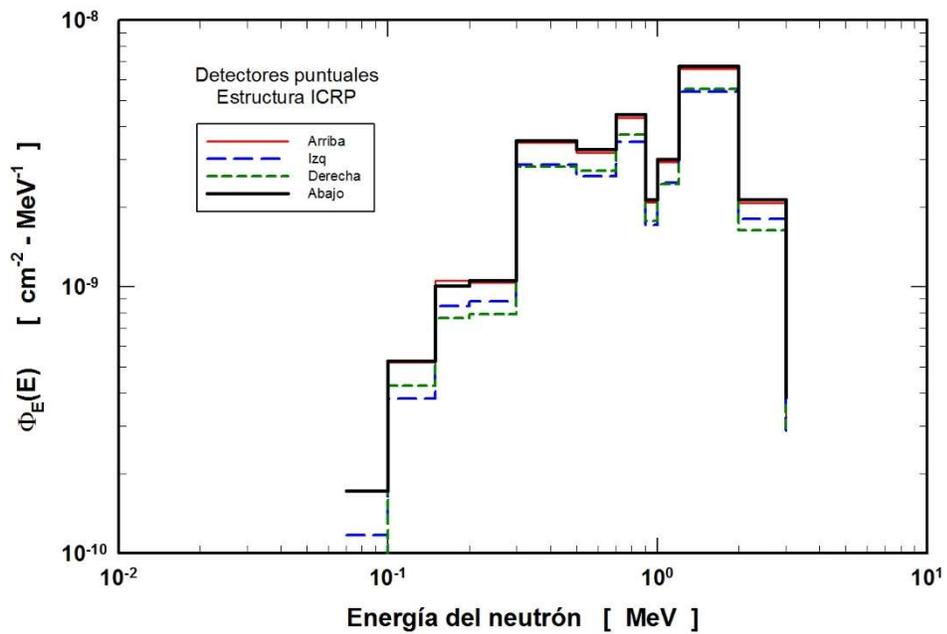


Figura 4.11.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 12 MeV

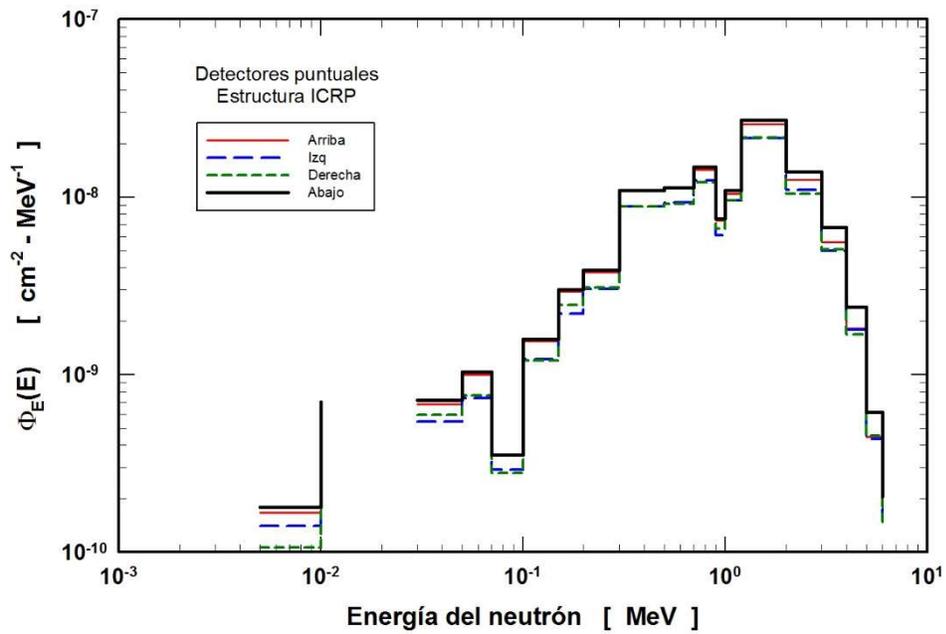


Figura 4.12.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 15 MeV

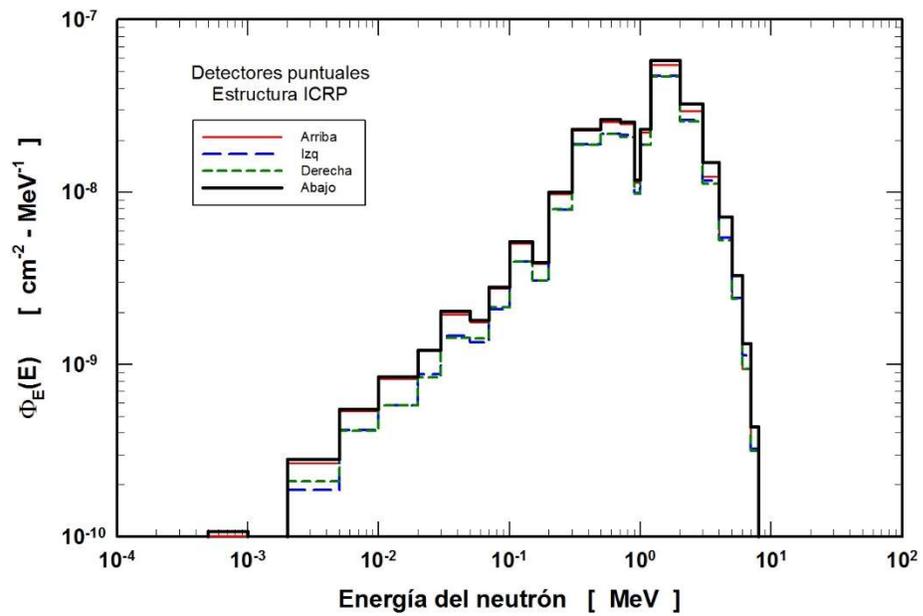


Figura 4.13.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 18 MeV

En las Figuras Figura 4.14, Figura 4.15, Figura 4.16 y Figura 4.17 se muestra el espectro de los neutrones producidos en el blanco, detectados en los cuatro detectores puntales con estructura de energía BUNKIUT.

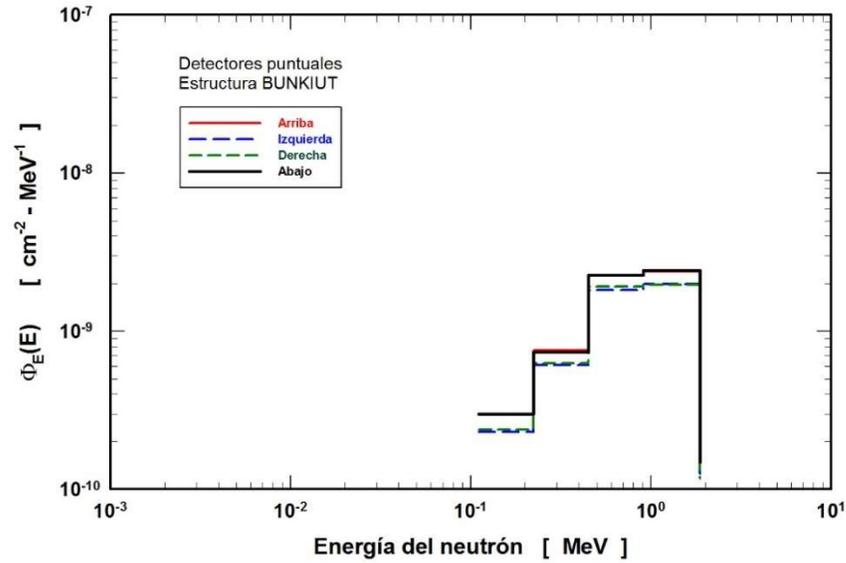


Figura 4.14.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 10 MeV

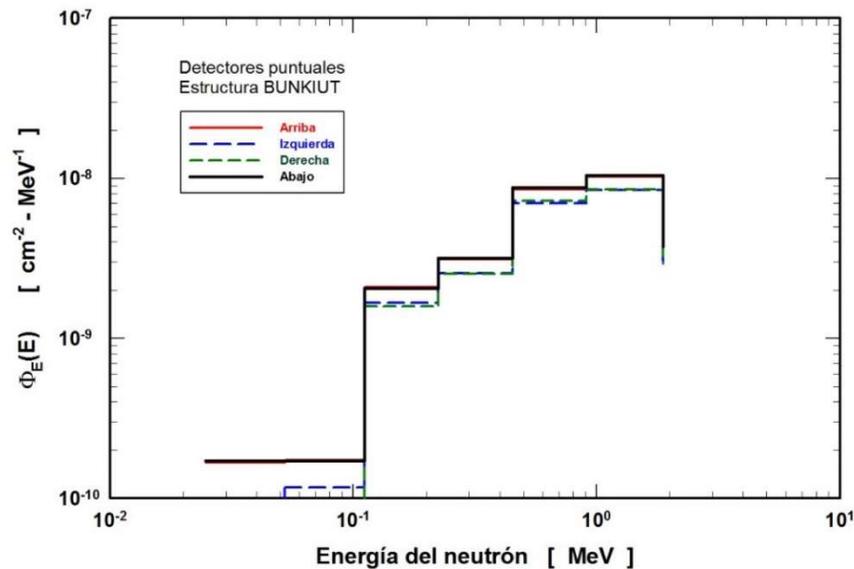


Figura 4.15.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 12 MeV

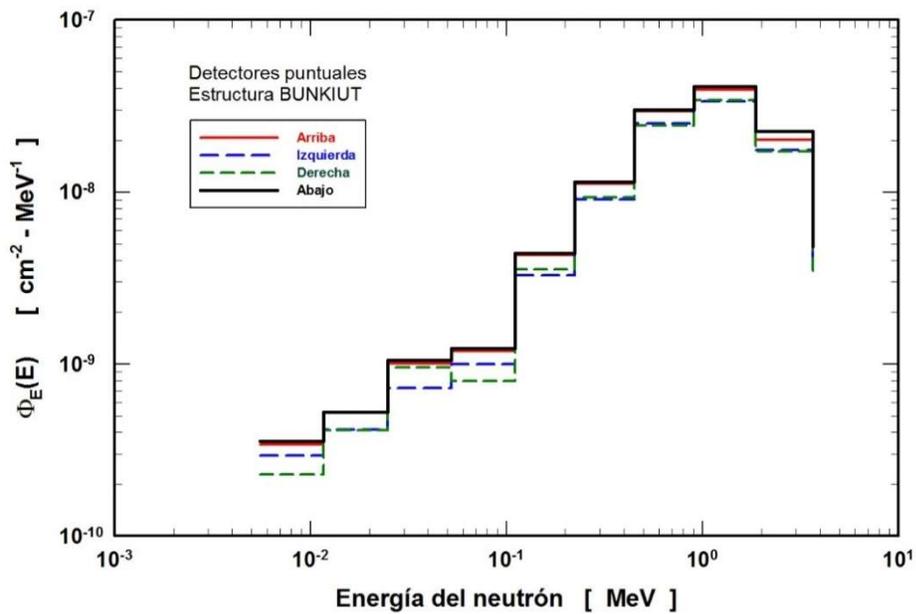


Figura 4.16.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 15 MeV

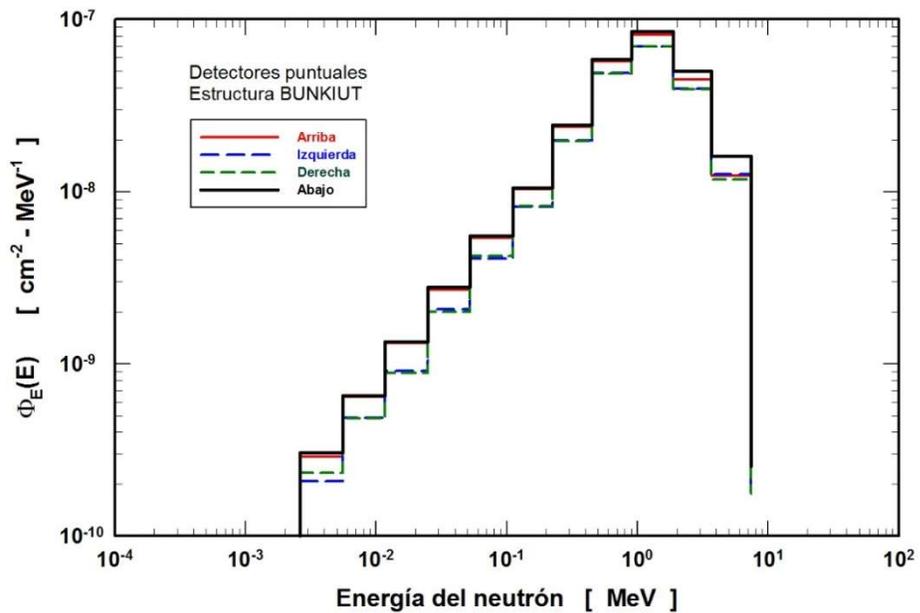


Figura 4.17.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 18 MeV

En la Tabla 4.2 se muestran las fluencias totales de neutrones en cada uno de los detectores puntuales, por cada electrón emitido por la fuente.

Tabla 4.2.- Fluencia total de neutrones en los detectores puntuales

FLUENCIA DE NEUTRONES [n/cm²-Q]				
Energía del haz	Detector arriba	Detector izquierda	Detector derecha	Detector abajo
8 MeV	2.95E-11±	2.55E-11±	2.14E-11±	2.88E-11±
	2.95E-11	2.57E-11	2.14E-11	2.88E-11
10 MeV	6.11E-09±	4.50E-09±	5.15E-09±	6.17E-09±
	9.78E-10	8.08E-10	8.29E-10	9.86E-10
12 MeV	2.79E-08±	2.29E-08±	2.30E-08±	2.85E-08±
	2.23E-09	1.84E-09	1.84E-09	2.28E-09
15 MeV	1.11E-07±	9.46E-08±	9.46E-08±	1.18E-07±
	4.51E-09	3.97E-09	3.96E-09	4.75E-09
18 MeV	2.41E-07±	2.07E-07±	2.05E-07±	2.56E-07±
	2.62E-09	2.44E-09	2.32E-09	2.77E-09

La Tabla 4.3 nos permite comparar la fluencia total de neutrones, por cada electrón de la fuente, que se observa en las celdas Superior, Blanco de W e Inferior.

Tabla 4.3.- Fluencia total de neutrones en las celdas superior, inferior y blanco

Energía del haz	Celda superior	Blanco de W	Celda inferior
8 MeV	0±0.0000E+00	4.38E-09±4.38E-09	3.38E-10±3.38E-10
10 MeV	2.25E-10±6.24E-11	1.56E-06±3.72E-07	6.81E-08±1.08E-08
12 MeV	1.03E-09±1.50E-10	7.64E-06±9.48E-07	3.18E-07±2.53E-08
15 MeV	3.93E-09±2.91E-10	2.96E-05±1.92E-06	1.28E-06±5.15E-08
18 MeV	8.76E-09±1.60E-10	6.29E-05±1.02E-06	2.74E-06±2.93E-08

En las Figuras Figura 4.18, Figura 4.19, Figura 4.20, Figura 4.21 y Figura 4.22 se muestran las mallas de la fluencia de electrones. En el origen se encuentra la fuente de electrones, el haz viaja hacia abajo, y a 6 cm se localiza el centro de la laminilla dispersora.

