

Trabajo especial de  
Licenciatura en Física

ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN  
DOSIMÉTRICA DEL EFECTO DE  
CAMPOS MAGNÉTICOS INTENSOS EN  
TÉCNICAS MODERNAS DE  
RADIOTERAPIA ONCOLÓGICA

**Alumna:** Amiel Rocío Gayol

**Director:** Dr. Mauro Valente



Facultad de Matemática, Astronomía, Física y  
Computación  
Universidad Nacional de Córdoba  
Argentina

**Marzo 2021**



Estudio y caracterización dosimétrica del efecto de campos magnéticos intensos en técnicas modernas de radioterapia oncológica por Amiel Rocío Gayol se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribucion-NoComercial-CompartirIgual 4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/).



*A mis papás y a mi hermana, por incentivarme,  
apoyarme y darme la oportunidad de estudiar.  
A mi madrina, por sus consejos y su apoyo constante.  
Al resto de mi familia, por su amor y contención.  
A Alfonsina y Belén, por su amistad, paciencia y cariño.  
A todos mis amigos de la facultad, por su increíble y tan  
necesaria compañía en todos estos años.*

*A mi abuelo Manuel, que siempre confió en mí.*

*Este trabajo utilizó recursos computacionales del CCAD  
de la Universidad Nacional de Córdoba  
(<https://ccad.unc.edu.ar/>), que forman parte del SNCAD  
del MinCyT de la República Argentina*



## Resumen

Existen tres abordajes generales usados en medicina para el tratamiento del cáncer: cirugía, quimioterapia y radioterapia. El último de ellos involucra el uso de radiación ionizante. Uno de los factores a considerar durante los tratamientos por radioterapia refiere a los cambios sustanciales que pueden ocurrir en la anatomía del paciente, debido por ejemplo a la respiración o movimiento cardíaco, que dificultan una precisa entrega de dosis. Equipos modernos de tratamiento mediante haces de fotones de megavoltaje, incorporan sistemas de imágenes por resonancia magnética para determinar la anatomía interna de los pacientes, permitiendo guiar los procedimientos por medio de imágenes *in situ* durante el tratamiento, aumentando la precisión y eficiencia de los mismos. Los intensos campos magnéticos necesarios para realizar este tipo de imágenes podrían alterar el campo de radiación utilizado para el tratamiento, modificando la dosis absorbida.

En este contexto, el presente trabajo tiene como objetivo principal el estudio y la caracterización dosimétrica del efecto de campos magnéticos intensos en técnicas modernas de radioterapia oncológica guiada por imágenes.

En una primera instancia se evaluó la capacidad de los códigos de simulación Monte Carlo, FLUKA y PENELOPE, para el modelado del transporte de radiación en presencia de campos magnéticos en vacío. Posteriormente, se simularon procesos de irradiación de medios materiales con haces de fotones a distintas configuraciones de estudio, incluyendo la presencia de campo magnético. Dichas configuraciones consideran desde arreglos simples, hasta la complejidad de una aplicación clínica en condiciones paciente-específicos. Se logró estudiar la deflexión de la trayectoria de los electrones en vacío, y las alteraciones dosimétricas en los diferentes casos de estudio, como consecuencia de la presencia del campo magnético, incluyendo la capacidad de caracterizar los efectos dosimétricos por presencia de campo magnético en condiciones clínicas paciente-específico.

Se concluyó que la curvatura de la trayectoria de las partículas cargadas depende tanto de su energía cinética como de la intensidad del campo. Por otro lado, se encontró que las variaciones dosimétricas también son fuertemente dependientes de la intensidad del campo magnético, así como de la orientación del mismo respecto al eje de propagación del haz. En todos los casos se verificó una excelente concordancia entre los códigos de simulación y los métodos analíticos aplicados.

**Palabras Claves:** Dosimetría; Campos magnéticos; Radiación ionizante.

## Abstract

Three different medical approaches are used for cancer treatment: surgery, chemotherapy and radiotherapy. The last one refers to the use of ionizing radiation. A relevant issue to be considered during radiotherapy treatments regards the non negligible variations in the patient anatomy, due to the patient breathing or cardiac movement, thus avoiding an accurate assessment of the absorbed dose. Modern megavoltage photon beam treatment facilities incorporate magnetic resonance imaging systems to assess patient anatomy, hence allowing them to guide the irradiation procedures by means of *in situ* imaging during treatment, increasing its efficiency and accuracy. The strong magnetic fields required to acquire resonance images may affect the radiation field used for the treatment, hence modifying the absorbed dose.

Within this framework, the main goal of this work regards the study and dosimetric characterization of the effects due to strong magnetic fields in modern oncological radiotherapy techniques.

First, the capability for accurately modelling the radiation transport coupled with magnetic fields in vacuum was preliminarily assessed for two Monte Carlo simulation main codes, namely: FLUKA and PENELOPE. Then, irradiations with a clinical photon beam considering different setups were accomplished. The configurations studied included simple arrangements, as well as complex clinical applications, like patient-specific approaches. The deflection of the electrons' trajectories in vacuum was carefully investigated, while the dosimetric effects due to the presence of magnetic fields were evaluated for the different configurations, including clinical applications.

According to the reported results, it was observed that the curvature of the charged particles track depends on its kinetic energy as well as the field strength; as expected. On the other hand, it was found that the dosimetric variations are also strongly dependent on the field strength and orientation. It is worth mentioning that excellent agreements were found between the different Monte Carlo codes, as well as their comparisons with analytic approaches.

**Keywords:** Dosimetry; Magnetic fields; Ionizing radiation.



---

# ÍNDICE GENERAL

---

<b>1. Introducción</b>	<b>5</b>
1.1. Contexto histórico	5
1.2. Motivaciones	6
1.3. Objetivos e hipótesis	7
1.3.1. Objetivos general y específicos	7
1.3.2. Hipótesis	7
<b>2. Métodos y materiales</b>	<b>9</b>
2.1. Marco teórico	9
2.1.1. Interacción de la radiación con la materia	9
2.1.2. Efecto de campos magnéticos sobre partículas cargadas	19
2.1.3. Modelado del transporte de radiación	22
2.2. El método Monte Carlo	24
2.2.1. El código PENELOPE	25
2.2.2. El código FLUKA	26
2.3. Estudio de los efectos de campos magnéticos intensos	27
2.3.1. Transporte de radiación en vacío en presencia de campo magnético por simulación Monte Carlo	27
2.3.2. Dosimetría en fantoma homogéneo en presencia de campo magnético	29
2.3.3. Dosimetría en fantoma inhomogéneo en presencia de campo magnético	30
2.3.4. Aplicación clínica: Dosimetría paciente-específico en presencia de campo magnético	32
2.4. Tratamiento de datos e incertezas	36



<b>3. Resultados y discusiones</b>	<b>38</b>
3.1. Transporte de radiación en vacío en presencia de campo magnético	38
3.2. Dosimetría en fantoma homogéneo en presencia de campo magnético . . . . .	41
3.3. Dosimetría en fantoma inhomogéneo en presencia de campo magnético . . . . .	45
3.4. Aplicación clínica: dosimetría en paciente-específico en presencia de campo magnético . . . . .	47
<b>4. Conclusiones y perspectivas futuras</b>	<b>50</b>
4.1. Conclusiones específicas y generales . . . . .	50
4.2. Análisis hipótesis de trabajo . . . . .	51
4.3. Perspectivas futuras . . . . .	52
<b>A. Archivos de <i>input</i> utilizados en las simulaciones</b>	<b>54</b>
A.1. Subrutinas en PENELOPE . . . . .	54
A.2. Subrutinas en FLUKA . . . . .	56
<b>B. Resultados complementarios para diferentes orientaciones de campo magnético</b>	<b>57</b>
B.1. Campo magnético perpendicular al haz de radiación en sentido decreciente del eje X . . . . .	58
B.2. Campo magnético paralelo al haz de radiación en sentido decreciente del eje Y . . . . .	59

# CAPÍTULO 1

---

## INTRODUCCIÓN

---

### 1.1. Contexto histórico

Según datos de la Organización Mundial de la Salud (OMS) actualmente el cáncer es la segunda causa de muerte, y será la primera de ellas hacia 2050. Existen tres abordajes principales utilizados en la medicina para su tratamiento: cirugía, quimioterapia y radioterapia [IAEA, 2017].

La última de ellas refiere al uso de radiación ionizante, y comenzó a implementarse poco tiempo después del descubrimiento de los rayos X por Wilhem Rontgen en 1895, y del radio por el matrimonio Sklodowska-Curie en 1898. En la actualidad, la producción de los haces de electrones y fotones de mega voltaje utilizados durante el procedimiento terapéutico se lleva a cabo por aceleradores lineales de uso clínico denominados LINAC, y se estima que más del 50% de los pacientes con patologías neoplásicas precisarán tratamiento con radioterapia para el control tumoral o como terapia paliativa en algún momento de su evolución [IAEA, 2017].

Uno de los puntos de especial interés en este tipo de tratamiento es la energía absorbida, por unidad de masa, como consecuencia de la interacción de la radiación ionizante con el tejido humano, denominada dosis. La determinación cuantitativa de esta magnitud es llevada a cabo por el campo de la dosimetría de radiaciones [Attix, 2004].

La importancia del estudio de las radiaciones ionizantes radica, en parte, en el impacto que tiene en los tejidos biológicos [Fischer, 2019]. Éstos son altamente sensibles ya que dichas radiaciones tienen la capacidad de romper los enlaces moleculares de la cadena de ADN. De este modo se genera la detención de la reproducción de forma total o parcial de la célula, y en casos extremos la muerte

de la misma. Dado que las células tumorales poseen mayor potencial reproductivo, presentan mayor radio-sensibilidad respecto de las células sanas, y por lo tanto, son más susceptibles a los efectos de la radiación ionizante [Genre, 2020].

Por este motivo, el principal objetivo que ha guiado el desarrollo histórico de la radioterapia siempre fue la administración de una determinada dosis al tumor que logre provocar daños letales al tejido cancerígeno, minimizando la dosis recibida por los tejidos y órganos sanos circundantes [IAEA, 2017].

Otro de los factores a tener en cuenta durante los tratamientos por radioterapia es el hecho de que puede haber cambios sustanciales en la anatomía del paciente, debido a la respiración, el movimiento cardíaco, pérdida de peso, crecimiento tumoral, etc. [Bainbridge et al., 2017] que dificultan una precisa entrega de dosis. Estos cambios provocan que la dosis real administrada sea desconocida y que difiera de la distribución de dosis originalmente prevista. Por lo cual, medir las modificaciones anatómicas y su impacto en la dosis entregada es crucial para enlazar precisamente la dosis irradiada con la efectividad del tratamiento terapéutico [Menten et al., 2020].

Dichos cambios anatómicos experimentados por el paciente durante el tratamiento, junto con los efectos nocivos que puede tener la radiación sobre los tejidos biológicos, integran las principales preocupaciones a la hora de realizar tratamientos por radioterapia. Con el fin de lograr un control sobre estas problemáticas, en las últimas décadas se han desarrollado e incorporado sistemas que permiten guiar los procedimientos por medio de imágenes *in situ* del paciente durante el tratamiento, aumentando la precisión y eficiencia de los mismos.