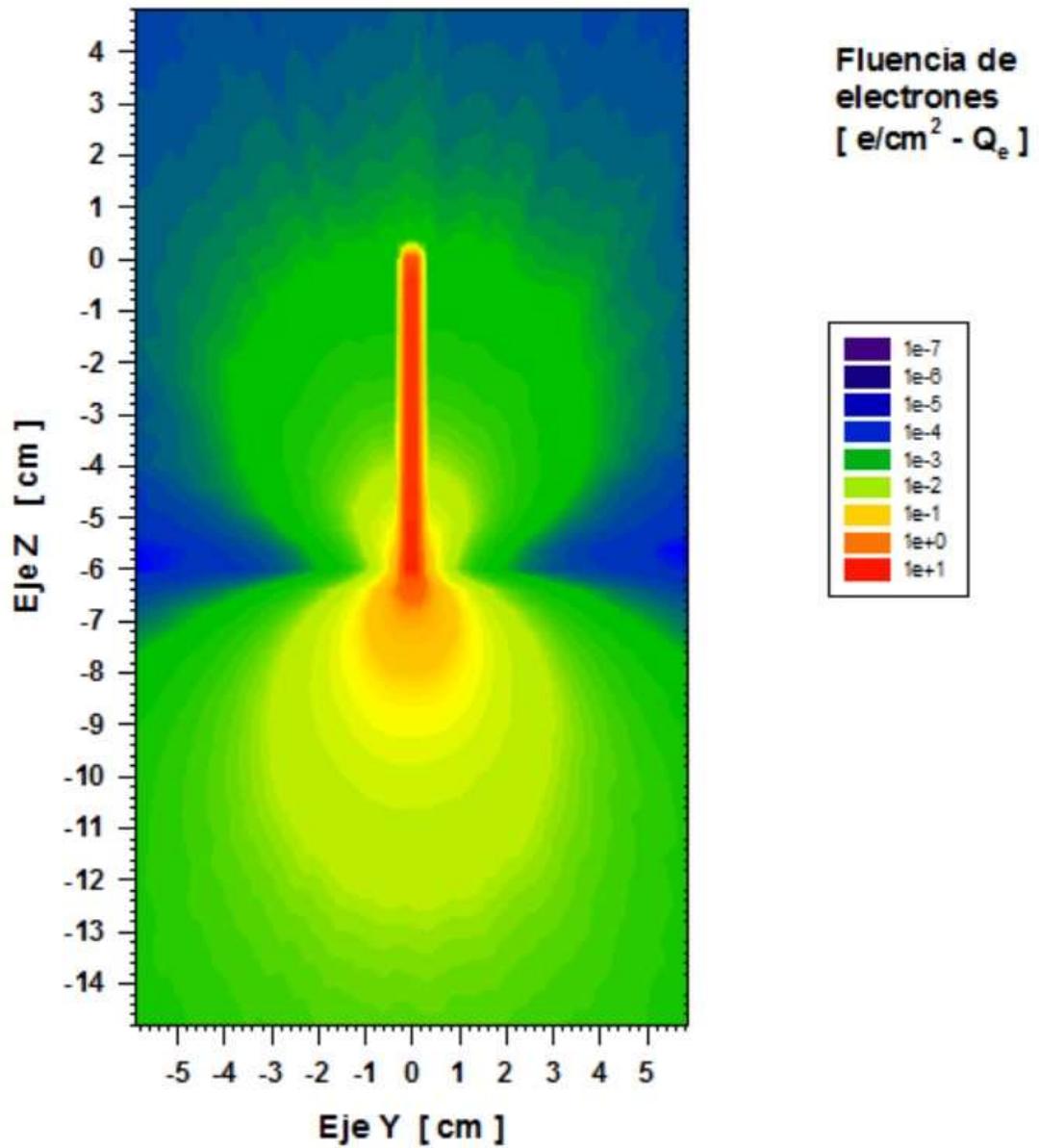


Figura 4.18.- Malla de fluencia de electrones para haz de 8 MeV

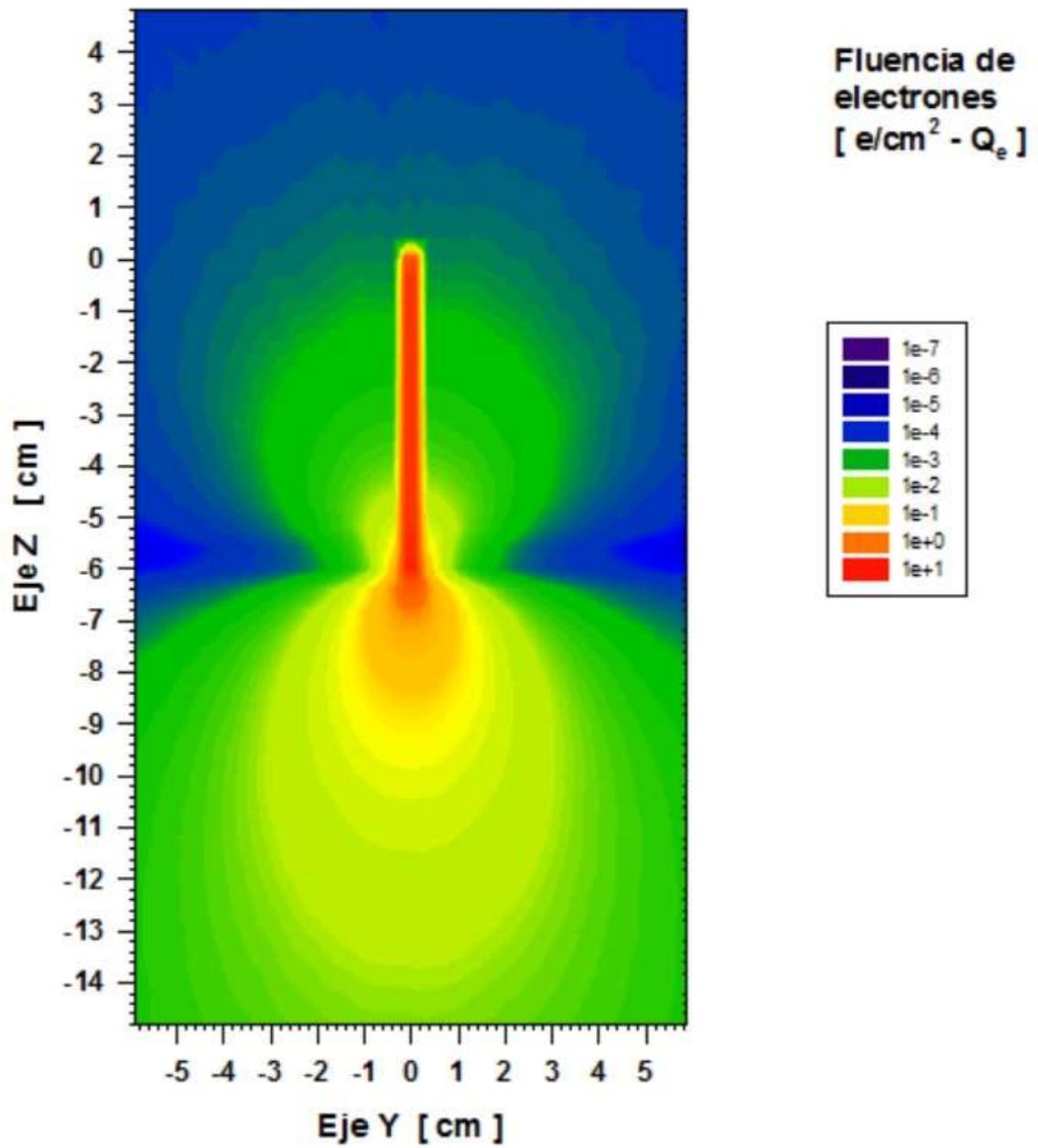


Figura 4.19.- Malla de fluencia de electrones para haz de 10 MeV

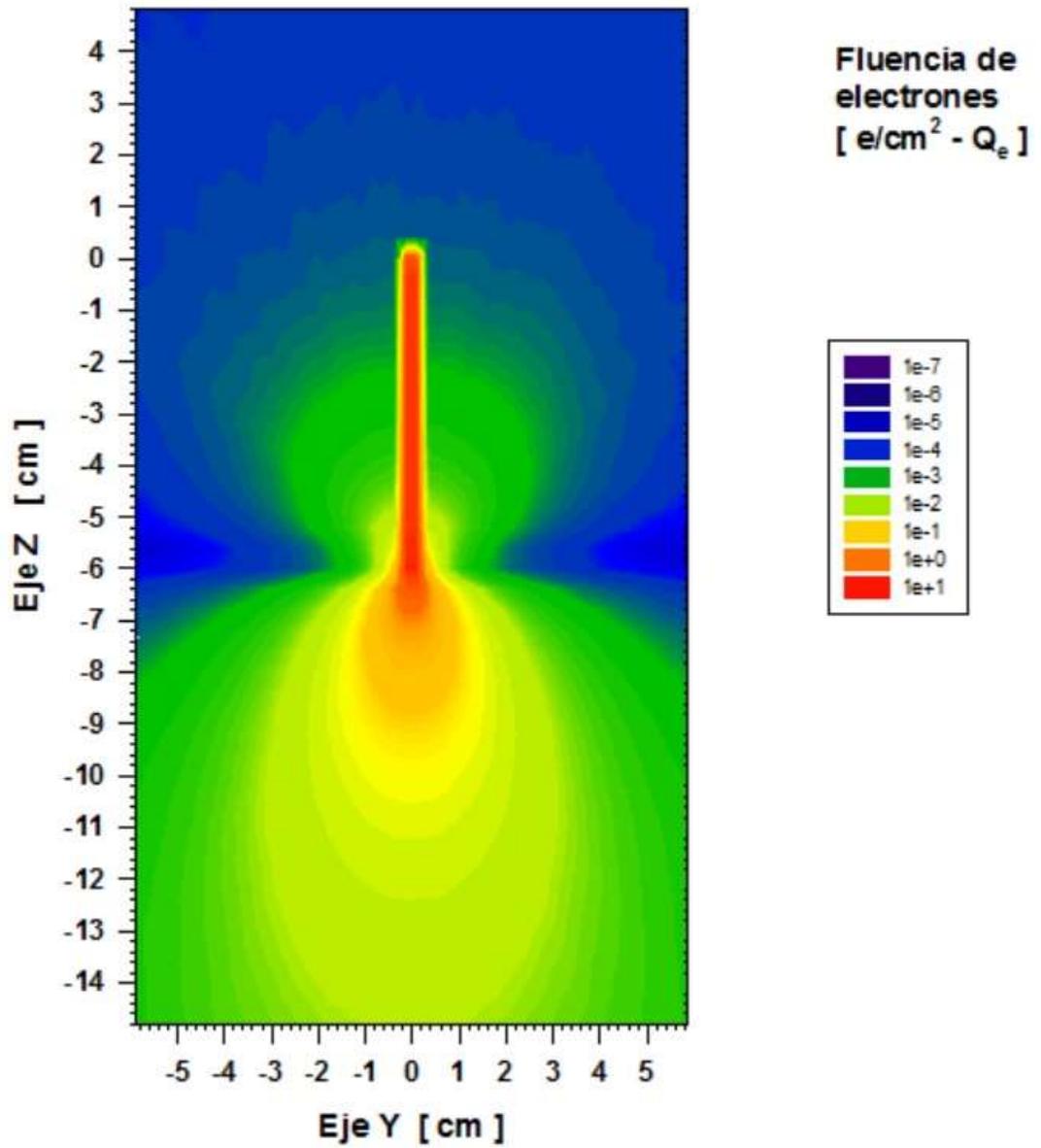


Figura 4.20.- Malla de fluencia de electrones para haz de 12 MeV

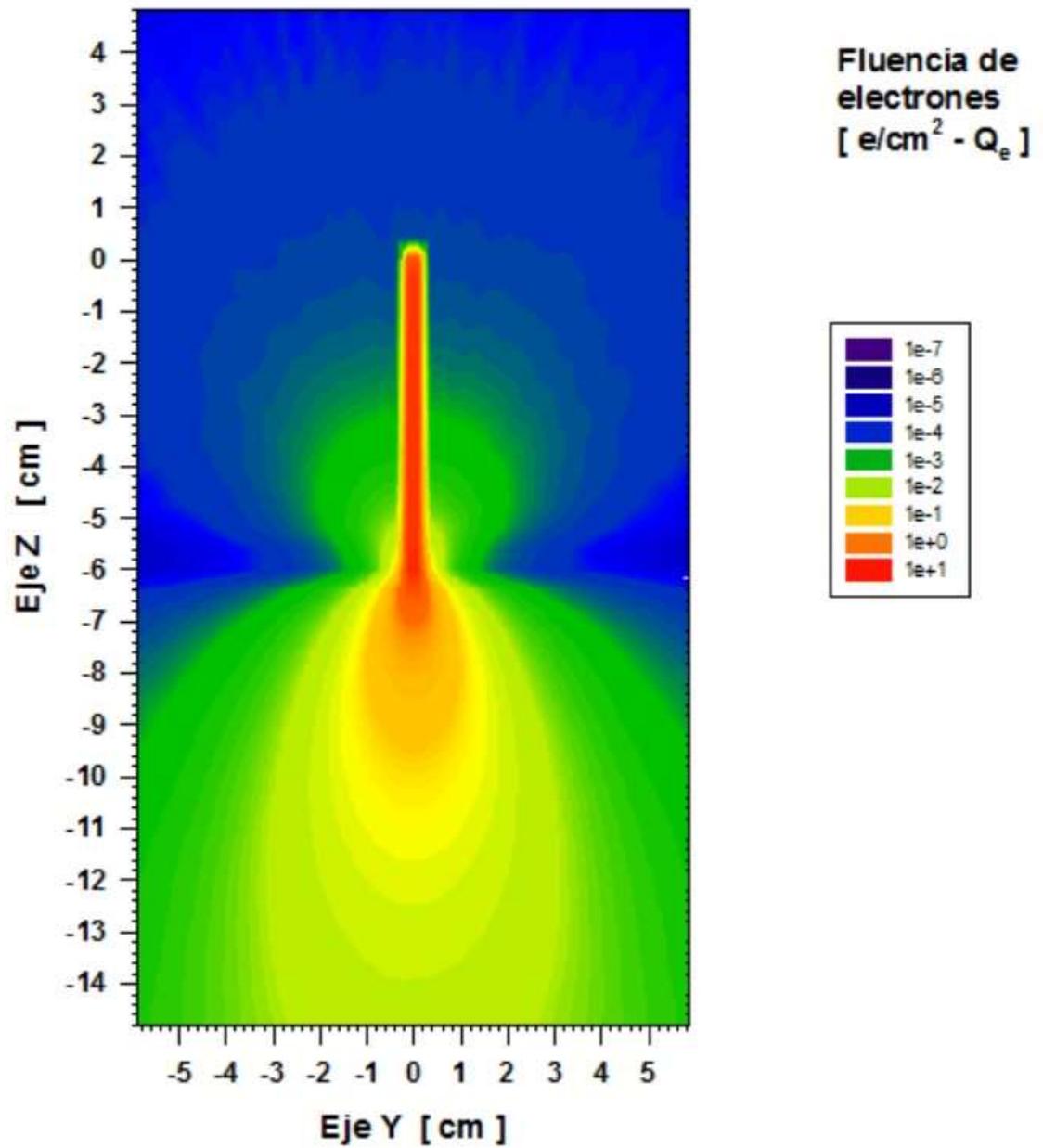


Figura 4.21.- Malla de fluencia de electrones para haz de 15 MeV

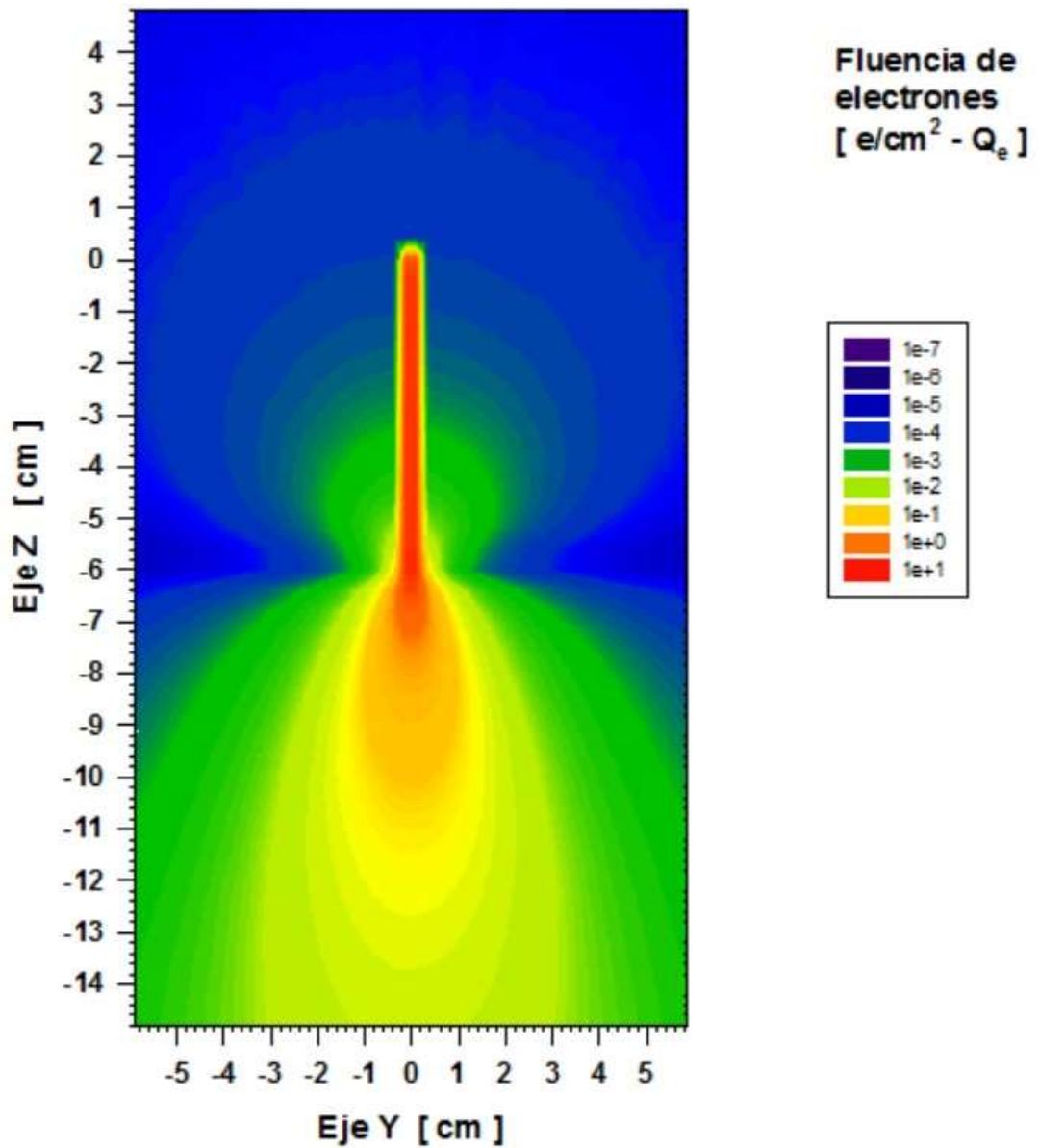


Figura 4.22.- Malla de fluencia de electrones para haz de 18 MeV

En las Figuras Figura 4.23, Figura 4.24, Figura 4.25, Figura 4.26 y Figura 4.27 se muestran las mallas de la fluencia de los fotones producidos en la laminilla dispersora, localizada en las coordenadas (0,-6), debido al haz de electrones.

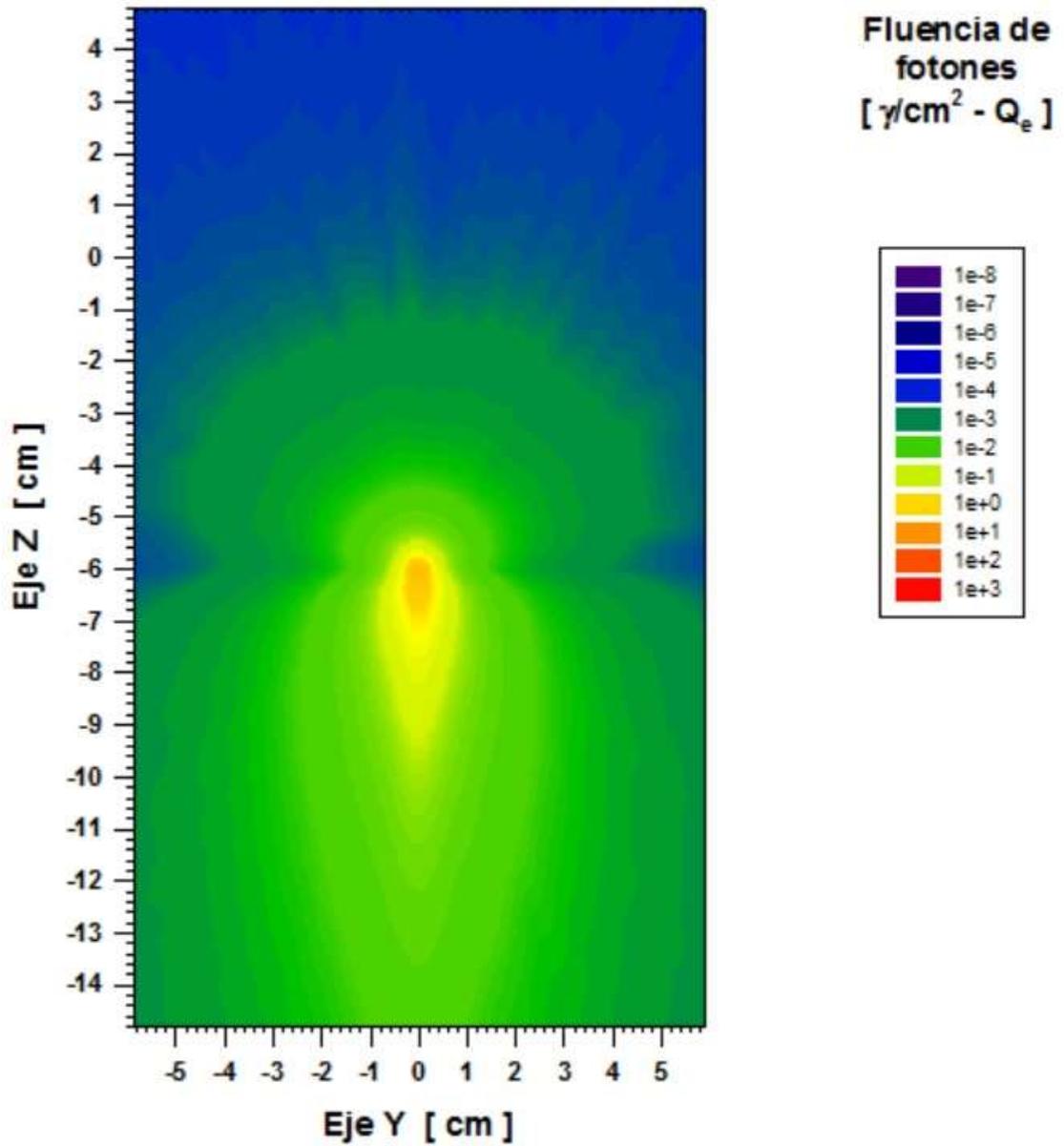


Figura 4.23.- Malla de fluencia de fotones para haz de 8 MeV

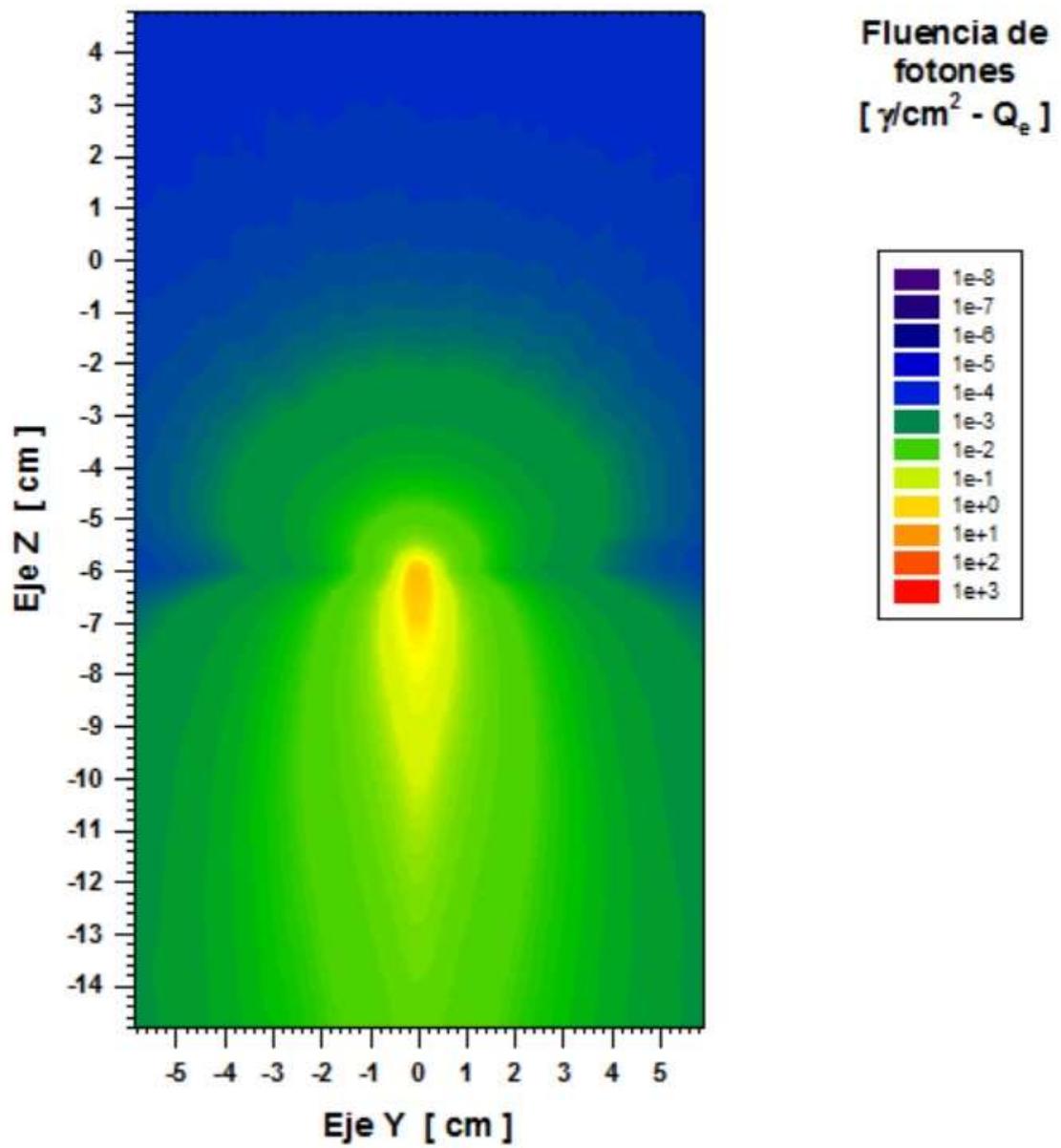


Figura 4.24.- Malla de fluencia de fotones para haz de 10 MeV

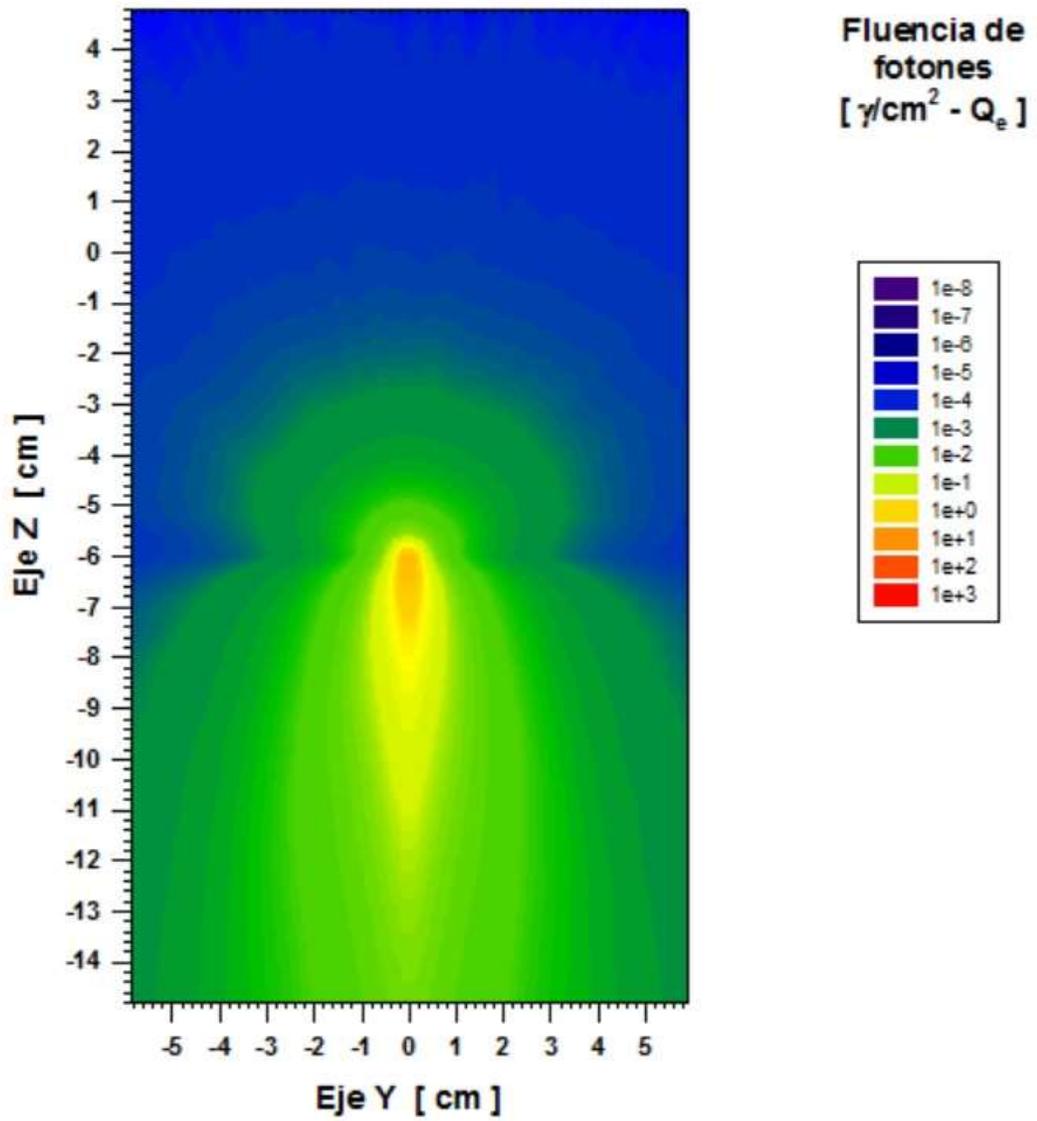


Figura 4.25.- Malla de fluencia de fotones para haz de 12 MeV

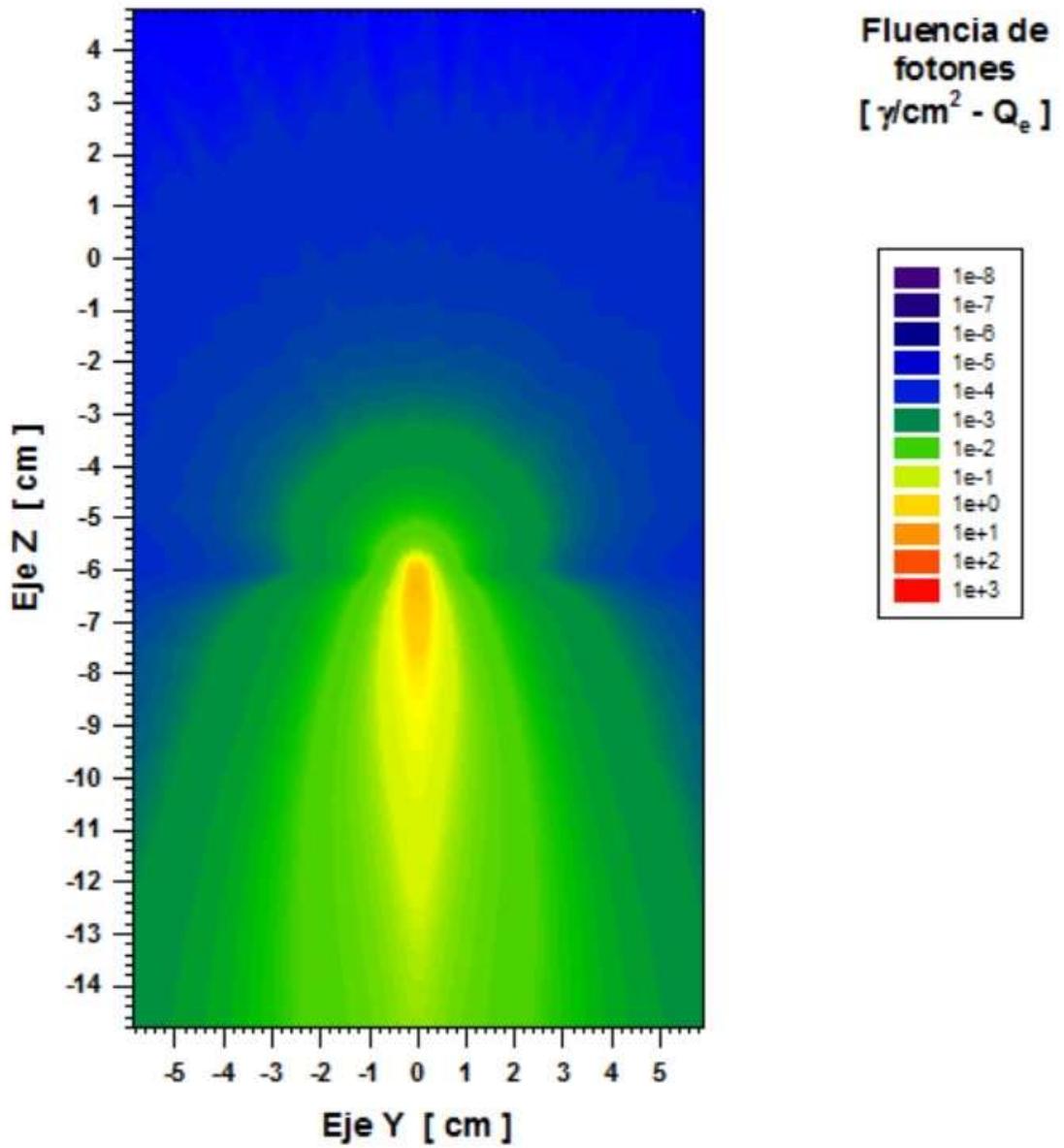


Figura 4.26.- Malla de fluencia de fotones para haz de 15 MeV

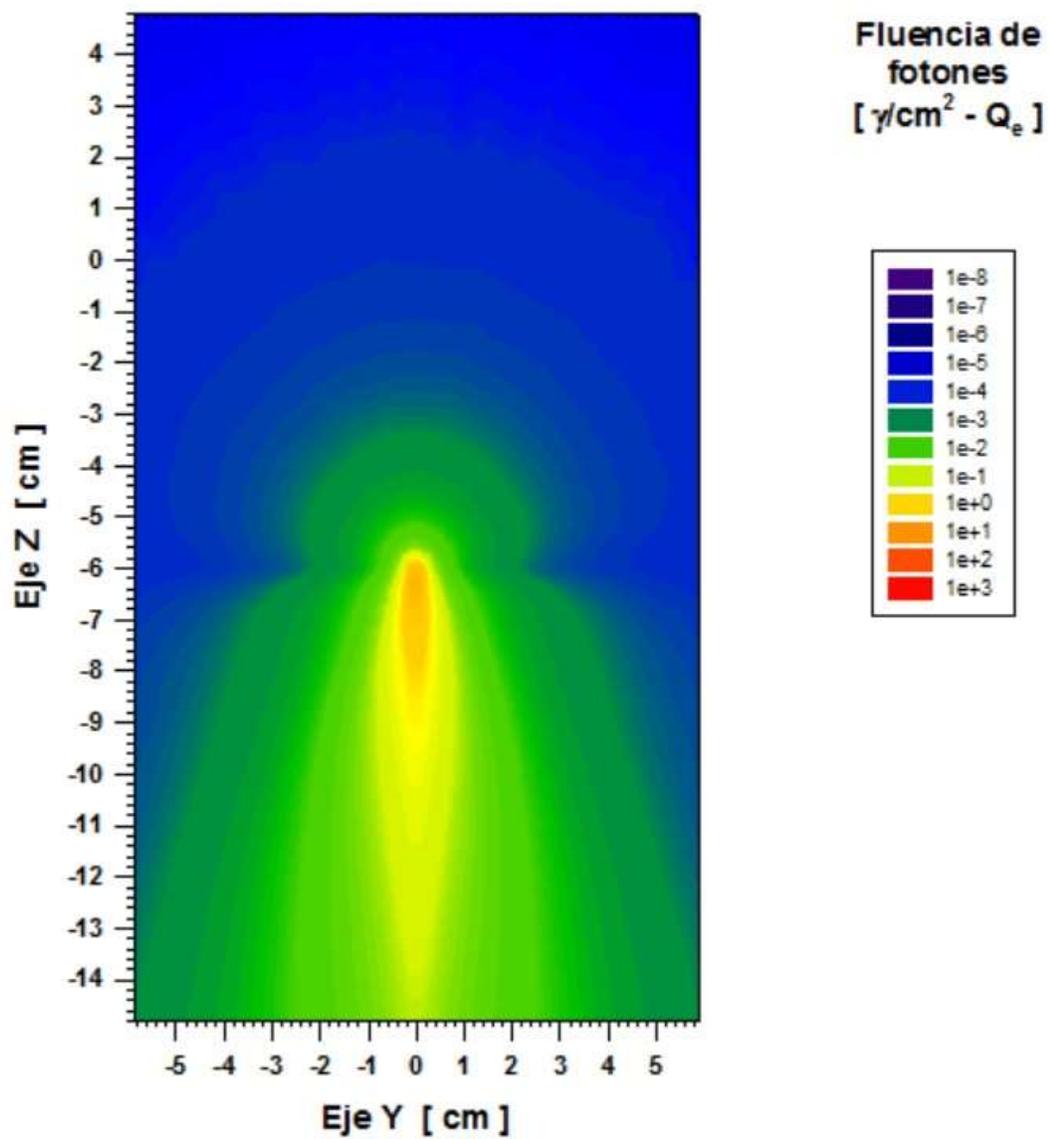


Figura 4.27.- Malla de fluencia de fotones para haz de 18 MeV

En las Figuras Figura 4.28, Figura 4.29, Figura 4.30 y Figura 4.31 se muestran las mallas de la fluencia de los neutrones producidos en la laminilla dispersora, por cada electrón emitido por la fuente (Q_e)

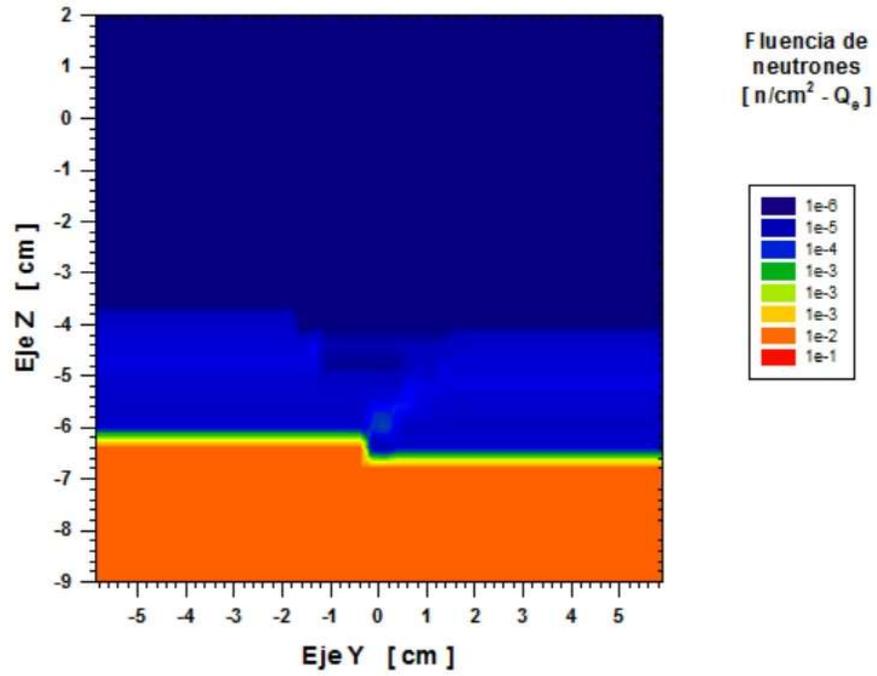


Figura 4.28.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 10 MeV

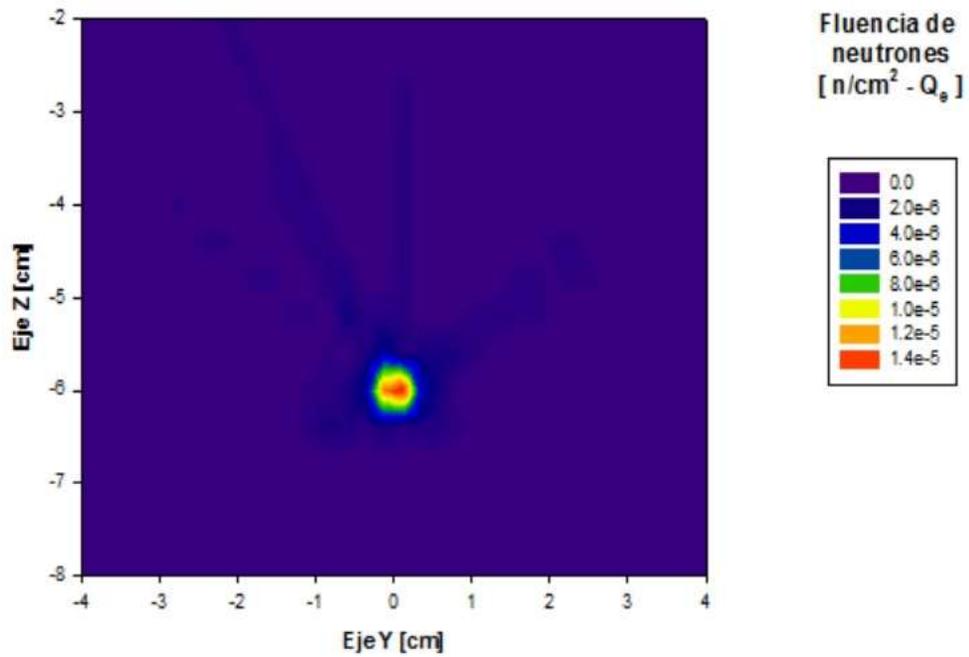


Figura 4.29.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 12 MeV

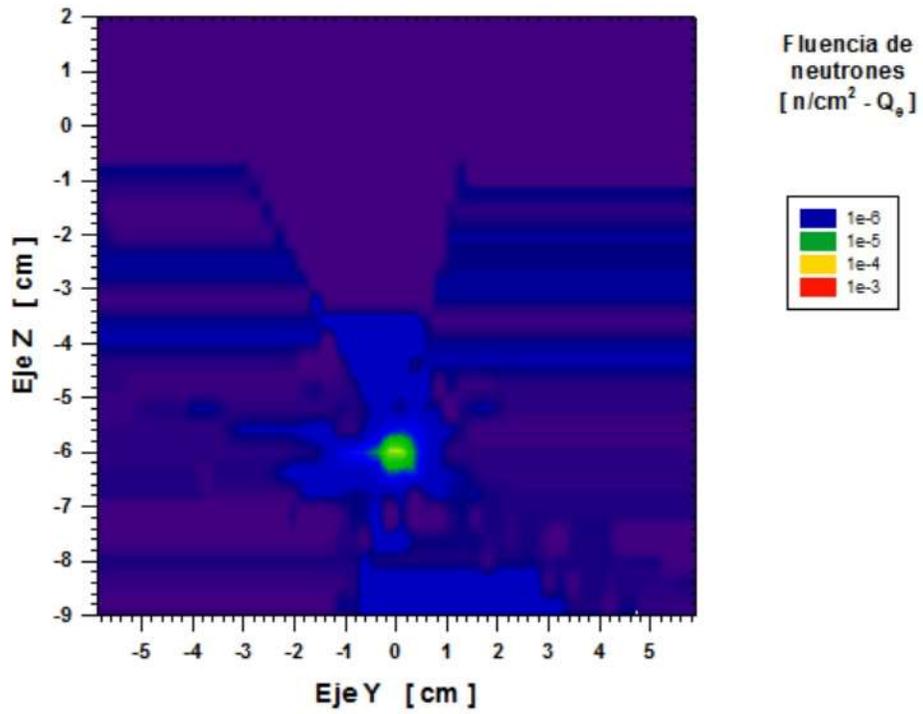


Figura 4.30.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 15 MeV

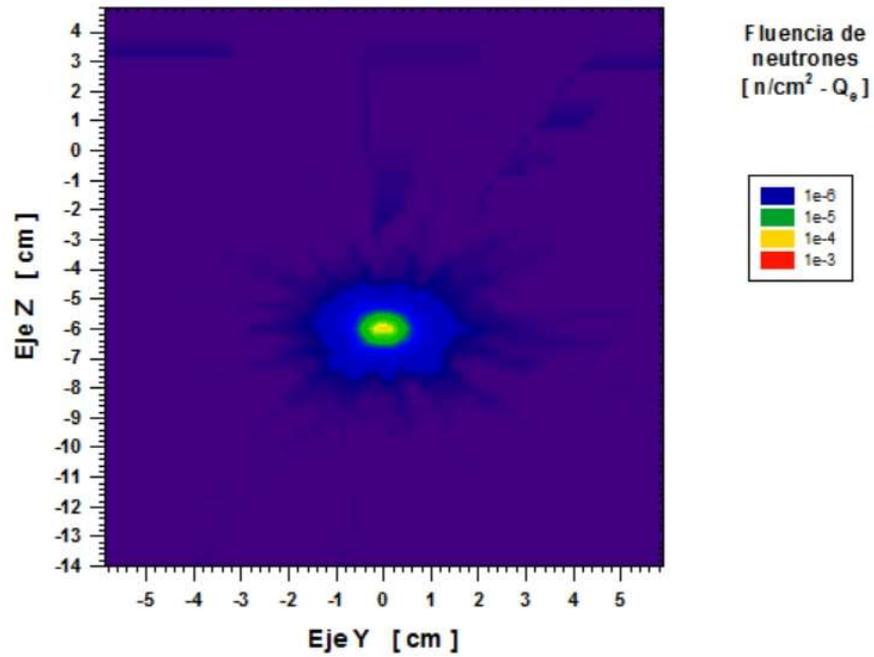


Figura 4.31.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 18 MeV

4.1.2 ETAPA 2

Los siguientes resultados corresponden a la simulación agregando el modelo simple del cabezal.

En las Figuras Figura 4.32, Figura 4.33, Figura 4.34, Figura 4.35 y Figura 4.36 se muestran los espectros de los fotones, por historia, en los cuatro detectores puntales cuando el LINAC opera a 8, 10, 12, 15 y 18 MV respectivamente.

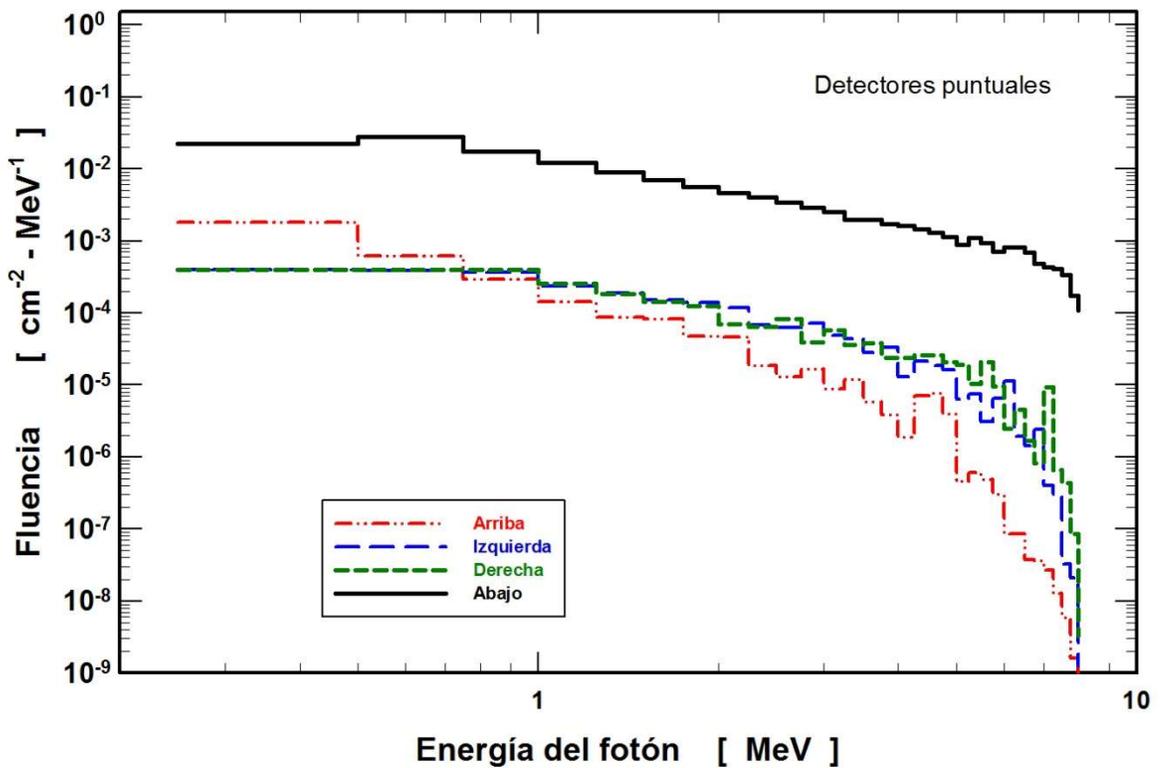


Figura 4.32.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntales para haz de electrones de 8 MeV

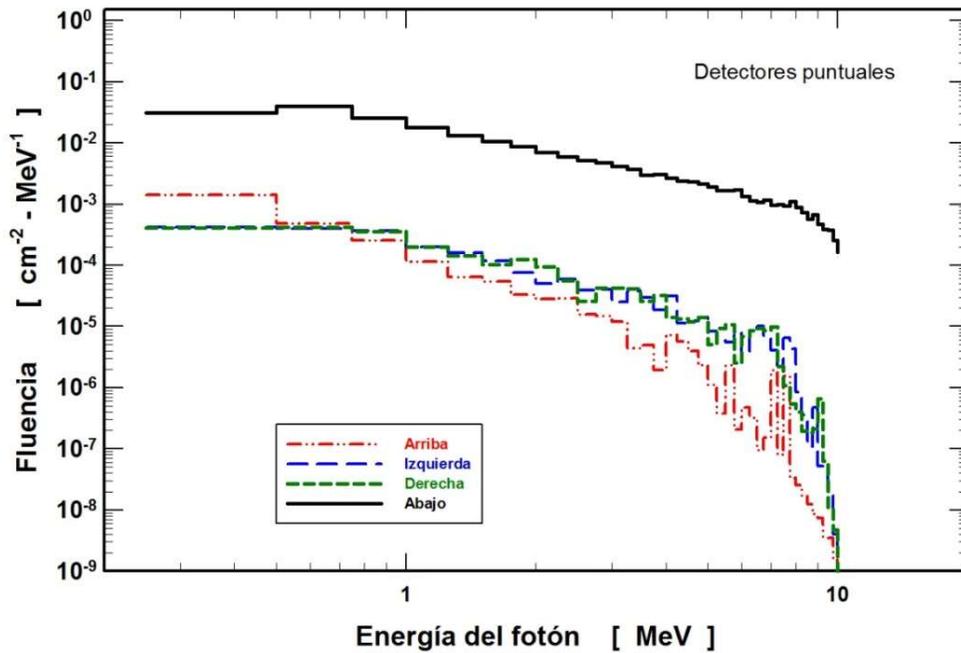


Figura 4.33.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 10 MeV

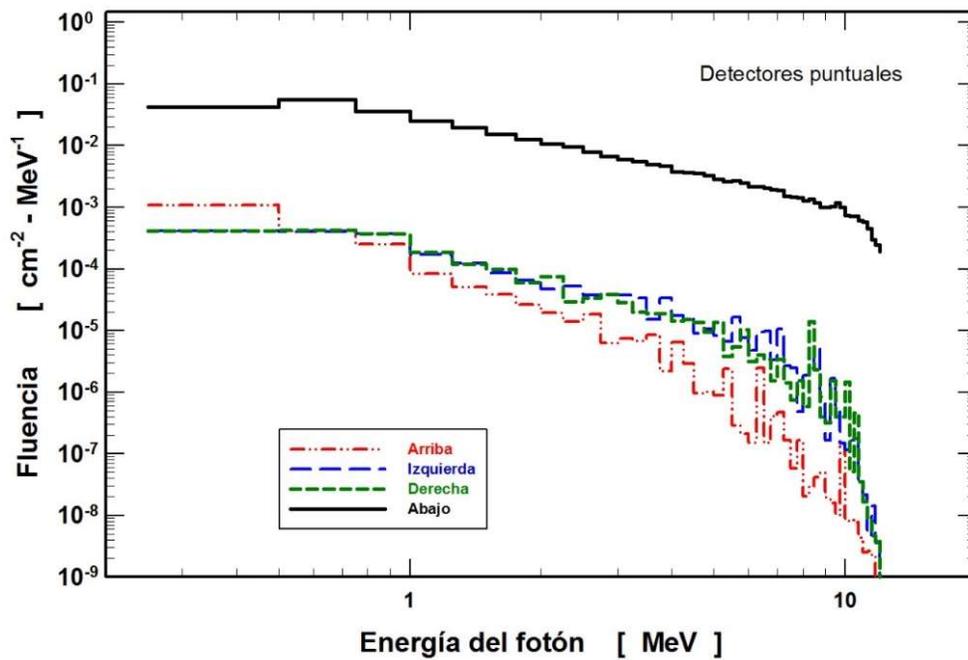


Figura 4.34.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 12 MeV

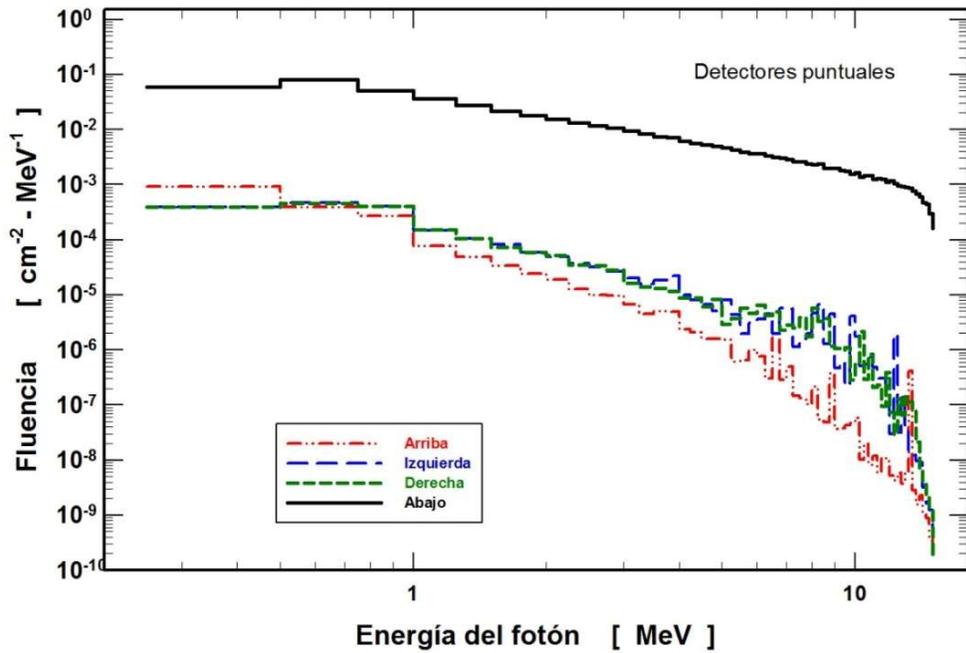


Figura 4.35.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 15 MeV

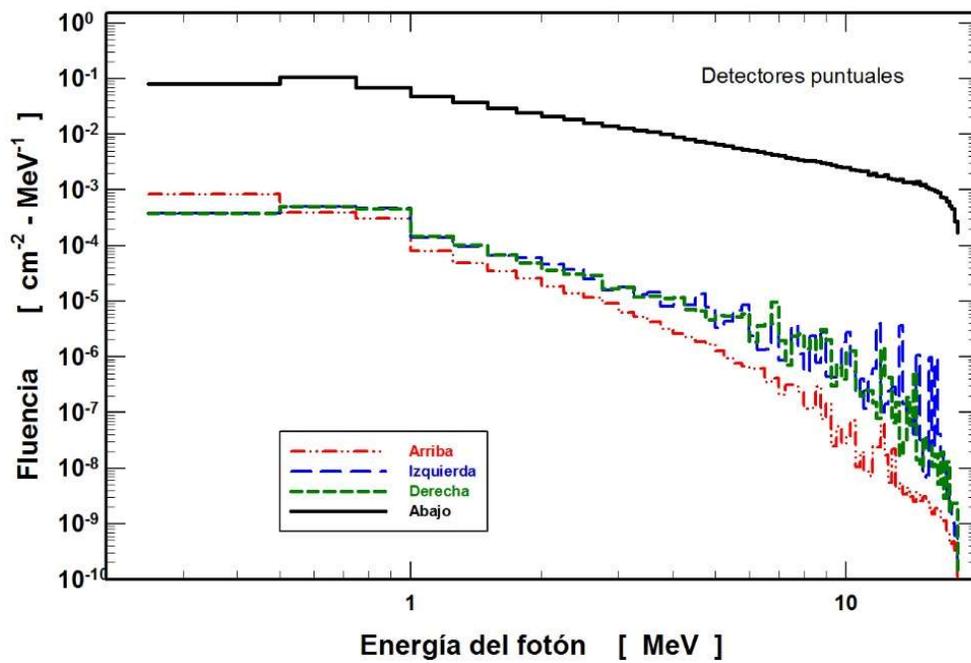


Figura 4.36.- Espectros de los fotones en los cuatro detectores puntuales para haz de electrones de 18 MeV

En las Figuras Figura 4.37 y Figura 4.38 se muestran los espectros de fotones, por historia, en los dos detectores puntales localizados a 50 cm y 100 cm del centro del cabezal del LINAC, para el haz de electrones de 8, 10, 12, 15 y 18 MeV respectivamente.