Una de las tecnologías de *radioterapia guiada por imágenes* en desarrollo con mayores expectativas son los equipos modernos de tratamiento mediante haces de fotones de mega voltaje producidos por LINAC que incorporan sistemas de imágenes por resonancia magnética (MRI) para determinar la anatomía interna de los pacientes durante el procedimiento de irradiación. Estos dispositivos, denominados MRI-LINAC, mejoran notablemente la precisión del tratamiento ya que al utilizar imágenes por resonancia como guía durante el mismo, se cuenta con la visualización tanto del tumor como de los órganos circundantes a riesgo, pudiendo llevar a una reducción del tejido sano involucrado [Legendijk et al., 2008].

El MRI-LINAC permite entonces un monitoreo directo del movimiento anatómico sin ser invasivo, necesitar de sustitutos o exponer al paciente a radiación excesiva [Fast et al., 2019].

## 1.2. Motivaciones

En la actualidad las primeras instalaciones MRI-LINAC están siendo introducidas al ámbito clínico, por lo cual los protocolos sobre su puesta en servicio no están completamente definidos aún, así como tampoco se cuenta con extensa información sobre su funcionamiento [Tijssen et al., 2019].

Es sabido que el diagnóstico por imágenes por resonancia magnética es una de las técnicas de más precisas ya que ofrece un contraste superior en tejidos

blandos, en comparación con la tomografía computada por ejemplo, resultando en una mejor visualización del blanco y los órganos a riesgo [Nachbar et al., 2020], como se mencionó anteriormente. Sin embargo, la misma está basada en el uso de intensos campos magnéticos que podrían alterar el campo de radiación ionizante, modificando así el depósito de dosis en el paciente. Por lo cual, en los dispositivos híbridos de tratamientos guiados por resonancia magnética deben ser consideradas ciertas peculiaridades, tales como la interacción de partículas cargadas en general, y de los electrones secundarios en particular, dentro del campo magnético [Nachbar et al., 2020].

Se denominan electrones secundarios a aquellos que son originados como resultado de los diversos procesos de interacción de la radiación ionizante con la materia. Al tratarse de partículas cargadas, naturalmente existe la posibilidad de distorsión de la distribución de dosis causada por el campo magnético propio del equipo de resonancia, que podría alterar el transporte de las partículas cargadas por deflexión mediante la ley de Lorentz [Menten et al., 2016].

La distribución de dosis podría entonces resultar diferente a la de los aceleradores convencionales debido tanto al impacto de la fuerza de Lorentz en los electrones secundarios por el campo magnético, como a la posible inducción de *scattering* o radiación dispersa debido a la transmisión del haz a través de las componentes del resonador [Lagendijk et al., 2008]. Esta diferencia conforma la motivación del presente trabajo.

## 1.3. Objetivos e hipótesis

### 1.3.1. Objetivos general y específicos

El objetivo principal del presente trabajo consiste en el estudio y caracterización dosimétrica del efecto de campos magnéticos intensos presentes en técnicas modernas de radioterapia oncológica.

Para llevarlo a cabo, los siguientes objetivos específicos fueron planteados:

1. Imitar condiciones de tratamientos de radioterapia con haces de fotones de alta energía mediante códigos de simulación de tipo Monte Carlo para transporte de radiación.
2. Incorporar y caracterizar el efecto de campos magnéticos intensos en las simulaciones de transporte de radiaciones.
3. Desarrollar metodologías para cuantificar alteraciones dosimétricas resultantes.
4. Verificar la robustez de la metodología desarrollada para dosimetría en aplicaciones clínicas de carácter paciente-específico.

### 1.3.2. Hipótesis

Bajo el contexto general descrito se formula la siguiente hipótesis de trabajo:

*Es posible caracterizar los efectos dosimétricos derivados de la presencia de campos magnéticos intensos en la zona de irradiación por medio de modelos analíticos y por simulación numérica de transporte de radiación para obtener la distribución dosimétrica en técnicas de imágenes por resonancia magnética incorporada en equipos para radioterapia mediante haces de fotones de mega voltaje, para aumentar la eficiencia de los tratamientos oncológicos.*

---

# MÉTODOS Y MATERIALES

---

## 2.1. Marco teórico

### 2.1.1. Interacción de la radiación con la materia

El término radiación se utiliza para referirse a la emisión y propagación de energía a través del espacio vacío o un medio material [Khan, 2003]. Se pueden distinguir dos formas específicas de radiación:

- Radiación de partículas: consiste en partículas atómicas o subatómicas (electrones, protones, etc.) que transportan energía en forma de energía cinética de masas en movimiento [Cherry et al., 2003].
- Radiación electromagnética: la energía es transportada mediante oscilaciones de campos electromagnéticos que viajan a través del espacio a la velocidad de la luz [Cherry et al., 2003].

A su vez, también es posible clasificar a la radiación en otras dos categorías: *ionizante* y *no ionizante*. La primera de ellas se caracteriza por su habilidad de excitar e ionizar átomos de la materia con la cual interactúa. Dado que la energía necesaria para que un electrón de valencia escape del átomo es del orden de  $4 - 25 \text{ eV}$ , este tipo de radiaciones debe llevar energía cinética o *quantos* de energía superiores a este valor para ser consideradas ionizantes [Attix, 2004].

Los tipos de radiaciones más relevantes son:

- Rayos  $\gamma$  : radiación electromagnética emitida desde el núcleo de un átomo o como producto de un proceso de aniquilación entre materia y antimateria.