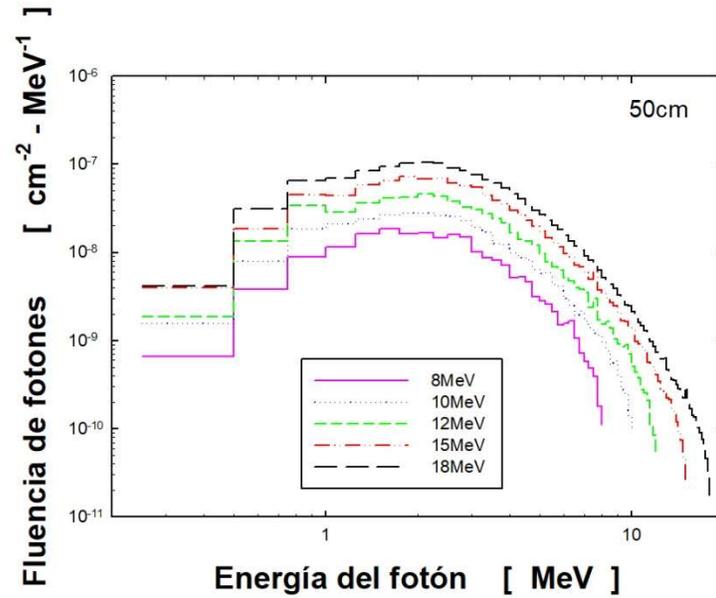


Figura 4.37.- Espectros de los fotones a 50 cm de la fuente

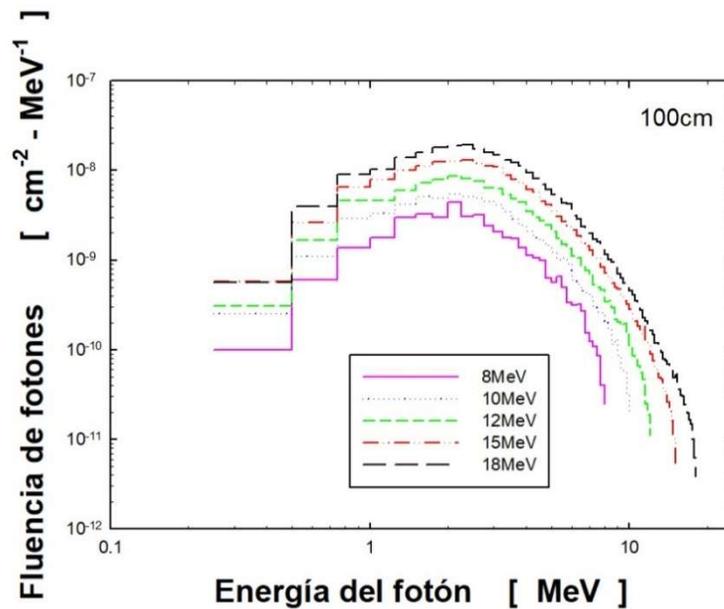


Figura 4.38.- Espectros de los fotones a 100 cm de la fuente

En la Tabla 4.4 se muestran los valores de la fluencia de fotones, por historia, en los 6 detectores.

Tabla 4.4.- Fluencia de fotones en los detectores puntuales, con el cabezal

FLUENCIA TOTAL DE FOTONES [$\gamma/\text{cm}^2\text{-Q}$]						
Energía de haz	Detector arriba	Detector izquierda	Detector derecha	Detector abajo	Detector 50 cm	Detector 100 cm
8 MeV	3.25E-03±	2.45E-03±	2.48E-03±	1.37E-01±	5.26E-09±	1.22E-09±
	4.584-05	5.49E-05	5.54E-05	8.64E-04	2.55E-02	3.03E-02
10 MeV	2.55E-03±	2.16E-03±	2.25E-03±	2.13E-01±	3.64E-07±	7.01E-08±
	3.35E-05	4.02E-05	4.45E-05	1.02E-03	4.99E-09	7.85E-10
12 MeV	2.06E-03±	2.08E-03±	2.06E-03±	3.16E-01±	5.87E-07±	1.10E-07±
	2.34E-05	4.44E-05	4.13E-05	1.48E-03	9.39E-09	1.27E-09
15 MeV	1.85E-03±	1.98E-03±	1.96E-03±	4.76E-01±	9.75E-07±	1.85E-07±
	7.42E-06	1.98E-05	1.88E-05	9.99E-04	7.41E-09	1.61E-09
18 MeV	1.83E-03±	2.00E-03±	1.97E-03±	6.67E-01±	1.46E-06±	2.71E-07±
	6.22E-06	1.95E-05	1.57E-05	1.40E-03	1.00E-08	1.84E-09

En las Figuras Figura 4.39, Figura 4.40, Figura 4.41 y Figura 4.42 se muestran los espectros de los neutrones producidos, por historia, detectados en los cuatro detectores puntales con estructura de energía fina.

En las Figuras Figura 4.43, Figura 4.44, Figura 4.45 y Figura 4.46 se muestra el espectro de los neutrones producidos, detectados en los cuatro detectores puntales con estructura de energía ICRP74.

En las Figuras Figura 4.47, Figura 4.48, Figura 4.49 y Figura 4.50 se muestra el espectro de los neutrones producidos, detectados en los cuatro detectores puntales con estructura de energía BUNKIUT.

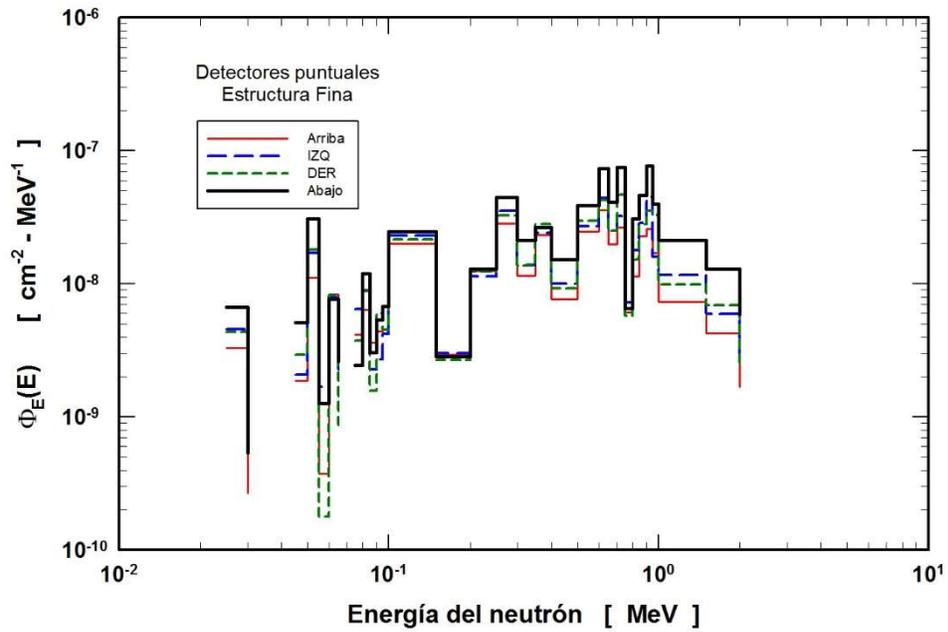


Figura 4.39.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 10 MeV

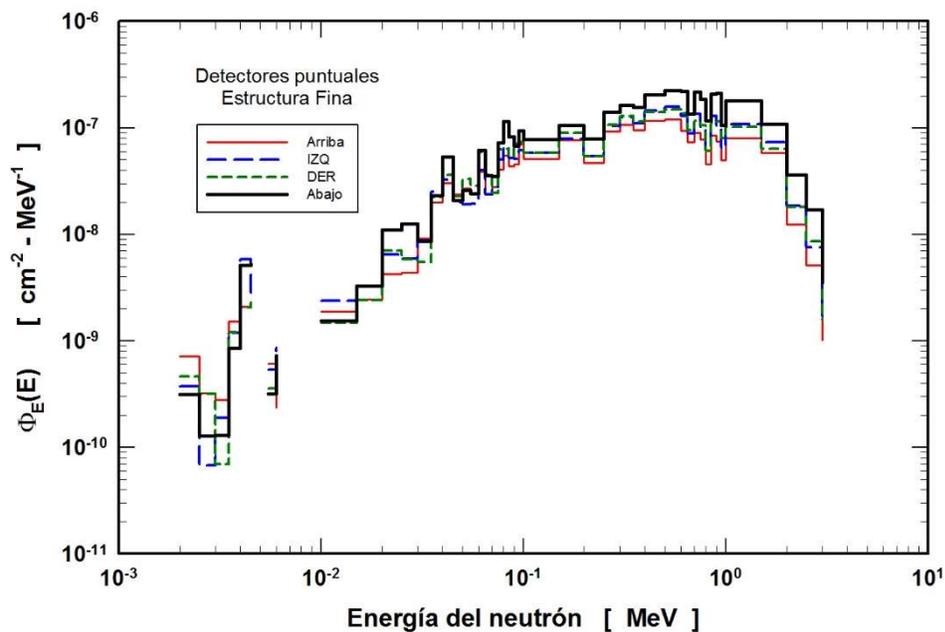


Figura 4.40.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 12 MeV

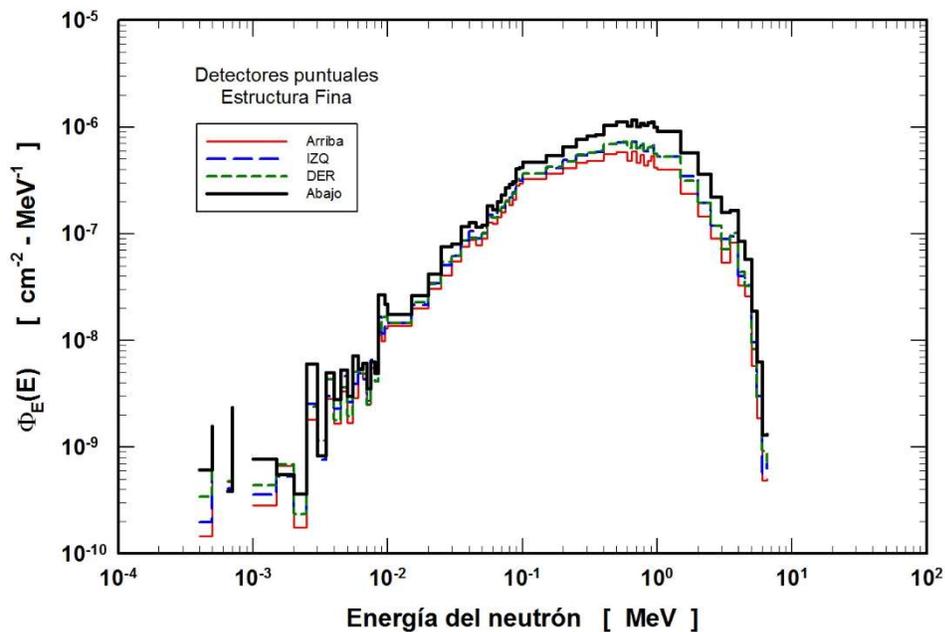


Figura 4.41.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 15 MeV

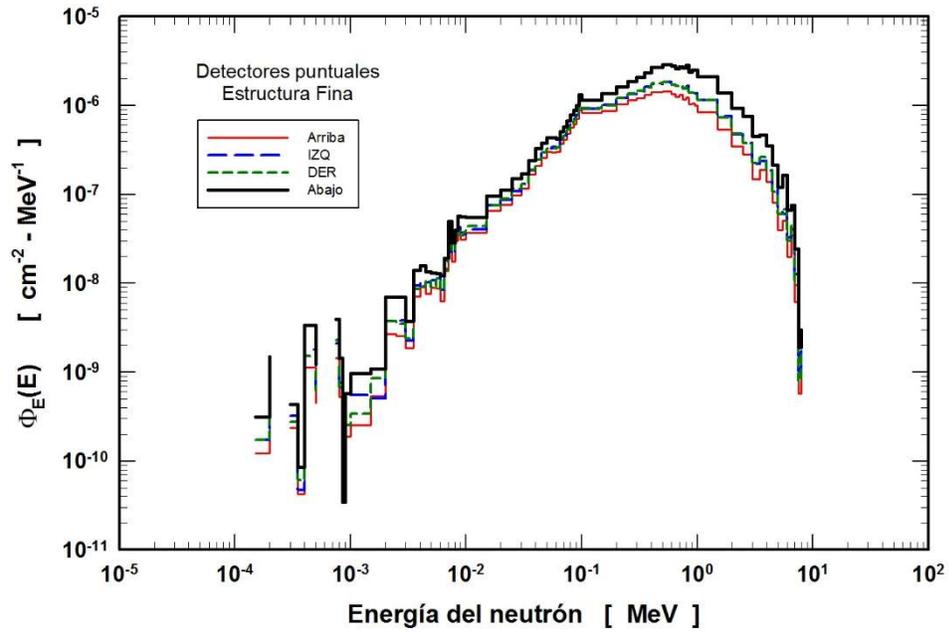


Figura 4.42.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 18 MeV

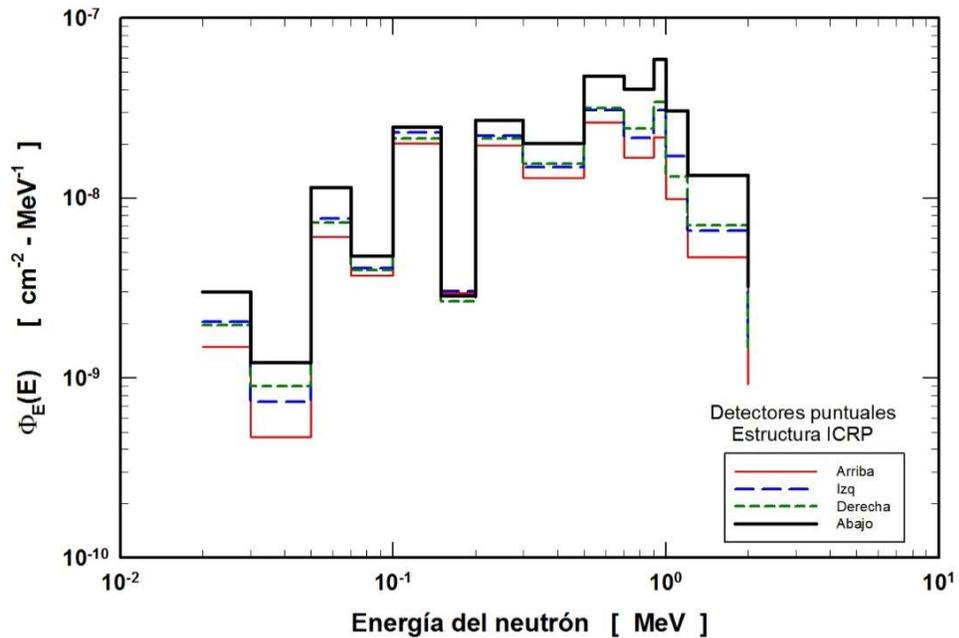


Figura 4.43.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 10 MeV

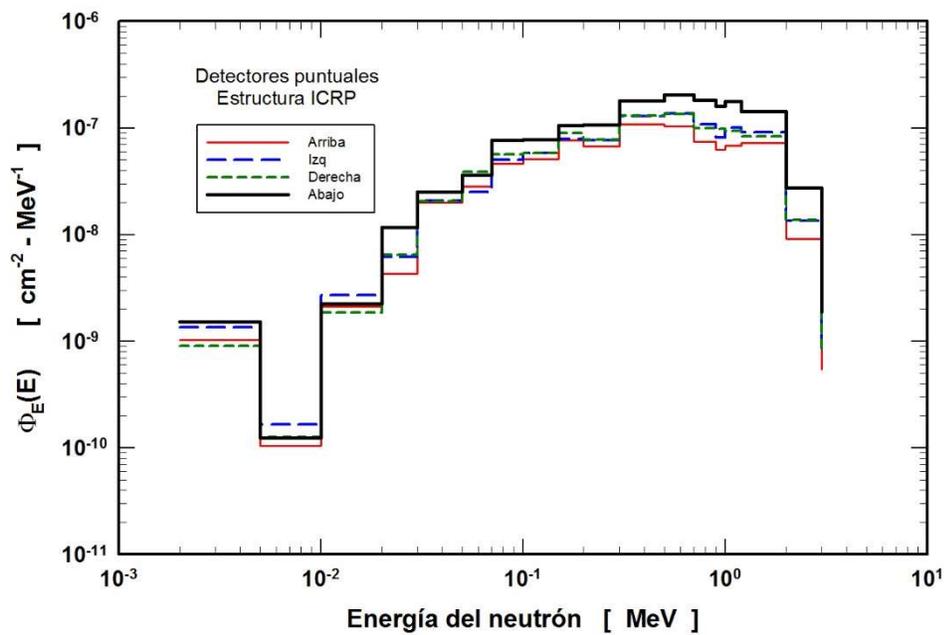


Figura 4.44.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 12 MeV

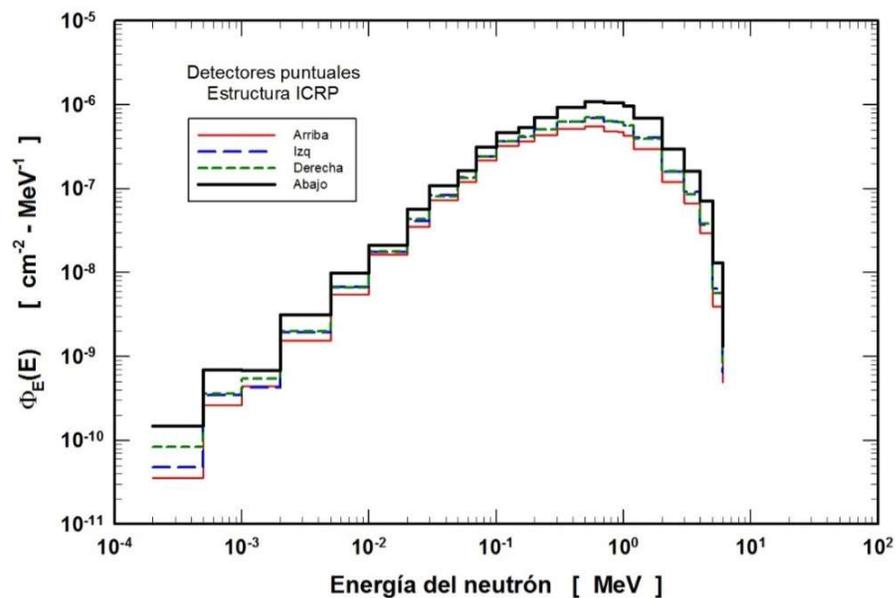


Figura 4.45.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 15 MeV

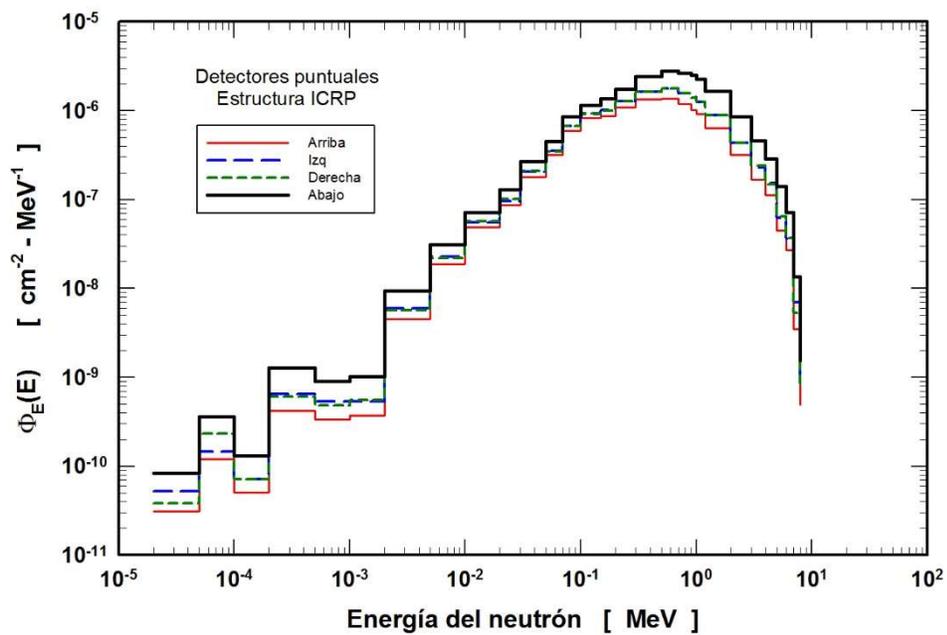


Figura 4.46.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía ICRP74 para haz de electrones de 18 MeV

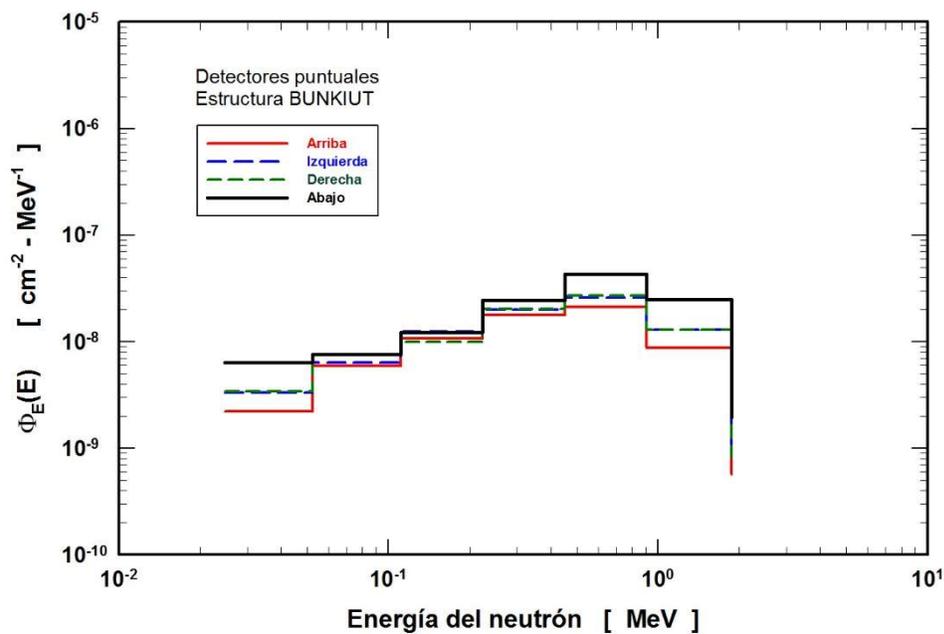


Figura 4.47.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 10 MeV

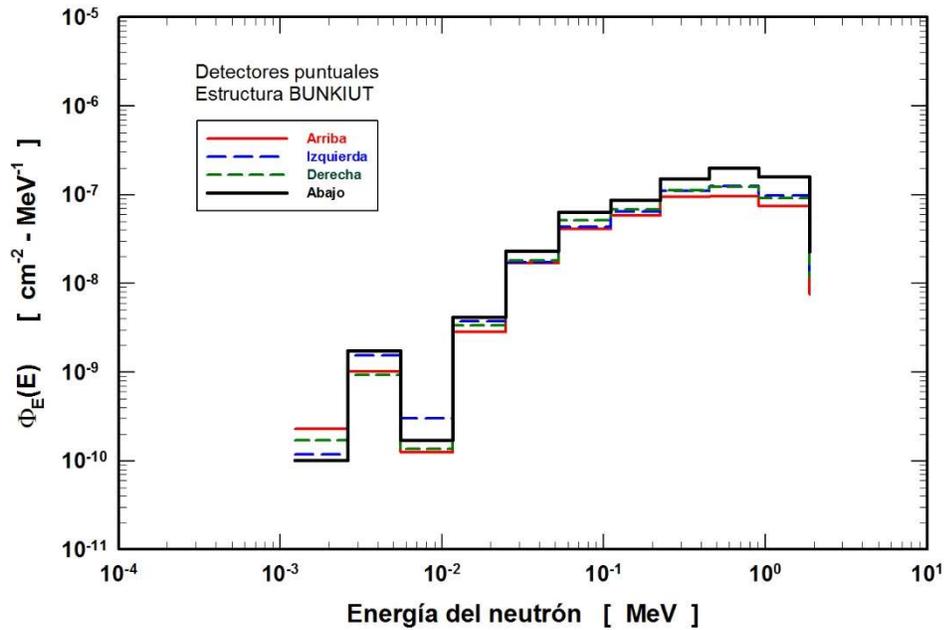


Figura 4.48.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 12 MeV

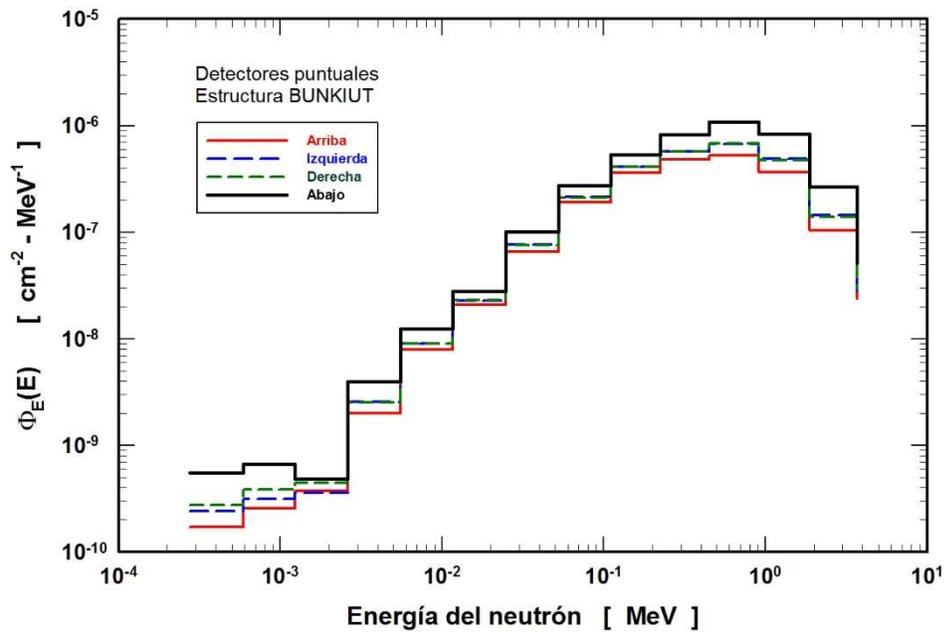


Figura 4.49.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 15 MeV

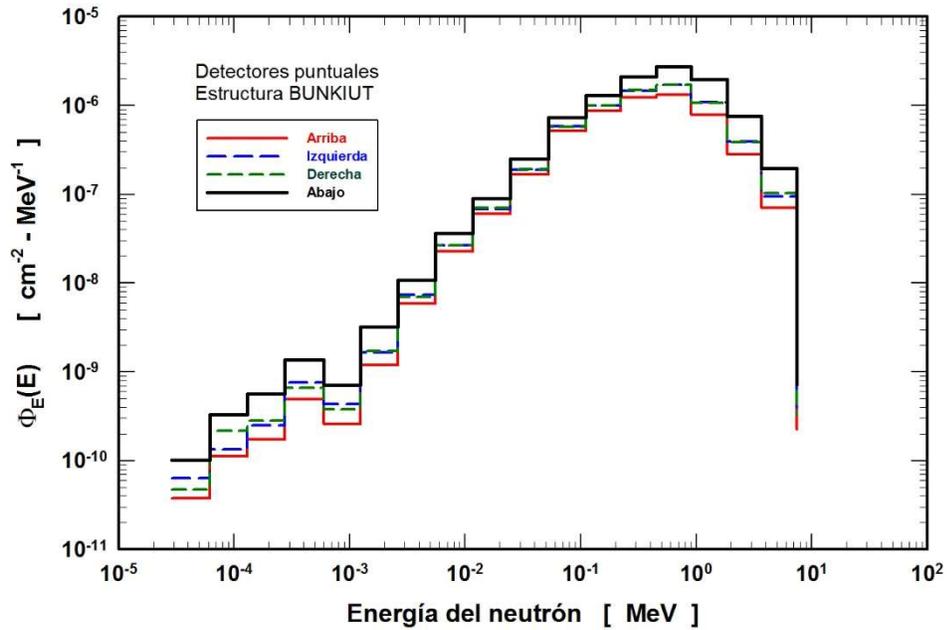


Figura 4.50.- Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía BUNKIUT para haz de electrones de 18 MeV

En las Figuras Figura 4.51 y Figura 4.52 se muestran los espectros de neutrones, por unidad de letargia y por historia, en los dos detectores puntuales localizados a 50 cm y 100 cm del centro del cabezal del LINAC, para el haz de electrones de 8, 10, 12, 15 y 18 MeV respectivamente.

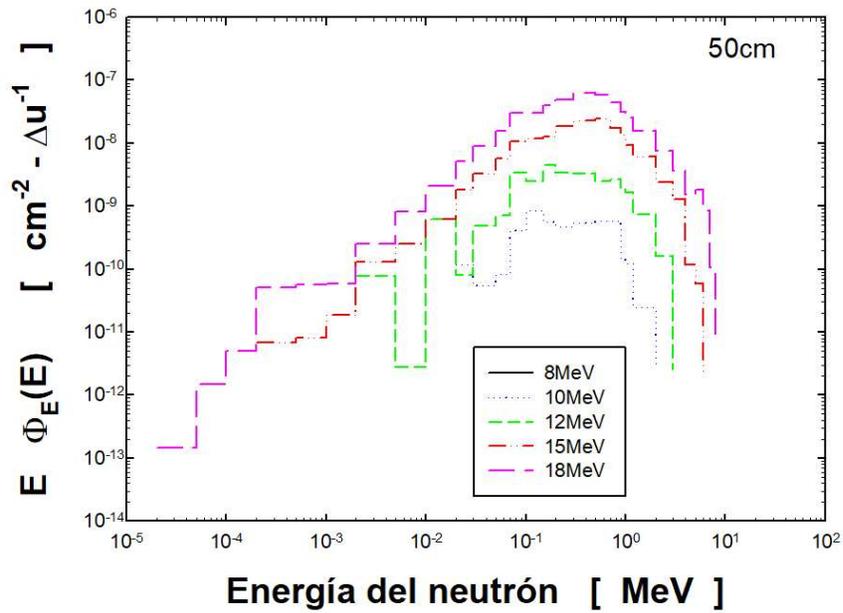


Figura 4.51.- Espectro de neutrones a 50 cm de la fuente

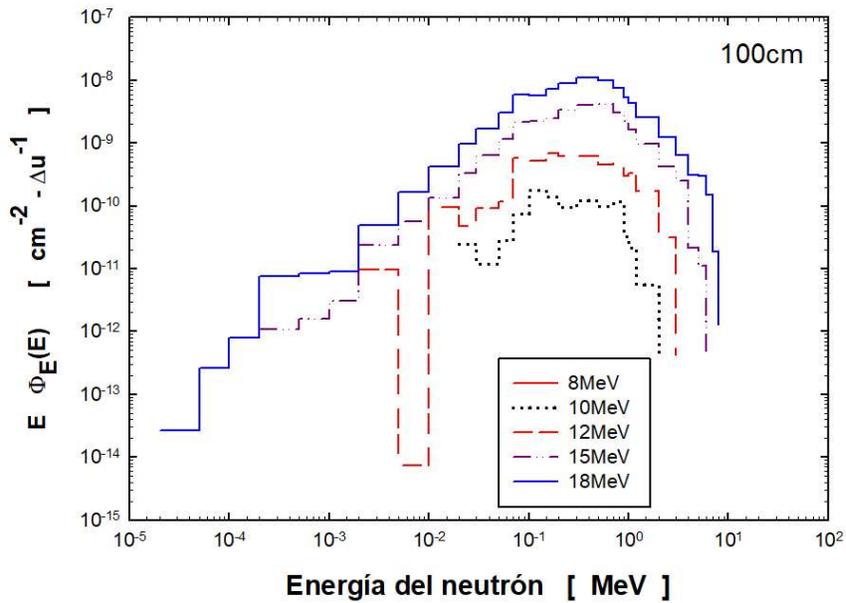


Figura 4.52.- Espectro de neutrones a 100 cm de la fuente

En la Tabla 4.5 se presentan las fluencias de neutrones, por historia, en los 6 detectores puntuales.

Tabla 4.5.- Fluencia de neutrones, por historia, en los 6 detectores puntuales

FLUENCIA DE NEUTRONES [n/cm ² -Q]						
Energía de haz	Detector arriba	Detector izquierda	Detector derecha	Detector abajo	Detector 50 cm	Detector 100 cm
8 MeV	0.00E+0±	0.00E+0±	0.00E+0±	0.00E+0±	0.00E+0±	0.00E+0±
	0.00E+0	0.00E+0	0.00E+0	0.00E+0	0.00E+0	0.00E+0
10 MeV	4.77E-08±	5.82E-08±	5.82E-08±	8.56E-08±	1.62E-09±	3.36E-10±
	1.09E-08	1.23E-08	1.29E-08	1.63E-08	3.99E-10	7.71E-11
12 MeV	2.79E-07±	3.39E-07±	3.42E-07±	5.04E-07±	1.00E-08±	1.83E-09±
	2.88E-08	3.14E-08	3.19E-08	4.40E-08	1.16E-09	1.94E-10
15 MeV	1.53E-06±	1.88E-06±	1.87E-06±	2.84E-06±	5.67E-08±	1.03E-08±
	2.99E-08	3.43E-08	3.33E-08	4.57E-08	1.31E-09	2.13E-10
18 MeV	3.79E-06±	4.70E-06±	4.70E-06±	7.23E-06±	1.51E-07±	2.71E-08±
	4.70E-08	5.26E-08	5.31E-08	7.52E-08	2.20E-09	3.60E-10

En las Figuras Figura 4.53, Figura 4.54, Figura 4.55, Figura 4.56 y Figura 4.57, se muestran las gráficas de contorno de la distribución espacial de la fluencia de electrones producidos en el cabezal del LINAC de 8, 10, 12, 15 y 18 MV respectivamente. En el origen se encuentra la fuente de electrones, que emite electrones hacia abajo, y a 6 cm (donde está la laminilla dispersora) el haz delgado de electrones (*pencil beam*) adquiere una distribución más ancha por la dispersión de los electrones en la laminilla.

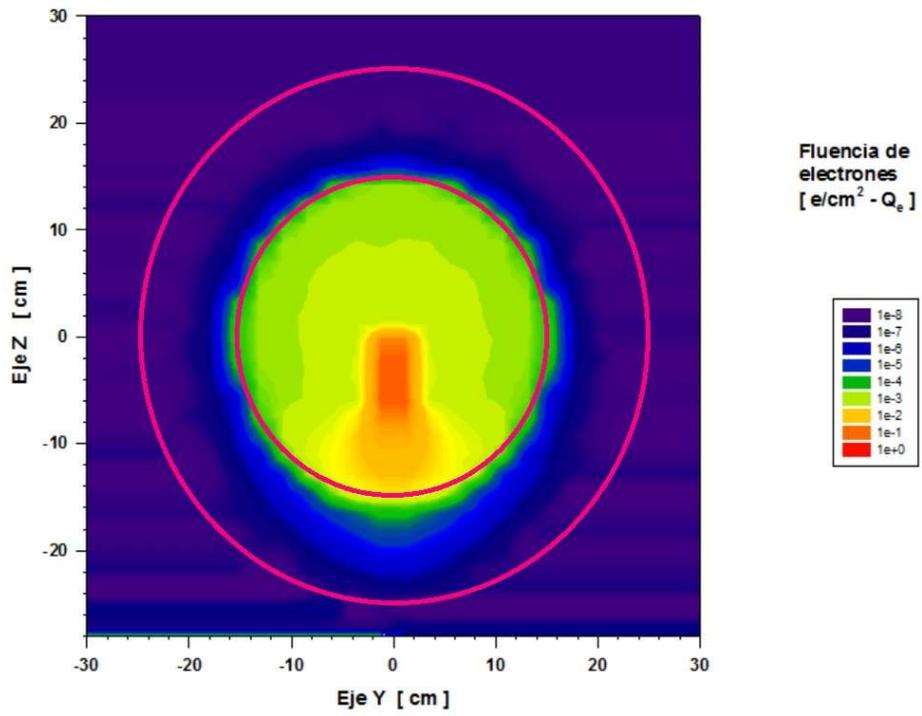


Figura 4.53.- Malla de fluencia de electrones para haz de 8 MeV

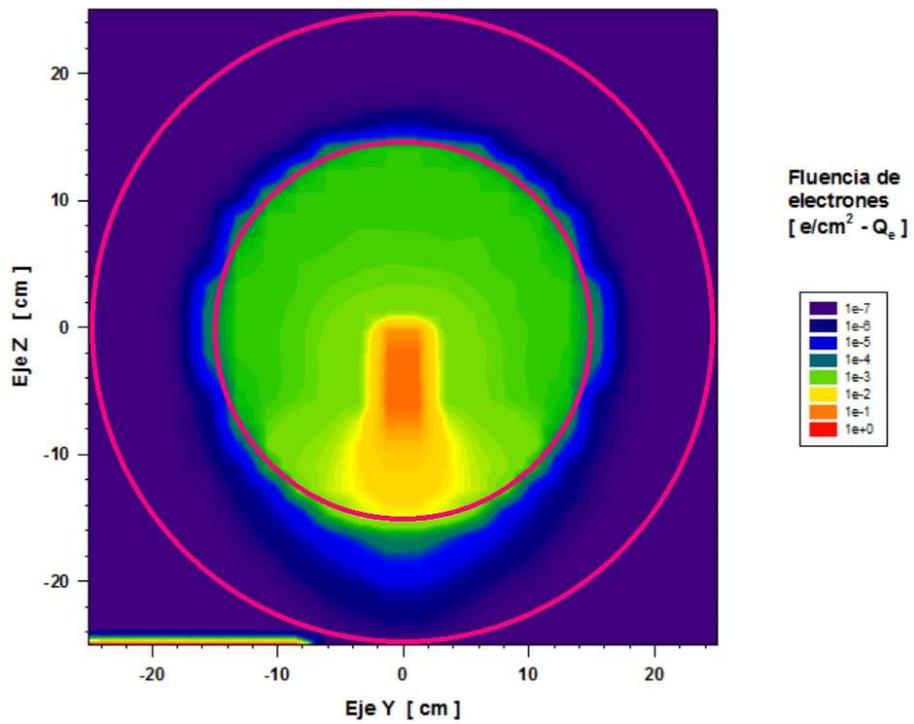


Figura 4.54.- Malla de fluencia de electrones para haz de 10 MeV

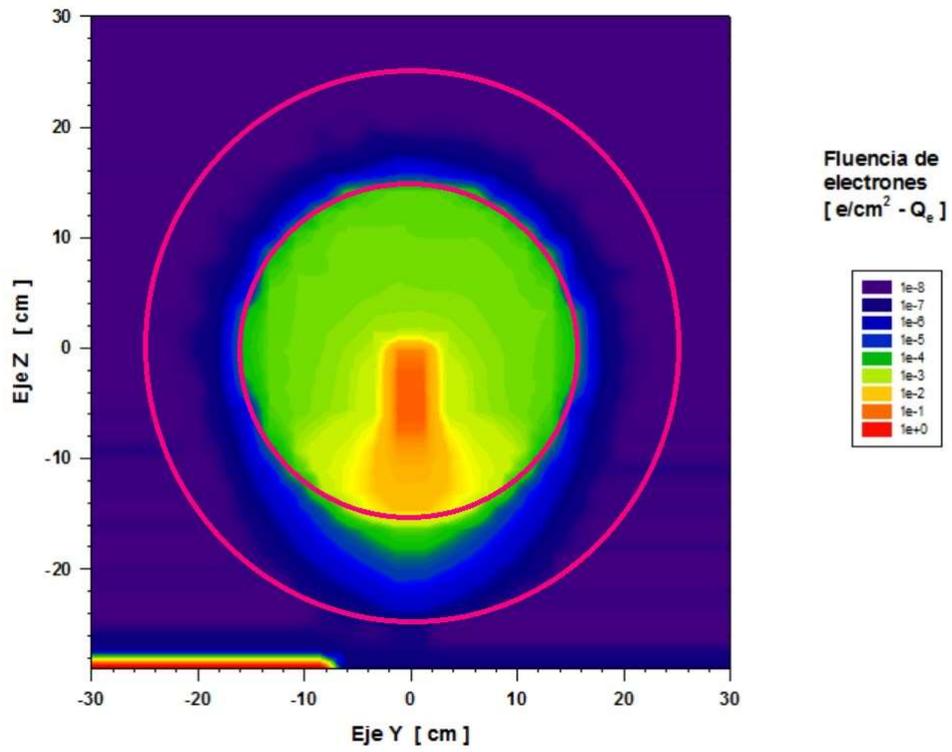


Figura 4.55.- Malla de fluencia de electrones para haz de 12 MeV

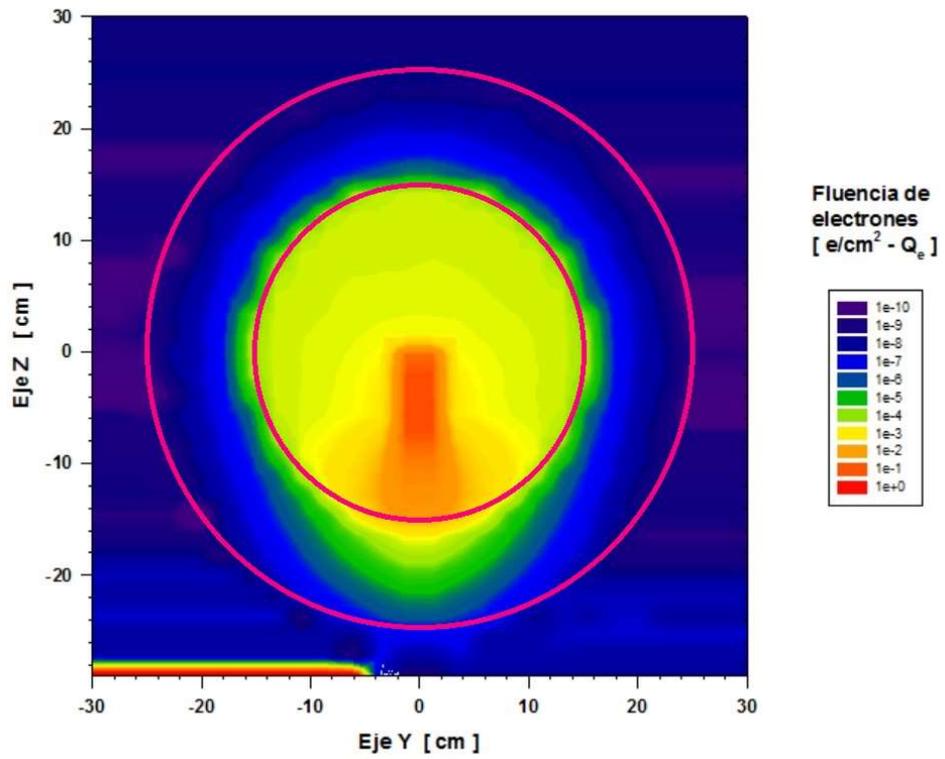


Figura 4.56.- Malla de fluencia de electrones para haz de 15 MeV

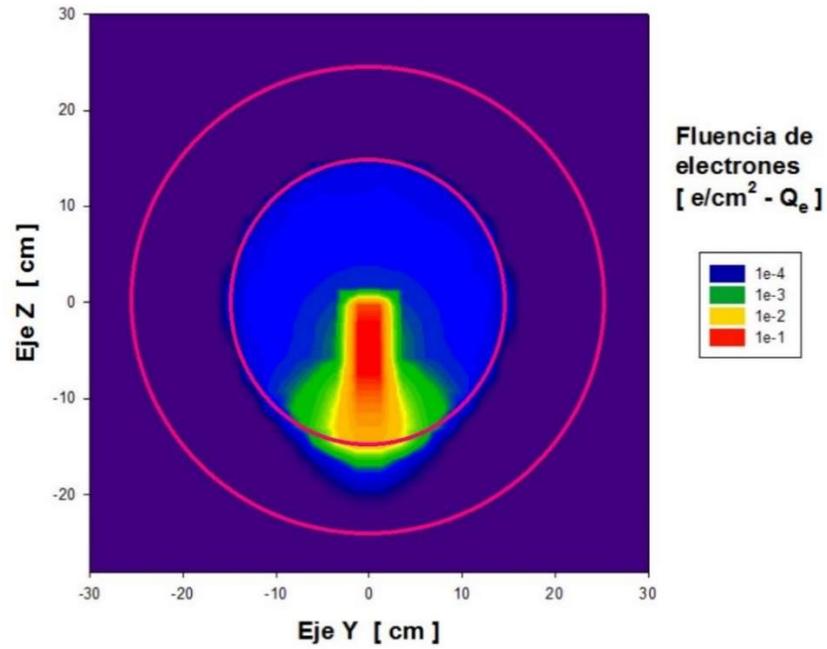


Figura 4.57.- Malla de fluencia de electrones para haz de 18 MeV

En las Figuras Figura 4.58, Figura 4.59, Figura 4.60, Figura 4.61 y Figura 4.62 se presentan las gráfica de contorno de la distribución de la fluencia de fotones, por cada electrón emitido (Q_e), producidos en el cabezal del LINAC operando a 8, 10, 12, 15 y 18 MV respectivamente.