- Rayos X: radiación electromagnética emitida por partículas cargadas (electrones usualmente) al cambiar de nivel de energía atómico (llamados *rayos X característicos*), o al ser desaceleradas en un campo de fuerza Coulombiano (llamados *rayos X de Bremsstrahlung*).
- Electrones rápidos: si la carga es positiva se denominan positrones. Si son emitidos desde un núcleo se los llama comúnmente rayos  $\beta$  (positivos o negativos). Si son producto de reacción de una colisión de partículas cargadas, se los refiere como rayos  $\delta$ .
- Partículas cargadas pesadas: obtenidas generalmente en aceleradores. Incluye a particulares como: protón, deuterio, tritio, partículas  $\alpha$  (núcleos completamente ionizados de  ${}^4H$ ), etc.
- Neutrones: partículas neutras obtenidas mediante reacciones nucleares, que no pueden ser aceleradas electrostáticamente [Attix, 2004].

La ICRU (*Comisión Internacional de Unidades y Medidas de Radiación*) recomienda determinada terminología al referirse a las radiaciones ionizantes, para enfatizar las principales diferencias de los mecanismos de interacción con la materia entre las partículas que poseen carga de aquellas que no.

La radiación directamente ionizante es aquella que deposita la energía en el medio directamente a través de interacciones Coulombianas entre las partículas cargadas y los electrones orbitales de los átomos del material.

Por otra parte, la radiación indirectamente ionizante (fotones y neutrones) depositan la energía en la materia mediante un proceso de dos pasos:

1. Primero, una partícula cargada es liberada al medio (partículas sin carga producen partículas cargadas mediante mecanismos de interacción con el medio).
2. Segundo, las partículas cargadas liberadas depositan energía en el material directamente a través de interacciones Coulombianas con los electrones orbitales de los átomos que conforman el mismo . [Podgorsak, 2005]

En la figura 2.1 puede observarse un esquema que resume lo expuesto. En las siguientes secciones se describirá específicamente los diferentes mecanismos de interacción con la materia de los fotones y las partículas cargadas, tipo de radiaciones ionizantes utilizadas a lo largo del presente trabajo.

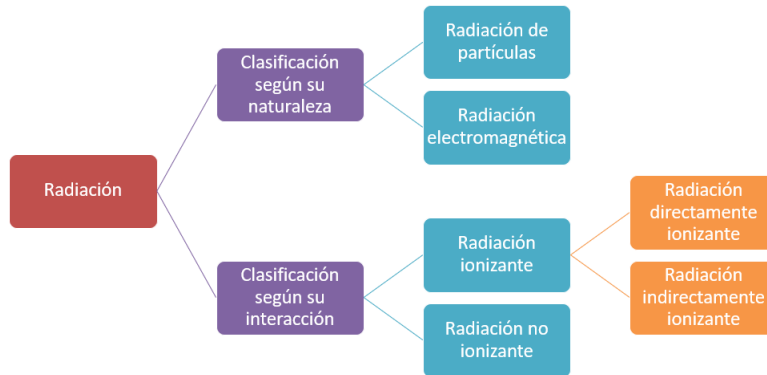


Figura 2.1: Clasificación de las radiaciones

### Interacción de los fotones con la materia

Los fotones, en principio, pueden interactuar con los electrones orbitales, el núcleo, o el campo electromagnético de los átomos que conforman la materia, perdiendo en el proceso toda, parte o nada de su energía cinética. De los variados modos de interacción posibles, los preponderantes en física de radiaciones son:

- Efecto Compton
- Efecto Fotoeléctrico
- Producción de Pares
- *Scattering* (dispersión) coherente o Rayleigh
- Reacciones fotonucleares

El efecto Compton puede ser descrito como una colisión entre el fotón incidente y un electrón orbital de la capa externa, débilmente ligado al átomo. La energía del fotón ( $h\nu$ ) es mucho mayor que la energía de ligadura del electrón orbital, por lo cual éste cede parte de la misma al electrón liberado, llamado electrón Compton o de retroceso, y posteriormente es dispersado un ángulo  $\theta$  con una energía  $h\nu'$  [Podgorsak, 2005] como puede apreciarse en la figura 2.2.

Al plantear la conservación de la energía y del momento se obtiene una expresión que relaciona la energía del fotón dispersado con el ángulo de dispersión, como se muestra en la ecuación 2.1, siendo entonces  $E_k = h\nu - h\nu'$  la energía transferida al electrón Compton.

Por otro lado, el ángulo de dispersión  $\theta$  se relaciona con el ángulo  $\phi$  del electrón de retroceso mediante la expresión 2.2, siendo así evidente que el rango de  $\phi$  es de 0 (para  $\theta = \pi$ , retro-dispersión del fotón) a  $180^\circ$  (para  $\theta = 0$ , dispersión hacia adelante, o forward, del fotón) dado un valor arbitrario de energía del fotón.



$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \quad (2.1)$$

$$\cot \phi = \left(1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}\right) \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.2)$$

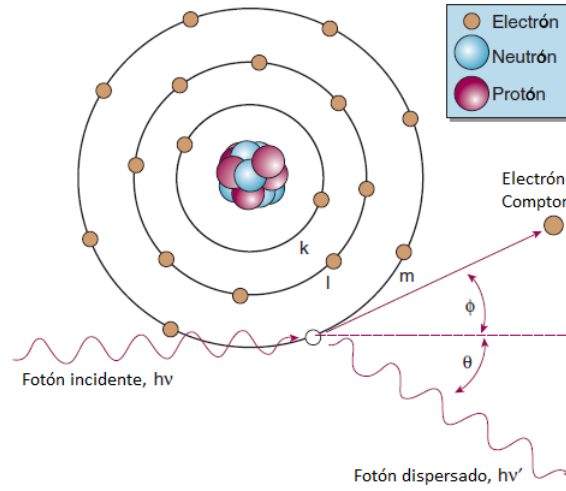


Figura 2.2: Representación esquemática del efecto Compton. Imagen extraída de [Gunderson and Tepper, 2012]

El efecto fotoeléctrico puede pensarse como una colisión entre el fotón y un electrón orbital del átomo, en la cual este último absorbe por completo la energía del fotón incidente, utilizándola para eyectar al electrón involucrado denominado foto electrón, como se observa en la figura 2.3.