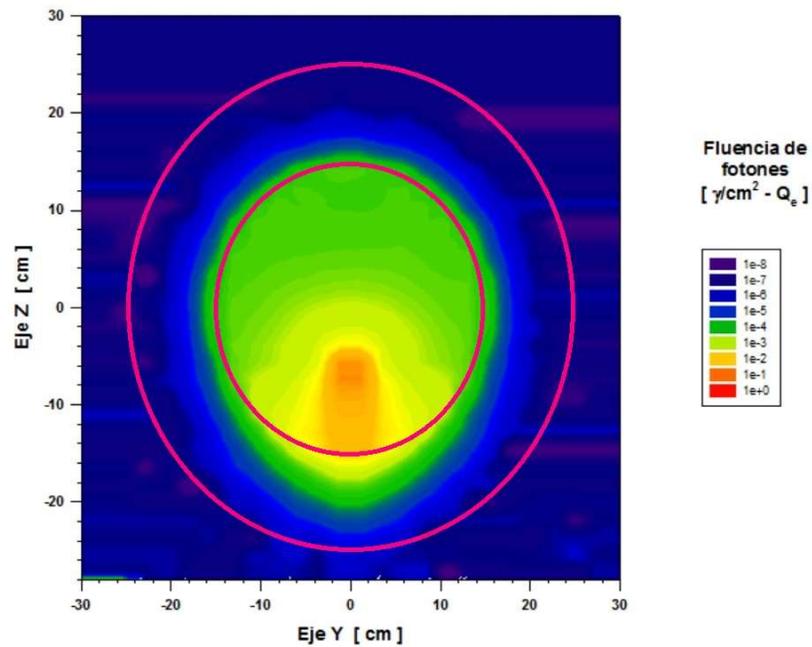


Figura 4.58.- Malla de fluencia de fotones para haz de 8 MeV

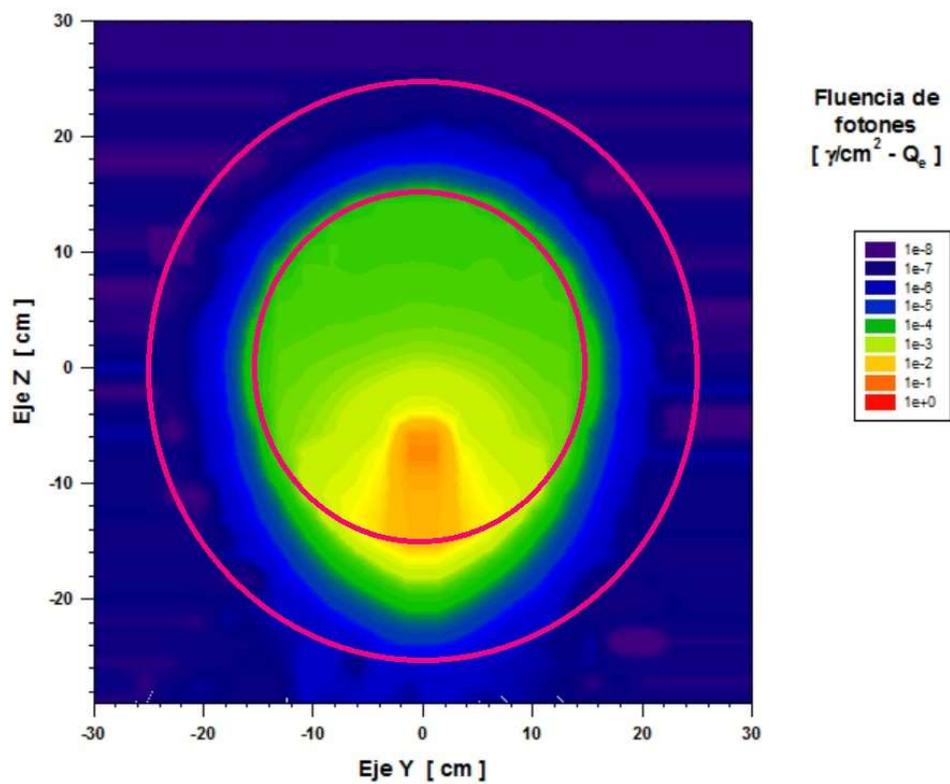


Figura 4.59.- Malla de fluencia de fotones para haz de 10 MeV

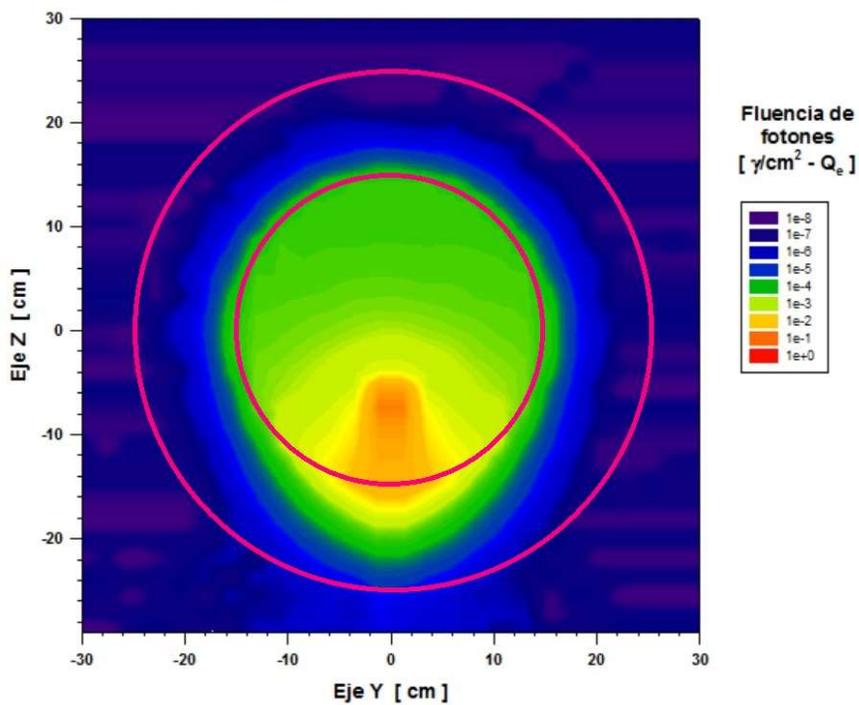


Figura 4.60.- Malla de fluencia de fotones para haz de 12 MeV

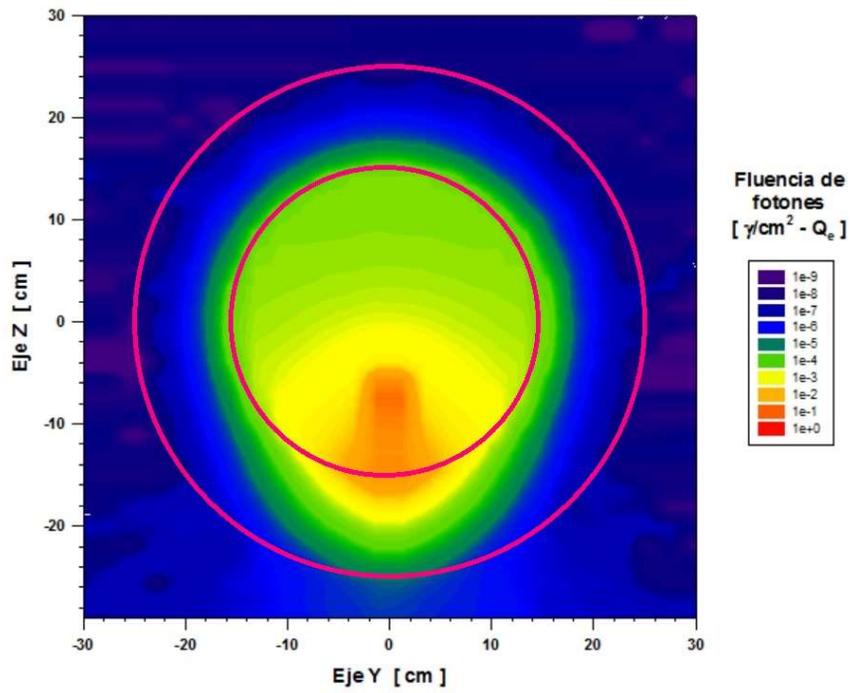


Figura 4.61.- Malla de fluencia de fotones para haz de 15 MeV

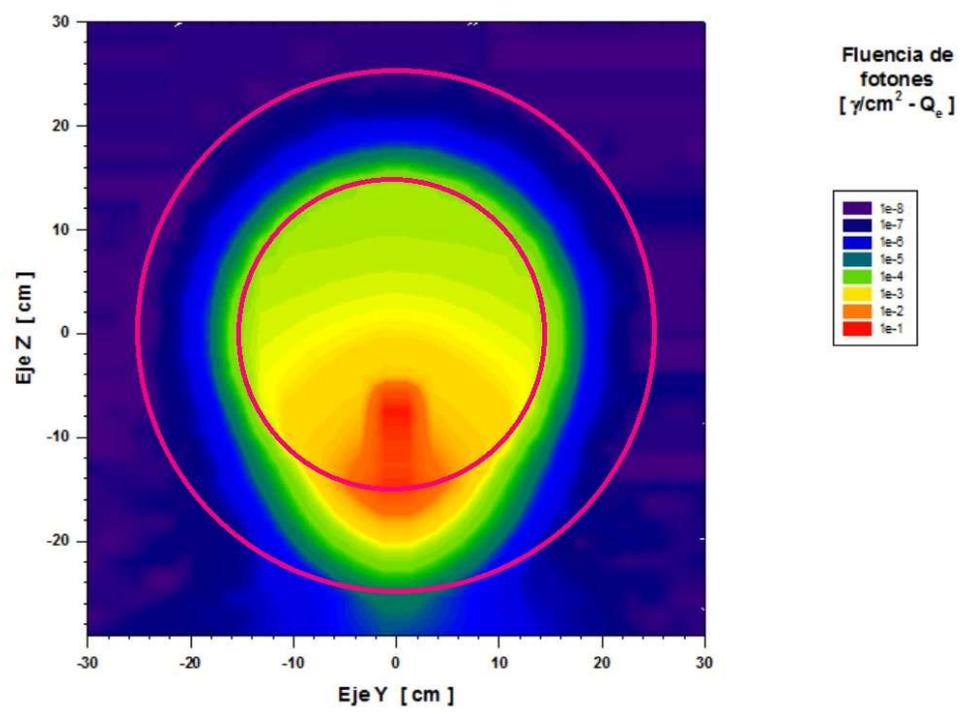


Figura 4.62.- Malla de fluencia de fotones para haz de 18 MeV

Las gráficas de contorno de la distribución espacial de la fluencia de neutrones, por cada electrón emitido (Q_e), producidos en el LINAC operando a 10, 12, 15 y 18 MV se muestran en la Figuras Figura 4.63, Figura 4.64, Figura 4.65 y Figura 4.66 respectivamente.

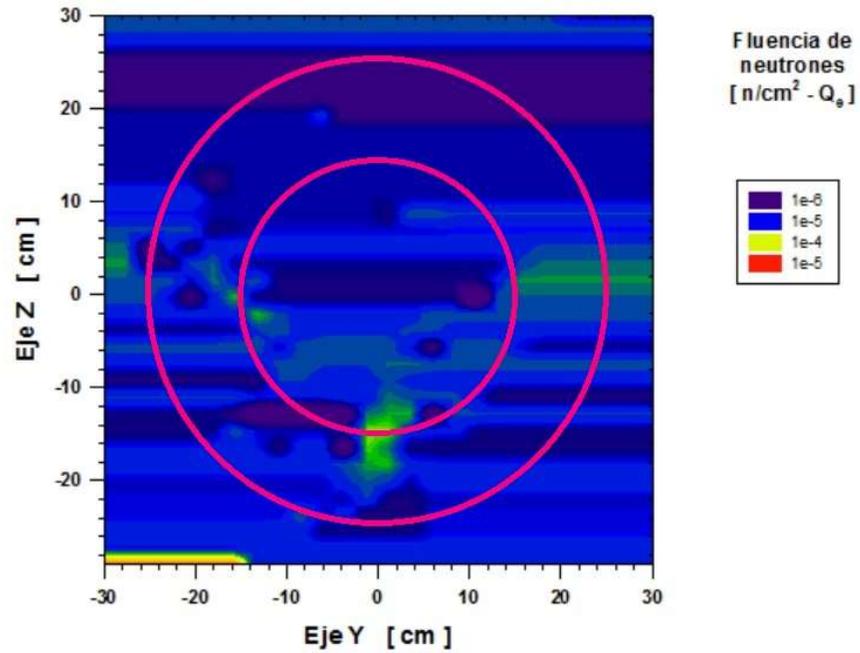


Figura 4.63.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 10 MeV

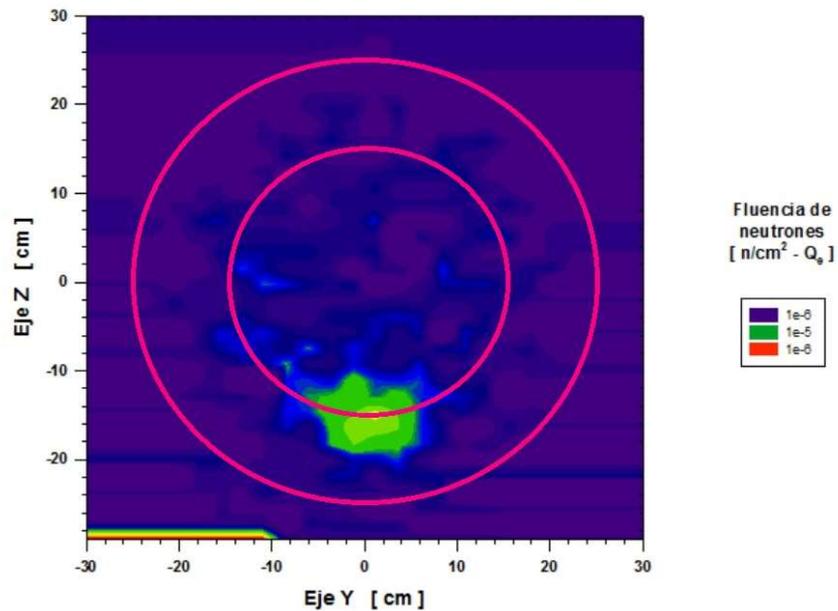


Figura 4.64.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 12 MeV

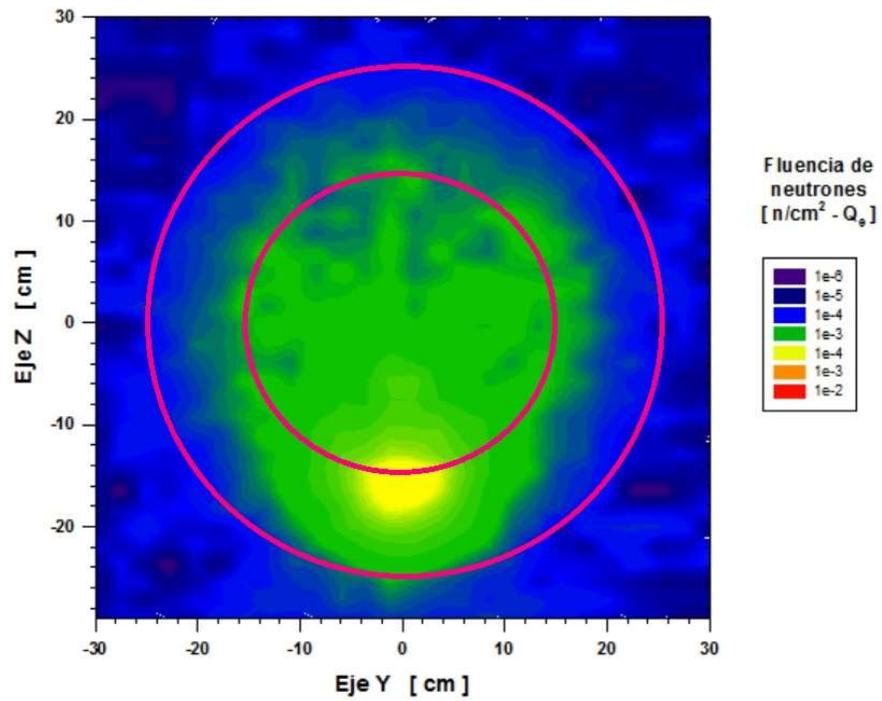


Figura 4.65.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 15 MeV

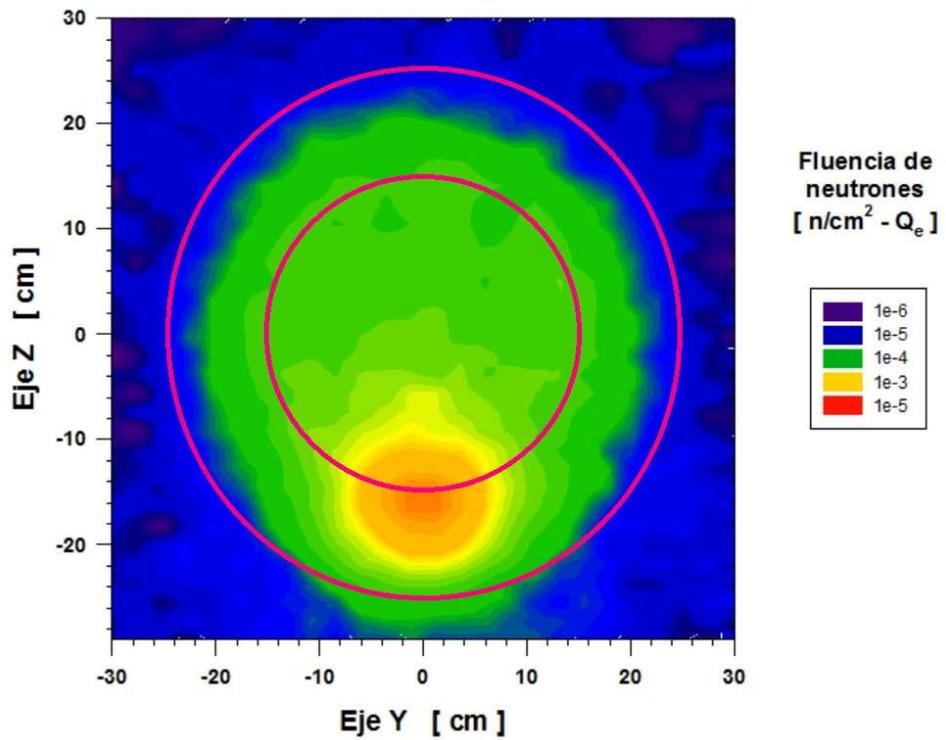


Figura 4.66.- Malla de fluencia de neutrones para haz de 18 MeV

En la Tabla 4.6, se muestra, la dosis equivalente ambiental por historia debido a los neutrones a 100 cm de la fuente cuando el LINAC opera con el haz de electrones a 10, 12, 15 y 18 MV respectivamente.

Tabla 4.6.- H*(10) debida a los neutrones a 100 cm de la fuente

Energía de haz [MeV]	H*(10) debida a los neutrones [pSv/Q]
10 MeV	2.47E-7 ± 8.65E-9
12 MeV	3.96E-7 ± 2.08E-8
15 MeV	1.77E-7 ± 6.37E-9
18 MeV	7.03E-6 ± 3.18E-7

4.1.3 ETAPA 3

En la Figura 4.67 se muestra el espectro de los neutrones en un círculo de 1 m de radio, teniendo en el origen al isocentro.

En la Figura 4.68 se muestra la fluencia de los neutrones en un círculo de 1 m de radio, teniendo en el origen al isocentro.

En la Figura 4.69 se muestra la fluencia de los neutrones a lo largo de la sala de radioterapia.

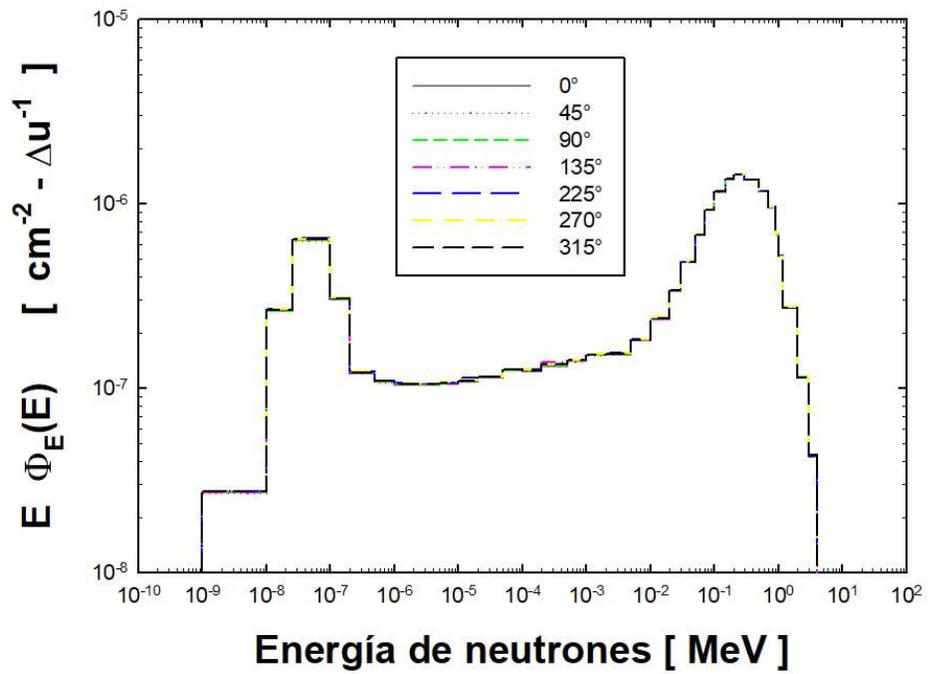


Figura 4.67.- Espectro de neutrones a 1 m del isocentro

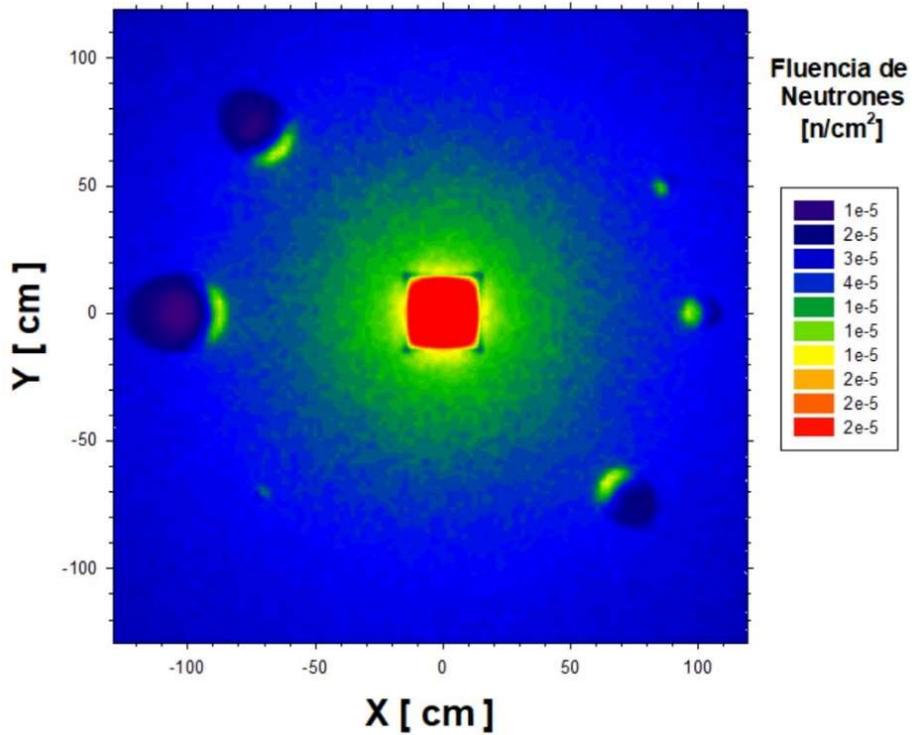


Figura 4.68.- Fluencia de neutrones a 1m del isocentro

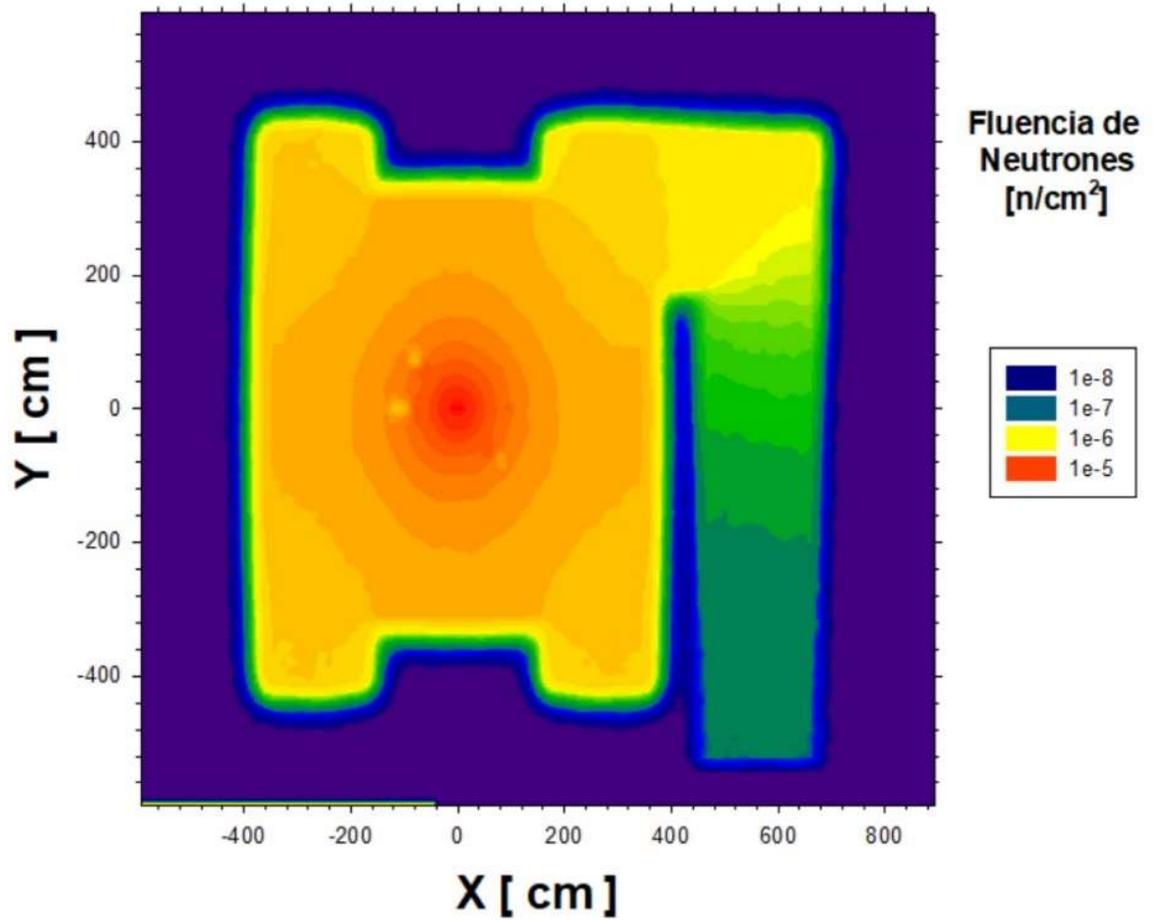


Figura 4.69.- Fluencia de neutrones en la sala de radioterapia

En la Figura 4.70 se muestra la distribución de la dosis equivalente ambiental debida a los neutrones, por historia, en un círculo de 1m de radio, teniendo en el origen al isocentro.