Los foto electrones no pueden ser eyectados de un determinado nivel energético del átomo, a excepción de que la energía del fotón incidente exceda la energía de ligadura del mismo. La expulsión de un electrón de la capa  $K$  es la que más probabilidad de ocurrencia posee, siendo de cuatro a siete veces más probable que la de la capa  $L$ , asumiendo que se satisfacen los requerimientos energéticos [Cherry et al., 2003].

La energía cinética del electrón eyectado corresponde entonces, a la predicción de la expresión 2.3, donde  $K_B$  indica la energía de ligadura correspondiente.

El efecto fotoeléctrico genera, de este modo, una vacancia en el nivel de energía del electrón eyectado, lo cual lleva a la emisión de un rayo X característico o un electrón Auger, por lo cual la energía cinética del foto-electrón es depositada, típicamente, cerca del sitio en donde ocurrió la interacción.

$$E_{foto\ electrón} = h\nu - K_B \quad (2.3)$$

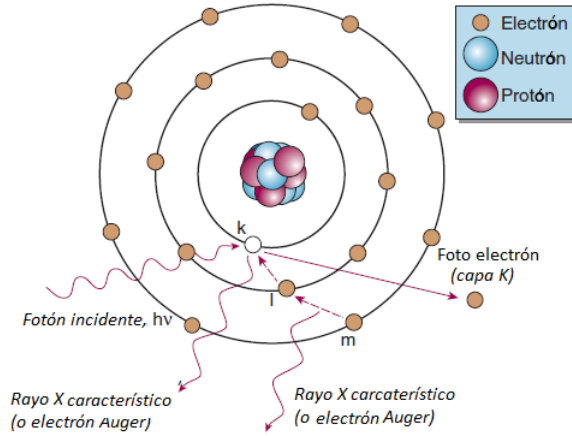


Figura 2.3: Representación esquemática del efecto fotoeléctrico. Imagen extraída de [Gunderson and Tepper, 2012]

En cuanto a la producción de pares, ésta ocurre cuando un fotón interactúa con el campo de fuerza Coulombiano del átomo. El mismo absorbe por completo al fotón y utiliza su energía para la creación de un par electrón-positrón:  $e^- - e^+$ . Dado que la masa en reposo de un electrón es de  $0,511 \text{ MeV}$ , este proceso no es posible salvo que la energía del fotón sea mayor o igual a la masa en reposo de dos electrones, es decir, de  $2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}$  [Greening, 1985].

La diferencia de energía entre  $h\nu$  y  $1,02 \text{ MeV}$  se reparte como energía cinética entre las dos partículas originadas, acorde a la expresión 2.4. Tanto el  $e^-$  como el  $e^+$  disipan su energía mediante radiaciones directamente ionizantes. Cuando el positrón pierde toda su energía cinética se aniquilan mutuamente con un electrón presente en el medio generando un par de fotones, denominados fotones de aniquilación, que viajan en direcciones opuestas con energía de  $0,511 \text{ MeV}$ , como puede apreciarse en la figura 2.4.

$$E_{e^+} + E_{e^-} = h\nu - 1,02 \text{ MeV} \quad (2.4)$$

Cabe mencionar que la producción de tripletes, en lugar de pares, es un proceso posible; sin violar ningún principio físico; pero comparativamente mucho menos probable a igualdad de condiciones [Valente, 2020].

El *scattering* coherente o Rayleigh describe la interacción entre el fotón incidente y el átomo como un todo. Dado que la masa de este último es naturalmente mayor que la del fotón, luego de la colisión entre ambos, el átomo absorbe muy poca energía induciendo un leve retroceso dando como resultado un fotón dispersado sin pérdidas significativas de energía, tal como puede observarse en la figura 2.5.

Debido a que este tipo de interacción tiene relevancia para energías menores a  $50 \text{ keV}$  y que la transferencia de energía a la materia es muy poca, la cantidad de dispersión coherente es insignificante en los rangos de energía utilizados

en diagnóstico y terapia en comparación con otros mecanismos de interacción [Gunderson and Tepper, 2012].

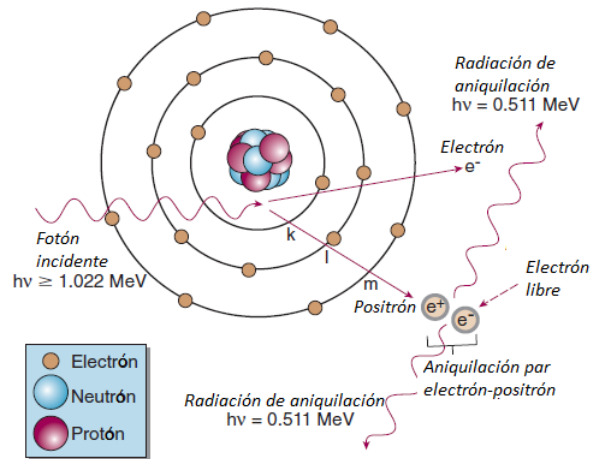


Figura 2.4: Representación esquemática de la producción de pares. Imagen extraída de [Gunderson and Tepper, 2012]