En la Figura 4.71 se muestra la dosis equivalente ambiental debida los neutrones, por historia, a lo largo de la sala de radioterapia.

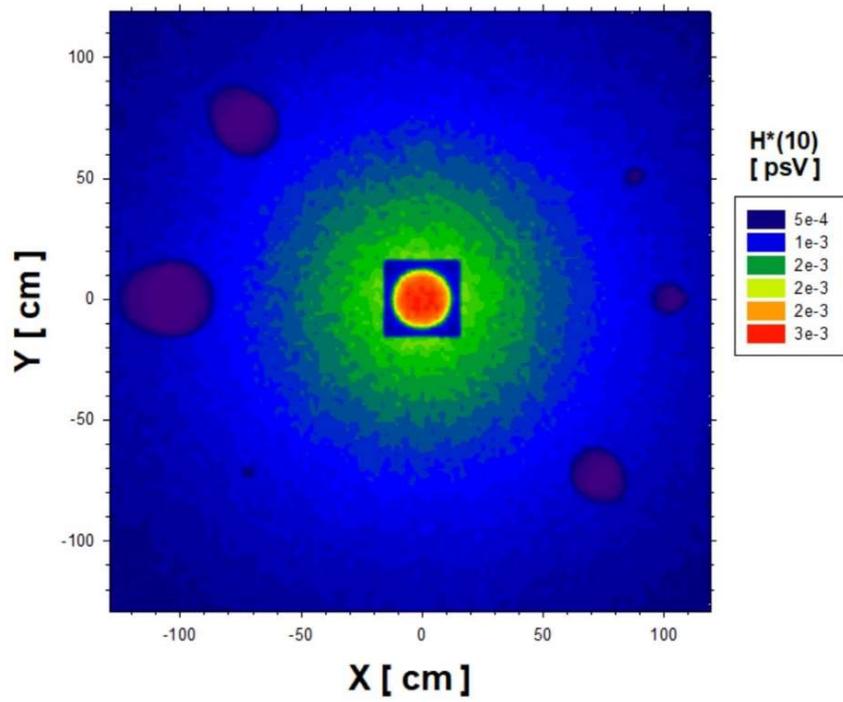


Figura 4.70.- $H^*(10)$ por historia a 100 cm del isocentro

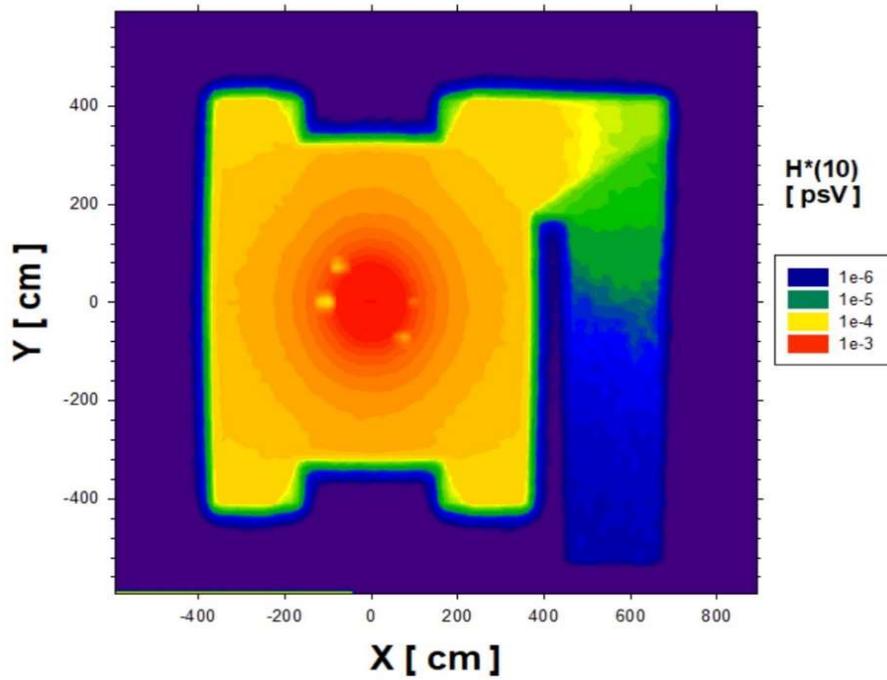


Figura 4.71.- $H^*(10)$ por historia en la sala

En la Tabla 4.7, se muestra, la dosis equivalente ambiental por historia debido a los neutrones a 100 cm del isocentro.

Tabla 4.7.- H*(10) por neutrones a 100 cm del isocentro

Ángulo	H*(10) debida a los neutrones [pSv-cm ² /Q _e]
0°	8.74E-04±5.24E-07
45°	8.74E-04±4.37E-07
90°	8.76E-04±6.14E-07
135°	8.76E-04±5.26E-07
225°	8.77E-04±5.26E-07
270°	8.78E-04±4.39E-07
315°	8.76E-04±4.38E-07

4.2 RESULTADOS EXPERIMENTALES

Mediante los cálculos Monte Carlo se obtuvieron las condiciones de simetría del campo neutrónico y el cross-talking de las esferas. Se realizaron las medidas dentro de la sala y una vez procesados las respuestas netas a los neutrones de los TLDs se hizo la reconstrucción del espectro de neutrones.

En la **Figura 4.72.- Espectro de neutrones, medido y calculado, a 100 cm del isocentro** Figura 4.72 se muestra el espectro por unidad de letargia de los neutrones medido a 100 cm del isocentro y a 90° del haz de tratamiento que alcanzó al isocentro del fantoma de agua sólida. En esta misma figura se incluye el espectro de neutrones calculado mediante el código MCNP5 que se escaló para que el área bajo la curva de ambos espectros fuera la misma.

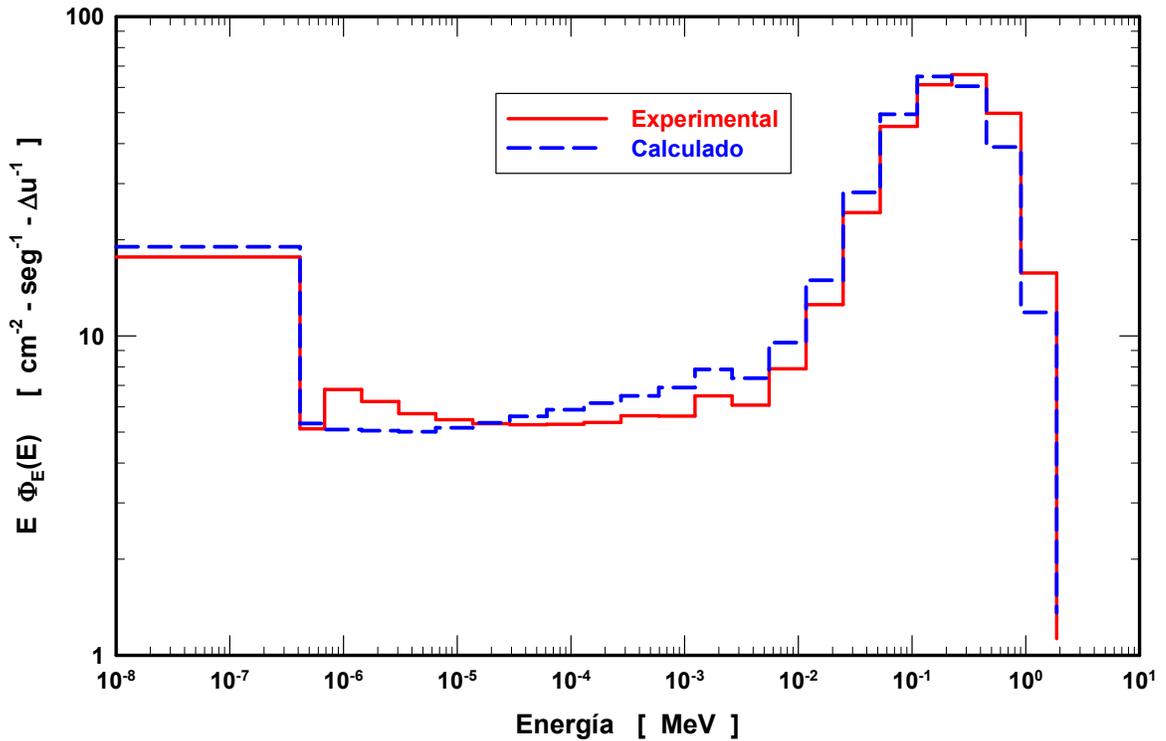


Figura 4.72.- Espectro de neutrones, medido y calculado, a 100 cm del isocentro

El flujo total de neutrones a 100 cm del isocentro es $323.7 \pm 25.9 \text{ n/cm}^2\text{-Gy}_e$ y la dosis equivalente ambiental es $26.4 \pm 2.4 \text{ nSv/Gy}_e$. Usando este valor de dosis y los coeficientes de riesgo de inducción de cáncer por Gy $1\text{E}(-2)$ [59] encontramos que por cada Gy de tratamiento, existe un riesgo de $2.64\text{E}-10$. Usando el coeficiente de que el cáncer sea fatal $5\text{E}(-2)$ [59] obtenemos la probabilidad de $1.32\text{E}(-9)$ de que el cáncer inducido sea fatal.

Usando el modelo del Centro Oncológico de Aguascalientes se hizo el cálculo de la dosis equivalente ambiental en el plano del isocentro pero a 10 cm de distancia (dentro del fantoma). Los cálculos se hicieron suponiendo que el acelerador opera con electrones de 10, 12, 15 y 18 MV; como término fuente se usaron los espectros calculados en la etapa 1, los

cuales se muestran en las Figuras Figura 4.6, Figura 4.7, Figura 4.8 y Figura 4.9. Por la evidencia mostrada en esas figuras se supuso que la emisión de neutrones era isotrópica. En la **Tabla 4.7**Tabla 4.8 se muestran los valores de la dosis equivalente ambiental y la fluencia total de neutrones por historia. La dosis equivalente ambiental a 10 cm del isocentro y dentro del fantoma se usó para estimar el riesgo de inducción de cáncer y el riesgo de que el cáncer sea fatal.

Tabla 4.8.- Riesgo de inducción de cáncer para diferentes energías

Energía	H*(10) a 10 cm	Riesgo de la inducción de cáncer [por historia]	Riesgo de fatalidad
[MeV]	[pSv/historia]		[muertes/historia]
10	1.34E(-3) ± 2.23%	1.34E(-14)	6.74E(-14)
12	1.84E(-3) ± 3.38%	1.84E(-14)	9.2E(-14)
15	1.96E(-3) ± 2.84%	1.96E(-14)	9.8 E(-14)
18	1.99E(-3) ± 2.89%	1.99E(-14)	9.95 E(-14)

CAPÍTULO 5

5. DISCUSIÓN

5.1 CÁLCULOS MONTE CARLO

5.1.1 ETAPA 1

En las Figuras Figura 4.1, Figura 4.2, Figura 4.3, Figura 4.4 y Figura 4.5 de los espectros de los fotones detectados en los cuatro detectores puntuales, se puede observar que la mayor cantidad de los fotones producidos durante la interacción del haz de electrones monoenergéticos con el blanco se presentan en el detector ubicado debajo de la laminilla dispersora (blanco). Este resultado era de esperarse.

En el detector ubicado arriba se observan fotones que son emitidos en dirección contraria al haz de electrones incidente. En los detectores ubicados a la izquierda y a la derecha los espectros son muy similares.

La distribución de la energía de los espectros incluye pocos fotones de la misma energía de los electrones incidentes y en su mayoría los fotones tienen energías inferiores; esto implica que durante la interacción con el blanco muy pocos electrones son totalmente frenados y su energía se convierte en rayos X.

Integrando los espectros de cada uno de los cuatro detectores puntuales se obtiene la fluencia total de fotones producidos. En la Tabla 4.1.- *Fluencia total de fotones en los detectores puntuales* se visualiza nuevamente que la mayor cantidad de fotones se produce en la parte inferior del blanco, y en menor cantidad pero prácticamente igual en las partes superior, derecha e izquierda del blanco. Además se puede observar que conforme aumenta la energía de los electrones incidentes, también aumenta la fluencia total de los fotones producidos.

De la Figura 4.6.- *Espectro de neutrones en los cuatro detectores puntuales utilizando estructura de energía fina para haz de electrones de 10 MeV* a la Figura 4.17 de los espectros de neutrones se puede apreciar que éstos son casi idénticos en su estructura, con un

máximo en aproximadamente 1 MeV. Los detectores de arriba y de abajo son casi simétricos, y a su vez lo son los detectores de la derecha con el de la izquierda, esto confirma que la dispersión de los neutrones se da de manera isotrópica. Los neutrones con energía menor a 4 MeV aproximadamente son neutrones producidos por el fenómeno de evaporación, donde el fotón producido por *Bremsstrahlung* o por la dispersión de los electrones interactúa con todos los nucleones del W del blanco, y la energía se distribuye entre todos ellos, los neutrones localizados en la superficie del núcleo al absorber esta energía se pueden “evaporar” del núcleo y se escapan. El otro mecanismo de interacción que ocurre es cuando los fotones interactúan con un solo neutrón dentro del núcleo y lo arrancan del mismo en una reacción directa, produciendo neutrones con energías superiores a los 4 MeV. Todo esto sin importar la estructura utilizada para el espectro.

Para la simulación de electrones de 8 MeV, no se produjeron neutrones, esto a pesar de que la energía de amarre de los neutrones en los átomos de tungsteno es de aproximadamente 7 MeV. La energía es suficiente para producir neutrones pero la laminilla de tungsteno es muy delgada y el haz de electrones es muy fino, por lo que los electrones interactúan con muy pocos átomos de tungsteno y por lo tanto no son suficientes para producir los neutrones.

Al analizar la Tabla 4.2; **Error! No se encuentra el origen de la referencia.** se puede observar que la mayor fluencia de neutrones se presenta, en todos los casos, en el detector ubicado debajo de la laminilla. Pero la diferencia de fluencias en los demás detectores es mínima, esto debido a la dispersión isotrópica de los mismos.

Con la Tabla 4.3 se puede comprobar que la mayor cantidad de neutrones se da en el blanco de tungsteno en todos los casos, debido a que es en ese volumen donde se están produciendo. Comparando las fluencias de los neutrones en las celdas superior e inferior, a pesar de tener el mismo volumen, se observa que la mayor cantidad se presenta en la celda inferior debido a que el blanco donde se producen los neutrones se ubica en esa celda.

De la Figura 4.18.- *Malla de fluencia de electrones para haz de 8 MeV* a la Figura 4.22 se observa la malla de la fluencia de electrones. En el origen se encuentra la fuente de electrones, el haz viaja hacia abajo, y a 6 cm se localiza el centro de la laminilla dispersora, donde se

puede observar, que el haz delgado de electrones (*pencil beam*) se distribuye en la parte inferior debido a la dispersión, una menor cantidad de electrones es retro dispersado y hacia la derecha e izquierda se observa que la cantidad de electrones dispersados es mucho menor. Conforme aumenta la energía del haz de electrones se puede apreciar que la cantidad dispersada hacia abajo aumenta.

De la Figura 4.23 a la Figura 4.27 se observa la malla de la fluencia de los fotones producidos en la laminilla dispersora debido al haz de electrones, y como se puede ver, la mayoría de los fotones de frenado es producida en la dirección de los electrones incidentes. También, se observa que hay fotones que producen hacia las otras direcciones, pero en una menor cantidad que la que se produce hacia abajo. Y nuevamente la cantidad de fotones producidos aumenta conforme aumente la energía del haz de electrones.

De la Figura 4.28 a la Figura 4.31 se muestra la malla de la fluencia de los neutrones producidos en la laminilla dispersora, por cada electrón emitido por la fuente (Q_e), en ella se puede apreciar que se producen prácticamente de manera isotrópica, en comparación con la distribución espacial de los fotones.

5.1.2 ETAPA 2

De la Figura 4.32 a la Figura 4.36 se observa que la máxima energía de los fotones corresponde a la máxima energía de los electrones incidentes, y la mayor cantidad de los fotones se observaron en el detector puntual ABAJO indicando, que como lo establecen Seco y Verhaegen [7], la mayor cantidad de fotones se produce en la misma dirección que la del haz de electrones incidentes.

La Tabla 4.4 nos ayuda a visualizar esta misma información, se puede observar que en el detector de abajo, la cantidad de fotones aumenta en dos órdenes de magnitud en comparación con los localizados en arriba, a la derecha y a la izquierda. Además esta tabla nos proporciona la información de la fluencia de fotones en los detectores localizados a 50 cm y 100 cm de la fuente de electrones. Es evidente que la cantidad de fotones producidos se reduce drásticamente, como se puede verificar en las Figura 4.37 y Figura 4.38.

De la Figura 4.39 a la Figura 4.50 la mayor cantidad de neutrones se encontró debajo de la laminilla, la menor cantidad en el detector ubicado arriba. Se observó simetría en los espectros determinados a la izquierda y a la derecha de la laminilla. Sin embargo la diferencia entre los espectros es pequeña lo que implica que son producidos en forma casi isotrópica, tal y como se puede comprobar con la Tabla 4.5, en la cual es más evidente que los números son casi iguales. Además en esta Tabla 4.5, y en las Figuras **Figura 4.51.- Espectro de neutrones a 50 cm de la fuente** y **Figura 4.52** podemos ver que la fluencia de neutrones en los detectores localizados a 50 cm y 100 cm de la fuente de electrones, se reduce pero tan solo en 1 orden de magnitud. Esto debido a que los neutrones son producidos principalmente en el cabezal y no únicamente en la laminilla dispersora como es en el caso de los fotones.

Además se puede establecer que conforme aumenta la energía del LINAC, también aumenta la presencia de neutrones como ha sido señalado por Jao-Perng et al., [18]. Los neutrones aumentan en 2 órdenes de magnitud.

De la Figura 4.53 a la Figura 4.57 se observa que la mayor cantidad de electrones va en la dirección del haz incidente, donde algunos electrones penetran el cascarón de W del cabezal pero ninguno se escapa de éste. También se observa una menor cantidad de electrones que son retrodispersados y que son frenados por el W del cabezal.

De la Figura 4.58 a la Figura 4.62 se aprecia que los fotones son producidos en la laminilla y la mayoría se produce en la dirección del haz (hacia abajo), donde algunos fotones se escapan del cabezal. Otros fotones son emitidos en mayor medida hacia la izquierda y la derecha y en menor medida hacia arriba. Todos los fotones penetran el cabezal y algunos se escapan de este, pero la mayoría se escapan hacia abajo.

De la Figura 4.63 a la Figura 4.66 se muestra la distribución de los neutrones que se producen en su mayoría en la zona del cascarón de tungsteno, también se observa que una pequeña cantidad se producen en la laminilla. En la zona del cascarón se nota que la producción es isotrópica. Los neutrones penetran el cascarón y se observa que hay fuga de neutrones.

La Tabla 4.6 nos muestra la $H^*(10)$ a 1m de la fuente de electrones. Esta distancia es de interés porque es donde se localiza el paciente. Aquí se puede observar que conforme se

aumenta la energía del haz de electrones incidente, también aumenta la dosis equivalente ambiental en este punto. No se muestra la $H^*(10)$ para 8 MeV porque como ya se señaló antes, con esta energía no se vio producción de neutrones; pero al aumentar la energía de 10 MeV a 18 MeV la dosis incrementa en un orden de magnitud.

5.1.3 ETAPA 3

Para la Figura 4.67 se colocaron detectores separados 45° c/u y a un metro de distancia del isocentro, formando así un círculo de 100 cm de radio y se puede observar que el espectro de neutrones en las posiciones establecidas no cambia. Esto mismo se puede corroborar con la Tabla 4.7, en la cual se observa que la dosis equivalente ambiental es la misma para cualquier posición angular a una distancia de 1 m del isocentro. Con esta información se puede establecer que la sala de radioterapia de los Servicios Oncológicos de Aguascalientes presenta simetría.

En la Figura 4.68 se colocaron esferas de polietileno de alta densidad con diámetros de 2, 3,5, 8, 10 y 12", simulando las Esferas Bonner. Aquí se puede observar que la presencia de una esfera no afecta la distribución de los neutrones con las demás esferas, con lo que se determinó que no hay cross-talking entre ellas.

5.2 RESULTADOS EXPERIMENTALES

En la Figura 4.72 se puede observar que las curvas coinciden, lo cual nos indica que nuestros cálculos y mediciones son correctos. Esto nos confirma la presencia de neutrones producidos por el haz de electrones, los cuales llegan al paciente y le están dando una dosis no deseada tal y como se mencionó en la hipótesis de este trabajo. Gracias a estos resultados es justificable continuar con la parte de cálculo de dosis y probabilidad de inducción de un nuevo cáncer para el paciente.

CONCLUSIONES

Mediante métodos Monte Carlo se estimó la producción de fotones y neutrones cuando un haz de electrones monoenergéticos incide sobre una laminilla dispersora de tungsteno, con y sin cascarón de tungsteno.

Se observa que la laminilla ensancha el haz de los electrones incidentes (efecto Regadera).

Durante la interacción de los electrones con los átomos del tungsteno de la laminilla dispersora se producen fotones como Bremsstrahlung. La mayoría de los fotones se producen en la dirección de haz incidente. En estas interacciones producen neutrones de evaporación principalmente en el cascarón de W y en menor medida en la laminilla.

A pesar de que la laminilla dispersora es delgada, se observa la producción de neutrones, pero solo cuando los electrones tienen una energía superior a los 8 MeV.

Para el caso de electrones de 8 MeV, no se observó la producción de neutrones, probablemente debido a que la energía umbral para la producción de neutrones en el tungsteno, que es un poco menor a los 8 MeV, provoca la inducción de fotones cuya energía máxima es igual a la diferencia entre los 8 MeV y la energía umbral, pero pocos fotones alcanzan esta energía. Además los electrones tienen muy pocos átomos para interactuar y poder producir los neutrones, lo cual no cambia al agregar el cabezal del LINAC.

Los neutrones producidos tienen una distribución casi isotrópica y logran escaparse del cascarón.

También hay que considerar que conforme aumenta la energía de los electrones del haz incidente la cantidad de fotones y neutrones producidos también aumenta. Y por lo tanto, la $H^*(10)$ también aumenta.

En algunos tratamientos de radioterapia se usan haces de electrones de energía superior a los 8 MeV, durante el tratamiento se producen fotones y neutrones. Los neutrones producidos en la laminilla dispersora tienen una distribución casi isotrópica, sin embargo los fotones son producidos preferentemente en la dirección del haz de electrones.

Gracias a las simulaciones de la Etapa 3, fue posible concluir que la sala de los Servicios Oncológicos de Aguascalientes presenta simetría y no hay cross-talking entre las esferas, con lo cual la utilización del método planetario para la medición in situ es posible.

Se observó que hay coincidencia en los resultados de las mediciones experimentales vs los cálculos, lo cual confirman la hipótesis de este trabajo y demuestran la presencia de neutrones al utilizar el haz de electrones en el tratamiento de pacientes.