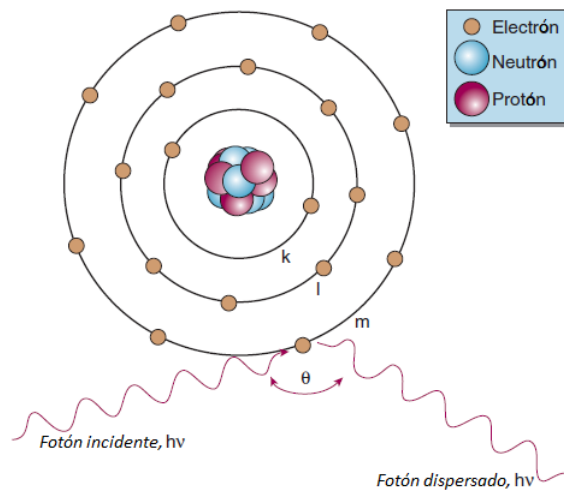


Figura 2.5: Representación esquemática del scattering de Rayleigh. Imagen extraída de [Gunderson and Tepper, 2012]

Finalmente, las interacciones fotonucleares tienen lugar cuando fotones energéticos (de algunos  $MeV$ ) interactúan con el núcleo del átomo, excitándolo y

emitiendo como resultado un protón ( $\gamma, p$ ) o un neutrón ( $\gamma, n$ ), caso que puede verse en la figura 2.6. Las interacciones ( $\gamma, n$ ) tienen mucha importancia debido a que los neutrones pueden ocasionar problemas de radioprotección. Reacciones fotonucleares de muy alta energía, fuera del rango de interés para la física médica y para este trabajo, pueden también inducir estados nucleares que se desexcitan emitiendo partículas más masivas aún, como deuterio, tritio, partículas  $\alpha$ , etc. [Hussein, 2007]

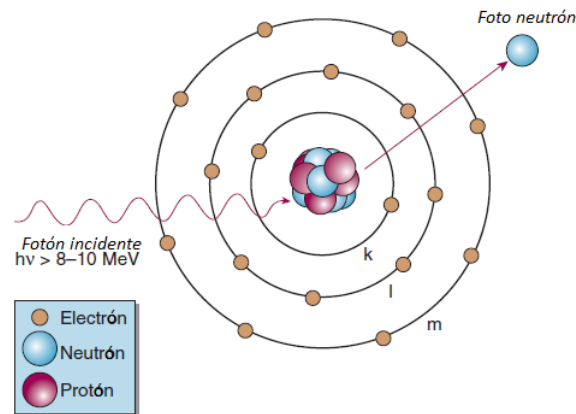


Figura 2.6: Representación esquemática de interacciones fotonucleares. Imagen extraída de [Gunderson and Tepper, 2012]

De todos los mecanismos de interacción de la radiación ionizante con la materia expuestos, los primeros tres (Compton, efecto fotoeléctrico y producción de pares) son los más relevantes en el rango energético de interés para la física médica, *i.e.* de unas pocas decenas de keV hasta algunas decenas de MeV, ya que resultan en transferencia de energía a los electrones, los cuales posteriormente la depositan en el medio mediante interacciones Coulombianas a lo largo de su trayectoria.

Si se analiza la importancia relativa de los mismos en función del número atómico y de la energía de los fotones incidentes, se obtienen los resultados presentes en la figura 2.7.

El efecto fotoeléctrico predomina a bajas energías para la mayoría de los materiales, pero disminuye rápidamente a medida que ésta aumenta, en comparación con el efecto Compton que se vuelve posteriormente predominante. Para un rango de energías entre 0,1 – 10 MeV es el mecanismo de interacción que posee mayor probabilidad de ocurrencia, hasta que los fotones logran energías de algunas decenas de MeV, siendo así la producción de pares el proceso que contribuye mayoritariamente en las interacciones de los fotones con el medio.

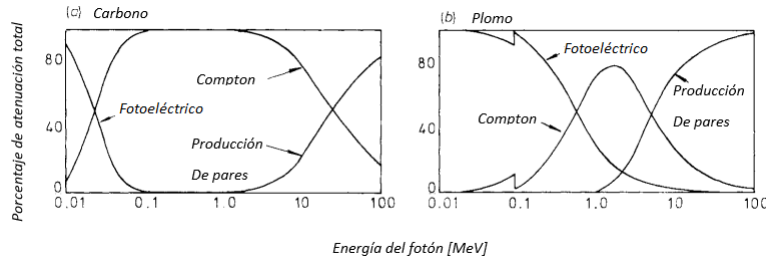


Figura 2.7: Dependencia de la energía y del número atómico de los efectos Compton, fotoeléctrico y producción de pares. Imagen extraída de [Greening, 1985]

### Interacción de partículas cargadas con la materia

Las interacciones de las partículas cargadas con la materia están mediadas por las fuerzas Coulombianas entre el campo eléctrico de la partícula incidente y el de los electrones orbitales y los núcleos de los átomos del material. Es decir, las “colisiones” que ocurren entre una partícula con carga y átomos o moléculas, involucran fuerzas eléctricas de atracción o repulsión en lugar de contacto mecánico real [Cherry et al., 2003].

Las partículas incidentes en la materia pueden experimentar interacciones tanto elásticas como inelásticas con los núcleos y electrones atómicos de la misma. En el caso de la primera de ellas, el proyectil sufre un cambio de dirección como producto de la colisión sin sufrir pérdidas de energía. Caso contrario, en las interacciones inelásticas, la partícula cargada incidente lleva a cabo procesos radiactivos y de colisión con el medio. Como consecuencia, sufre una pérdida de energía.

El cociente  $\frac{dE}{dx}$  se denomina *stopping power*, y describe la tasa de pérdida de energía ( $dE$ ) que ocurre a lo largo de un determinada longitud recorrida ( $dx$ ), en el caso de colisiones inelásticas [Gunderson and Tepper, 2012]. Por lo general, esta magnitud se expresa en términos del *stopping power másico*,  $\frac{dE}{\rho dx}$ , ya que es independiente de la densidad del material.

La principal diferencia entre las interacciones de las partículas sin carga y las de las partículas cargadas, es que en el caso de las primeras se llevan a cabo pocos procesos de interacción que involucran grandes pérdidas de energía en cada uno, mientras que las segundas se someten a un gran número de interacciones con poca pérdida de energía por evento. En una primera aproximación, puede incluso considerarse que las partículas con carga son desaceleradas continuamente a medida que penetran un determinado material [Greening, 1985].

Este proceso de frenado continuo junto con el hecho de que las partículas incidentes disponen de una cantidad finita de energía cinética,  $E_K$ , da lugar a que la misma vaya perdiendo su energía a medida que atraviesa el material hasta detenerse. El recorrido desde que ingresa al medio hasta que  $E_K = 0$ , se denomina *rango* ( $r$ ), y para un absorbente de densidad  $\rho$  puede calcularse con la expresión 2.5 [Gunderson and Tepper, 2012].

$$r = E_K \frac{1}{\left(\frac{dE}{\rho dx}\right)} \frac{1}{\rho} \quad (2.5)$$

Partículas cargadas livianas, tales como electrones o positrones, poseen masas mucho menores que las masas atómicas, sometiéndose así principalmente a cuatro tipos de interacciones que cambian su dirección de movimiento en gran medida: procesos de ionización de capas internas, ionización de capas externas, excitación y producción de *Bremsstrahlung* o *radiación de frenado*.

Las interacciones de ionización pueden describirse como una colisión entre la partícula cargada incidente y un electrón orbital. Si el encuentro es lo suficientemente *cercano*, la primera de ellas ejerce una fuerza eléctrica sobre la segunda, cuya magnitud es suficiente para separar al electrón del átomo. De este modo, se genera la ionización. La energía de la partícula incidente se utiliza para superar la energía de ligadura, y el sobrante se entrega como energía cinética al electrón eyectado (*rayos $\delta$* ). Por lo general, los *rayos $\delta$*  corresponden a capas externas, caso contrario la ionización eventualmente puede dar lugar a la emisión de rayos *X* característicos o electrones Auger [Cherry et al., 2003]. Reciben el nombre de *ionización de capas externas e internas* respectivamente, como puede observarse en las figuras 2.8 A y B.

Si la energía transferida al electrón orbital no es suficiente para superar la energía de ligadura, entonces éste es alterado respecto de su estado de equilibrio [Khan, 2003]. Se obtiene como resultado entonces una *interacción de excitación* atómica o molecular como se observa en la figura 2.8 C. La energía transferida se disipa posteriormente en forma de vibraciones moleculares, emisión infrarroja, etc.

Finalmente, cuando la partícula cargada incidente penetra la nube de electrones del átomo e interactúa con su núcleo, ésta es deflectada y fuertemente desacelerada por las fuerzas electromagnéticas. En consecuencia, pierde energía cinética que se manifiesta en forma de fotones de *Bremsstrahlung* como se ve en la figura 2.8 D. La pérdida de energía por radiación aumenta para elementos de mayor número atómico del absorbente, así como para valores crecientes de la energía cinética de los electrones [Podgorsak, 2005] acorde a la expresión 2.6.

$$E_{perdida, \%} = \frac{Z E_K^{max}}{3000} \times 100 \% \quad (2.6)$$

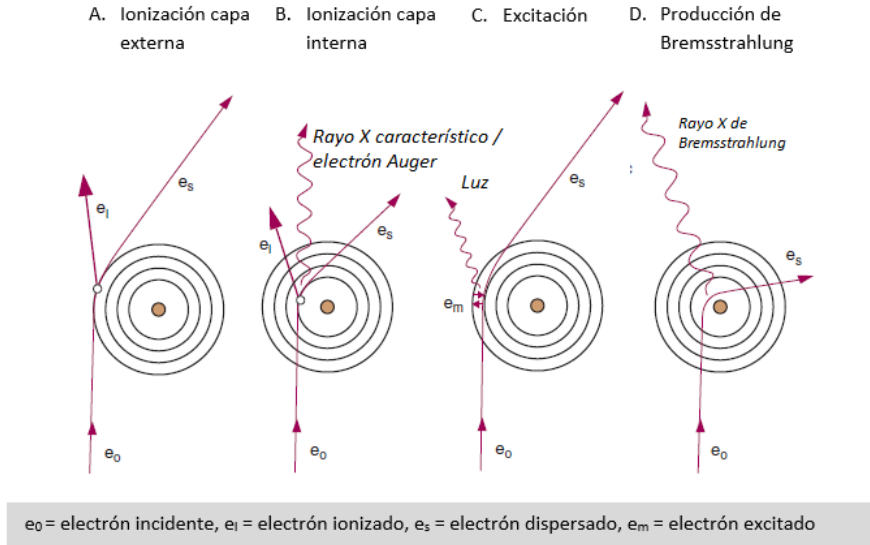


Figura 2.8: Mecanismos inelásticos de interacción de partículas cargadas con la materia. Imagen extraída de [Gunderson and Tepper, 2012]

Partículas cargadas pesadas, tales como protones o partículas  $\alpha$ , experimentan, principalmente, colisiones inelásticas. Dado que su masa es comparable con la de las partículas que conforman el medio en el cual se propagan, sus trayectorias en agua o tejido mantienen su dirección original. Por este motivo, sufren muy pocos procesos de *scattering*, en contraste con la gran cantidad de interacciones de dispersión que muestran las partículas livianas con carga [Gunderson and Tepper, 2012].