REFERENCIAS

- [1] Vega-Carrillo, H. R., Wei-Han, C., Chuan-Jong, T., Jen-Hong, L., (2010). *Neutron Spectra in a 15 MV LINAC*. American Institute of Physics, **1310**, 158-161.
- [2] Vega-Carrillo, H. R., Martínez-Ovalle, S. A., Lallena, A. M., Mercado, G. A., Benites-Rengifo, J. L., (2012). *Neutron and photon spectra in LINACs*. Applied Radiation and Isotopes, **71**, 75-80.
- [3] Travis, L. B., Ng, A., K., Allan, J., M., Pui, C. H., Kennedy, A. R., Xu, X. G., Purdy, J. A., Applegate, K., Yahalom, J., Constine, L. S., Gilbert, E. S., Boice, J. D., (2014). *Second malignant neoplasms and cardiovascular disease following radiotherapy*. Health Physics, **106**, 229-246.
- [4] Benites-Rengifo, J. L., Vega-Carrillo, H. R., Hernandez-Davila, V. M., Rivera, T., Carrillo, A., Mondragon, R., (2010). *Neutron Spectra and $H^*(10)$ in a 15 MV LINAC*. American Institute of Physics, **1310**, 44-47.
- [5] Amgarou, K., Lacoste, V., Martin, A., Asselineau, B., Donadille, L., (2009). *Neutron spectrometry with a passive Bonner sphere system around a medical LINAC and evaluation of the associated unfolding uncertainties*. IEEE Transactions on Nuclear Science, **56**, 2885-2895.
- [6] Mesbahi, A., Keshtkar, A., Mohammadi, E., Mohammadzadeh, M., (2010). *Effect of wedge filter and field size on photoneutron dose equivalent for an 18 MV photon beam of a medical linear accelerator*. Applied Radiation and Isotopes, **68**, 84-89.
- [7] Seco, J., Verhaegen, F. (2013). *Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy*. CRC Press. London.
- [8] Horst, F., Czarnecki, D., Zink, K., (2015). *The influence of neutron contamination on dosimetry in external photon beam radiotherapy*. Medical Physics, **42**, 6529-6536.

- [9] Allan, J. M., (2008). *Genetic susceptibility to radiogenic cancer in humans*. Health Physics, **95**, 677-686.
- [10] Benites-Rengifo, J. L., Vega-Carrillo, H. R., Velazquez-Fernandez, J. B., (2012). *Spectra of photons and neutrons generated in a heterogeneous head of a 15 MV LINAC at different field sizes*. American Institute of Physics, **1494**, 8-11.
- [11] Vega-Carrillo, H. R., Rivera-Perez, E., (2014). *Moderator for neutron activation with the photoneutrons produced by a LINAC*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, **299**, 1499-1507.
- [12] Jahangiri, M., Hejazi, P., Hashemi, S. M., Haghparast, A., Hajizadeh, B., (2015). *The effect of field size and distance from the field center on neutron contamination in medical linear accelerator*. International Journal of Advanced Biological and Biomedical Research, **3**, 97-104.
- [13] Mesbahi, A., (2009). *A Monte Carlo study on neutron and electron contamination of an unflattened 18-MV photon beam*. Applied Radiation and Isotopes, **67**, 55-60.
- [14] Benites-Rengifo, J. L., Vega-Carrillo, H. R., Velazquez-Fernandez, J. B., (2014). *Photoneutron spectrum measured with a Bonner sphere spectrometer in planetary method mode*. Applied Radiation and Isotopes, **83**, 256-259.
- [15] Nedaie, H. A., Darestani, H., Banaee, N., Shagholi, N., Mohammadi, K., Shahvar, A., Bayat, E., (2014). *Neutron dose measurements of Varian and Elektra LINACs by TLD600 and TLD700 dosimeters and comparison with MCNP calculations*. Journal of Medical Physics, **39**, 10-17.
- [16] Konefal, A., Orlef, A., Bieniasiewicz, M., (2016). *Measurements of neutron radiation and induced radioactivity for the new medical accelerator, the Varian TrueBeam*. Radiation Measurements, **86**, 8-15.

- [17] Romero-Exposito, M., Sanchez-Nieto, B., Terron, J. A., Lopes, M. C., Ferreira, B. C., Grishchuk, D., Sandin, C., Moral-Sanchez, S., Melchor, M., Domingo, C., Gomez, F., Sanchez-Doblado, F., (2015). *Commissioning the neutron production of a LINAC: Development of a simple tool for second cancer risk estimation*. Medical Physics, **42**, 276-281.
- [18] Jao-Perng, L., Wei-Chung, L., Chun-Chi, L., (2007). *Investigation of photoneutron dose equivalent from high-energy photons in radiotherapy*. Applied Radiation and Isotopes, **65**, 599-604.
- [19] Juste, B., Miro, R., Campayo, J.M., Diez, S., Verdu, G., (2010). *Comparison of experimental 3D dose curves in a heterogeneous phantom with results obtained by MCNP5 simulation and those extracted from a commercial treatment planning system*. Applied Radiation and Isotopes, **68**, 913-917.
- [20] Polaczek-Grelik, K., Karaczyn, B., Konefal, A., (2012). *Nuclear reactions in medical linear accelerator and their exposure consequences*. Applied Radiation and Isotopes, **70**, 2332-2339.
- [21] Maglieri, R., Licea, A., Evans, M., Seuntjens, J., Kildea, J., (2015). *Measuring neutron spectra in radiotherapy using the nested neutron spectrometer*. Medical Physics, **42**, 6162-6169.
- [22] Amgarou, K., Lacoste, V., Martin, A., (2011). *Experimental characterization of the neutron spectra generated by a high-energy clinical LINAC*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **629**, 329-336.
- [23] Santos, J. A. L., Silva, E. R., Ferreira, T. A. E., Vilela, E. C., (2012). *Unfolding neutron spectra obtained from BS-TLD system using genetic algorithm*. Applied Radiation and Isotopes, **71**, 81-86.

- [24] Rogers, D. W. O., (2006). *Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics*. Physics in Medicine and Biology, **51**, R287-R301.
- [25] Martinez-Ovalle, S. A., Barquero, R., Gomez-Ros, J. M., Lallena, A. M., (2011). *Neutron dose equivalent and neutron spectra in tissue for clinical LINACs operating at 15, 18 and 20 MV*. Radiation Protection Dosimetry, **147**, 498-511.
- [26] Polaczek-Grelik, K., Orlef, A., Dybek, M., Konefal, A., Zipper, W., (2010). *Linear accelerator therapeutic dose-induced radioactivity dependence*. Applied Radiation and Isotopes, **68**, 763-766.
- [27] Exposito, M. R., Romero-Hermida, M. I., Terron, J. A., Esposito, D., Planes, D., Lagares, J.I., Sanchez-Nieto, B., Amgarou, K., Domingo, C., Gomez, F., Rosello, J., Sanchez-Doblado, F., (2013). *Neutron contamination in medical linear accelerators operating at electron mode*. IFMBE Proceedings, **39**, 1225-1228.
- [28] ICRP, (2007). *The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. Annals of the ICRP, **37**, 173-213.
- [29] Patterson, H. W., Thomas, R. H., (1973). *Accelerator Health Physics*. Academic Press, Inc., United States of America.
- [30] Tsoufanidis, N., (2010), *Measurement and Detection of Radiation*. Taylor & Francis, Third Edition, United States of America.
- [31] Knoll, G. F., (2000). *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc. Third Edition, Michigan, United States of America.
- [32] Cember, H., Johnson, T. E., (2009). *Introduction to Health Physics*. McGraw-Hill, Fourth edition, United States of America.

- [33] Arya, A. P., (1966). *Fundamentals of Nuclear Physics*, Allyn and Bacon, Inc., Boston, United States of America.
- [34] Maciak, M., Golnik, N., Dworecki, K., Domanski, S., Tulik, O., Araszkievicz, A., (2015). *Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry*. XXXVI-th IEEE-SPIE Joint Simposium, **9662**, 2E1-1E12.
- [35] Mukherjee, B., (2002). *A High Resolution Neutron Spectra Unfolding Method Using the Genetic Algorithms Technique*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A, **476**, 247-251.
- [36] Bramblett, R. L., Ewing, R. I., Bonner, T. W., (1960). *A New Type of Neutron Spectrometer*. Nuclear Instruments and Methods, 9, 1–12.
- [37] Vega-Carrillo, H. R., Manzanares-Acuña, E., Hernández-Dávila, V. M., Mercado-Sánchez, G. A., (2005). *Response Matrix of a Multisphere Neutron Spectrometer with a ^3He Proportional Counter*. Revista Mexicana de Física, S 51(1), 47-52.
- [38] Mohammadi, N., Hakimabad, H. M., Montavalli, L. R., (2015). *Neural network unfolding of neutron spectrum measured by gold foil-based Bonner sphere*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, **303**, 1687-1693.
- [39] Martínez-Blanco, M. R., Ortiz-Rodríguez, J. M., Vega-Carrillo, H. R., (2006). *Neutron Spectrometry and Dosimetry by Means of Bonner Spheres System and Artificial Neural Applying Robust Design of Artificial Neural Networks*. Proceedings of the IX International Symposium/XIX National Meeting on Solid State Dosimetry, Mexico City, 203-208.
- [40] Reginatto, M., (2009). *What Can We Learn About the Spectrum of High-Energy Stray Neutron Fields From Bonner Sphere Measurements?*. Radiation Measurements, 44, 692-699.
- [41] Schaeffer, N. M., (1973). *Reactor shielding for nuclear engineers*. United States Atomic Energy Commission.

- [42] Lewis, E. E., Miller, W. F. (1993). *Computational methods of neutron transport*. American Nuclear Society.
- [43] Reuss, P., (2008). *Neutron Physics*. EDP Sciences. France.
- [44] Sangren, W. C., (1960). *Digital computers and nuclear reactors calculations*. John Wiley and Sons.
- [45] Lamarsh, J. R., (1966). *Introduction to nuclear reactor theory*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- [46] Metropolis, M., Ulam, S., (1949). *The Monte Carlo Method*. Journal of the American Statistical Association, **44**, 335-341.
- [47] Haghghat, A., (2015). *Monte Carlo Methods for Particle Transport*. CRC Press, Taylor & Francis Group. Boca Raton, Fl.
- [48] Brown, F. B., Sutton, T. M., (1996). *Monte Carlo Fundamentals*. Knolls Atomic Power Laboratory. Schenectady, New York.
- [49] Metropolis, M., (1987). *The Beginning of the Monte Carlo Method*. Los Alamos Science, **Special Issue**, 125-130.
- [50] Karzmark, C. J., Morton, R. J., (1989). *A primer on theory and operation of linear accelerators in radiation therap*. Medical Physics Publishing Corporation, Madison Winsconsin.
- [51] IAEA, (2000). *Handbook on photonuclear data for applications Cross-sections and spectra*. International Atomic Energy Agency. Vienna, Austria.
- [52] Cossairt, J. D., (2004). *Radiation physics for personnel and environmental protection*. Fermilab Report TM-1834, United States of America.

- [53] NCRP, (1984). *Neutron contamination from medical accelerators*. National Council on Radiation Protection and Measurements, **Report No. 79**, 34-40.
- [54] Ognaro, C., Zanini, A., Nastasi, U., Ródenas, J., Ottaviano, G., Manfredotti, C., (2000). *Analysis of photoneutron spectra produced in medical accelerators*. *Physics in Medicine and Biology*, **45**, L55-L61.
- [55] Pena, J., Franco, L., Gómez, F., Iglesias, A., Pardo, J., Pombar, M., (2005). *Monte Carlo study of Siemens PRIMUS photoneutron production*. *Physics in Medicine and Biology*, **50**, 5921-5933.
- [56] X-5 Monte Carlo Team, (2003). *MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5*. Report LA-UR-03-1987 Los Alamos National Laboratory.
- [57] ICRP, (1996). *Conversion coefficients for use in Radiological Protection against external radiation*. *Annals of the ICRP*, **26**, 184-200.
- [58] Tosi, G., Torresin, A., Agosteo, S., Foglio, A., Sangiust, V., Zeni, L., Silari, M., (1991). *Neutron measurements around medical electron accelerators by active and passive detection techniques*. *Medical Physics Journal*, **18**, 54-60.
- [59] ICRP, (1991). *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. ICRP Publication 60. *Ann. ICRP* **21** (1-3).

CURRÍCULUM VITAE ÚNICO

Artículos Publicados:

- Soto-Bernal, T. G., (2016). *Cinco estrellas sorprendentes*. eek' Revista de divulgación científica del COZCyT, **5**, 7-8.
- Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Medina-Castro, D., Vega-Carrillo, H. R., (2016). *Comportamiento de los neutrones bajo diferentes espesores de moderación*. Proceedings of the ISSSD 2016, **1**, 80-91.
- Soto-Bernal, T. G., Medina-Castro, D., Baltazar-Raigosa, A., Vega-Carrillo, H. R., (2016). *Producción de neutrones durante la interacción de electrones monoenergéticos con un blanco delgado de tungsteno*. Proceedings of the ISSSD 2016, **1**, 36-66.
- Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Medina-Castro, D.; Vega-Carrillo, H. R., Ortiz-Rodríguez, J. M., Solis-Sánchez, L. O., Castañeda-Miranda, R., (2017). *Matriz respuesta de volúmenes regulares de moderador con detector de ^3He mediante métodos Monte Carlo*. Proceedings of the ISSSD 2017, **1**, 139-146.
- Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., Medina-Castro, D., Vega-Carrillo, H. R., (2017). *Producción de neutrones en la interacción de electrones con una laminilla dispersora*. Proceedings of the ISSSD 2017, **1**, 33-45.
- Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., Medina-Castro, D., Vega-Carrillo, H. R., (2017). *Neutron production during the interaction of monoenergetic electrons with a tungsten foil in the radiotherapeutic energy range*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **868**, 27-38.
- Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., Medina-Castro, D., Vega-Carrillo, H. R., (2018). *Neutron production in the interaction of 12 and 18 MeV electrons with a scattering foil inside a simple LINAC head*. Applied Radiation and Isotopes, **139**, 46-52.

Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., Vega-Carrillo, H. R.,(2018). *Fotones y neutrones producidos durante la interacción de electrones de 10 y 15 MeV con una laminilla dispersora*. Proceedings of the ISSSD 2018, **2**, 13-28.

Participación en congresos:

Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Medina-Castro, D., Vega-Carrillo, H. R., (2016). *Comportamiento de los neutrones bajo diferentes espesores de moderación*. XVI International Symposium on Solid State Dosimetry, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas. México.

Medina-Castro, D., Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Vega-Carrillo, H. R., (2016). *Espectro de neutrones para terapia por captura de neutrones en boro*. XVI International Symposium on Solid State Dosimetry, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas. México.

Soto-Bernal, T. G., Medina-Castro, D., Baltazar-Raigosa, A., Vega-Carrillo, H. R., (2016). *Producción de neutrones durante la interacción de electrones monoenergéticos con un blanco delgado de tungsteno*. XVI International Symposium on Solid State Dosimetry, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas. México.

Baltazar-Raigosa, A., Medina-Castro, D., Soto-Bernal, T. G., Vega-Carrillo, H. R., (2016). *Comportamiento de los neutrones bajo diferentes espesores de moderación*. 23^a Semana Nacional de Ciencia y Tecnología.

Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Medina-Castro, D., Vega-Carrillo, H. R., (2017). *Moderación de los neutrones para su detección*. 18° Seminario de Investigación de la UAA, Aguascalientes, Ags. México.

Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Medina-Castro, D., Vega-Carrillo, H. R., Ortiz-Rodríguez, J. M., Solís-Sánchez, L. O., Castañeda-Miranda, R., (2017). *Matriz respuesta de volúmenes regulares de moderador con detector de ³He mediante métodos Monte Carlo*. XVII International Symposium on Solid State Dosimetry, Santo Domingo, Republica Dominicana.

- Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., (2017). *Comportamiento de los neutrones en diferentes espesores de moderación para su detección*. Jornadas de Investigación UAZ-2017, Zacatecas, Zac. México.
- Soto-Bernal, T. G., Medina-Castro, D., Baltazar-Raigosa, A., Vega-Carrillo, H. R., (2017). *Neutrones producidos durante la interacción de electrones monoenergéticos en una laminilla dispersora*. 18° Seminario de Investigación de la UAA, Aguascalientes, Ags. México.
- Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., Medina-Castro, D., Vega-Carrillo, H. R., (2017). *Producción de neutrones en la interacción de electrones con una laminilla dispersora*. XVII International Symposium on Solid State Dosimetry, Santo Domingo, Republica Dominicana.
- Soto-Bernal, T. G., (2017). *Producción de neutrones en la interacción de electrones con una laminilla dispersora*. Jornadas de Investigación UAZ-2017, Zacatecas, Zac. México.
- Soto-Bernal, T. G., (2017). *Electroneutrones en LINACs de uso médico y su impacto en la inducción de cáncer en el paciente*. Seminario de Avances de Proyectos de Tesis, UAZ, Zacatecas, Zac. México.
- Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Vega-Carrillo, H. R., Ortiz-Rodríguez, J. M., Solís-Sánchez, L. O., Castañeda-Miranda, R., (2018). *Diseño de un monitor pasivo de área para la medición de la $H^*(10)$ de los fotoneutrones producidos en los LINACs de uso médico*. 19° Seminario de Investigación de la UAA, Aguascalientes, Ags. México.
- Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Vega-Carrillo, H. R., Ortiz-Rodríguez, J. M., Solís-Sánchez, L. O., Castañeda-Miranda, R., (2018). *Respuesta de un monitor de área de geometría regular para medir la $H^*(10)$ de los fotoneutrones producidos en LINACs de uso médico*. Segunda Reunión sobre las Aplicaciones de la Ingeniería Física en la Biomedicina, UGTO, León, Gto., México.

- Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Torres-Cortés, C. O., Vega-Carrillo, H. R., Ortiz-Rodríguez, J. M., Solís-Sánchez, L. O., (2018). *Diseño de un monitor de área pasivo para medir la $H^*(10)$ de los neutrones producidos en LINACs de uso médico*. XVIII International Symposium on Solid State Dosimetry, Oaxaca, Oax., México.
- Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Torres-Cortés, C. O., Vega-Carrillo, H. R., Ortiz-Rodríguez, J. M., Solís-Sánchez, L. O., (2018). *Monitor de área pasivo para medir la $H^*(10)$ de los neutrones producidos en LINACs de uso médico*. 25^a Semana Nacional de Ciencia y Tecnología. Zacatecas, Zac. México.
- Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., (2018). *Monitor Cubonner para medir la dosis equivalente ambiental entorno a los LINAC's de uso médico*. Jornadas de Investigación UAZ-2018, Zacatecas, Zac. México.
- Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., Vega-Carrillo, H. R., (2018). *Fotones y neutrones producidos durante la interacción de electrones de 10 y 15 MeV con una laminilla dispersora*. XVIII International Symposium on Solid State Dosimetry, Oaxaca, Oax., México.
- Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., Vega-Carrillo, H. R., (2018). *Fotones y neutrones producidos durante la interacción de electrones de 10 y 15 MeV con una laminilla dispersora*. 25^a Semana Nacional de Ciencia y Tecnología. Zacatecas, Zac. México.
- Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., Vega-Carrillo, H. R., (2018). *Análisis de la simetría del campo de neutrones, y el Cross-talking de esferas Bonner en modo planetario, en una sala de radioterapia*. XVIII International Symposium on Solid State Dosimetry, Oaxaca, Oax., México.
- Soto-Bernal, T. G., (2018). *Electrones de 10 y 15 MeV con una laminilla dispersora*. Jornadas de Investigación UAZ-2018, Zacatecas, Zac. México.

- Soto-Bernal, T. G., (2018). *Esferas Bonner en método planetario, en la sala de radioterapia de los Servicios Oncológicos de Aguascalientes*. Jornadas de Investigación UAZ-2018, Zacatecas, Zac. México.
- Baltazar-Raigosa, A., Torres-Cortés, C. O., Soto-Bernal, T. G., Márquez-Mata, M. A., Vega-Carrillo, H. R., Galván-Tejada, J. I., (2019). *Sistema espectrométrico multimoderador para la espectrometría de neutrones*. Congreso de Ingeniería y Física aplicada a la Biomedicina, León, Gto. México.
- Sarmiento-Rosales, S., Hernández-Dávila, V., Vega-Carrillo, H. R., Escalona-Llaguna, M. I., García-Reyna, M. G., Soto-Bernal, T.G., (2019). *Sistema de detección de radiación ionizante basado en diodo PIN*. Congreso de Ingeniería y Física aplicada a la Biomedicina, León, Gto. México.
- Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., Vega-Carrillo, H. R., (2019). *Fotones y neutrones producidos durante la interacción de electrones de 15 MeV con una laminilla dispersora*. Congreso de Ingeniería y Física aplicada a la Biomedicina, León, Gto. México.
- Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Torres-Cortés, C. O., Vega-Carrillo, H. R., Campillo-Rivera, G. E., García-Reyna, M. G., Solis-Sánchez, L. O., (2019). *Respuesta de multimoderadores para la espectrometría de neutrones*. 20° Seminario de Investigación de la UAA, Aguascalientes, Ags. México.
- García-Reyna, M. G., Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., Vázquez-Bañuelos, J., Vega-Carrillo, H. R., Castañeda-Miranda, R., (2019). *Espectros de altura de pulsos de los rayos gamma prontos producidos durante la interacción de neutrones con agua ligera y polietileno*. 20° Seminario de Investigación de la UAA, Aguascalientes, Ags. México.
- Soto-Bernal, T. G., Baltazar-Raigosa, A., García-Reyna, M. G., Letechipía de León, C., Villalpando-Hernández, C., Vega-Carrillo, H. R., (2019). *Simetría del campo de neutrones, y el Cross-talking de esferas Bonner, en modo planetario, en una sala de*

radioterapia. 20° Seminario de Investigación de la UAA, Aguascalientes, Ags. México.

Reconocimientos:

Conferencia (2015). *Nacimiento y muerte del Sol*. 22ª Semana Nacional de Ciencia y Tecnología. Zacatecas, Zac. México.

Primer lugar (2016), en la modalidad cartel, al trabajo *Producción de neutrones durante la interacción de electrones monoenergéticos con un blanco delgado de tungsteno*, presentado durante el XVI International Symposium on Solid State Dosimetry, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas. México.

Moderador (2016), durante las sesiones científicas del XVI International Symposium on Solid State Dosimetry, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas. México.

Conferencia (2017). *Producción de neutrones durante la interacción de electrones con una laminilla dispersora*. 24ª Semana Nacional de Ciencia y Tecnología. Zacatecas, Zac. México.

Miembro del comité técnico de revisión (2018) para el XXIX Congreso Anual de la Sociedad Nuclear Mexicana, Mérida, Yucatán, México.

Mejor ponencia, Baltazar-Raigosa, A., Soto-Bernal, T. G., Vega-Carrillo, H. R., Ortiz-Rodríguez, J. M., Solís-Sánchez, L. O., Castañeda-Miranda, R., (2018). *Diseño de un monitor pasivo de área para la medición de la $H^*(10)$ de los fotoneutrones producidos en los LINACs de uso médico*. 19° Seminario de Investigación de la UAA, Aguascalientes, Ags. México.

Mejor cartel, Sala 2, Nivel Posgrado, Soto-Bernal, T. G., (2018). *Análisis de la simetría del campo de neutrones, y el cross-talking de esferas bonner en método planetario en sala de radioterapia*. Jornadas de investigación de la UAZ-2018, Zacatecas, Zac. México.

Cursos:

Mathematica(R) para las Ciencias Nucleares, (2016). Escuela de Verano UAZ, Zacatecas, Zac. México.

Taller para el avance de los proyectos de investigación, (2016). Escuela de Verano UAZ, Zacatecas, Zac. México.

Dosimetría Termoluminiscente Aplicada a la Física Médica, (2016). XVI International Symposium on Solid State Dosimetry, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas. México.

Experimental Approaches and Modelling of Irradiation Phenomena in Medical Physics, (2017). Medical Physics Summer School, UNAM, CDMX, México.

El congreso científico como instrumento de aprendizaje y formación del investigador, (2017). Escuela de Verano UAZ, Zacatecas, Zac. México.

Introducción al Método Montecarlo, (2018). Escuela de Verano UAZ, Zacatecas, Zac. México.

La publicación científica, (2018). Escuela de Verano UAZ, Zacatecas, Zac. México.

La gestión bibliográfica una herramienta para la elaboración de trabajos de investigación, (2018). Escuela de Verano UAZ, Zacatecas, Zac. México.