Como se aprecia en la expresión 2.7 (donde  $F_Q$  describe la transferencia de energía por interacción), el *stopping power* es proporcional al cuadrado de su carga e inversamente proporcional al cuadrado de su velocidad, por lo cual este tipo de partículas exhiben una alta tasa de pérdida de energía por unidad de camino recorrido y rangos muy cortos.

Por lo tanto, a medida que las partículas desaceleran o *termalizan*, su *stopping power* aumenta. En consecuencia también lo hacen los efectos locales, como la ionización o dosis absorbida en el medio. Este incremento en la ionización se observa de forma más abrupta al final de la trayectoria de la partícula, luego de un tramo de pérdida de energía constante, fenómeno denominado *pico de Bragg*, reportado en la figura 2.9 [Khan, 2003].

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z^2 e^4}{mv^2} NZF_Q \quad (2.7)$$

Todas las partículas cargadas muestran este fenómeno, sin embargo, en aquellas que son livianas es disminuido por los procesos de *scattering* múltiple y las trayectorias de ionización aleatoriamente orientadas que éstas experimentan.

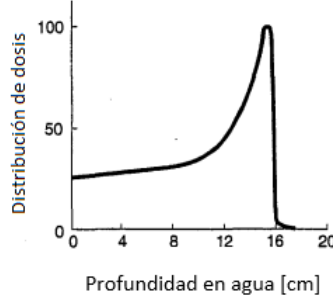


Figura 2.9: Fenómeno de pico de Bragg característico de partículas cargadas pesadas. Imagen extraída de [Khan, 2003]

### 2.1.2. Efecto de campos magnéticos sobre partículas cargadas

Cuando una partícula cargada se encuentra en reposo inmersa en un campo magnético no sufre la acción de ninguna fuerza. Caso contrario sucede cuando la misma se encuentra en movimiento, que experimenta la acción de una fuerza magnética denominada *fuerza de Lorentz*.

La ley de Lorentz establece que una partícula con carga  $Ze$  que circula a una velocidad  $\vec{v}$  por un punto en el que existe una intensidad de campo magnético  $\vec{B}$ , es sometida a la acción de la fuerza de Lorentz cuyo valor es proporcional a  $Ze$ ,  $\vec{v}$  y  $\vec{B}$  como indica la ecuación 2.8 [Jackson, 1998].

$$\vec{F} = Ze \cdot \left( \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \quad (2.8)$$

Teniendo en consideración también la segunda ley de Newton, que establece que la aceleración que experimenta un cuerpo es proporcional a la fuerza que recibe, se obtiene la llamada *ecuación de fuerza de Lorentz* en ausencia de campos eléctricos, tal como se indica en la expresión 2.9 donde  $\vec{p}$  es el momento de la partícula, y  $Z = -1$  para electrones, o  $Z = 1$  para positrones.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = Ze \cdot \left( \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \quad (2.9)$$

Definiendo  $\hat{v} = \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|}$ ,  $\beta = \frac{v}{c}$  y  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ , la ecuación anterior puede ser rescrita como se muestra en 2.10. Luego, al proyectar esta expresión sobre las direcciones de  $\hat{v}$  y  $\frac{d\hat{v}}{dt}$ , se obtienen las ecuaciones 2.11 y 2.12 respectivamente, donde se evidencia que el campo magnético cambia la dirección pero no el módulo de la velocidad de las partículas cargadas.

$$\frac{d(\gamma\beta\hat{v})}{dt} = \frac{Ze}{mc} \cdot (\beta\hat{v} \times \vec{B}) \quad (2.10)$$



$$\frac{d\beta}{dt} = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{d\hat{v}}{dt} = \frac{Ze}{mc\gamma\beta} \cdot (\beta\hat{v} \times \vec{B}) \quad (2.12)$$

Por tanto, debido a que la fuerza magnética es perpendicular a la velocidad (ley de Lorentz), el campo no altera la energía de la partícula y la velocidad es una constante de movimiento,  $v(t) = v_0$ . En este contexto, es conveniente definir el *vector de frecuencia de precesión*  $w$ , y separar la velocidad en las componentes paralelas y perpendiculares a él, como se muestra en las expresiones 2.13, 2.14 y 2.15 respectivamente.

$$\vec{w} = -\frac{Ze\vec{B}}{mc\gamma} = -\frac{Zec\vec{B}}{E_0} \quad (2.13)$$

$$v_{\parallel} = (\vec{v} \cdot \hat{w})\hat{w} \quad (2.14)$$

$$v_{\perp} = \vec{v} - (\vec{v} \cdot \hat{w})\hat{w} = \vec{v} - v_{\parallel} \quad (2.15)$$

Aplicando en 2.12 la separación en componentes de la velocidad se obtienen las ecuaciones 2.16 y 2.17. De la primera de ellas, se deduce que la partícula se mueve con velocidad constante  $v_{0\parallel}$  a lo largo de la dirección del campo magnético, tal como se mencionó anteriormente. En cuanto a la segunda, es inmediato notar que en el plano perpendicular a  $\vec{B}$  la partícula describe una trayectoria circular con frecuencia angular  $w$  y velocidad  $v_{0\perp}$  [Salvat et al., 2008].

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} = w \times v_{\perp} \quad (2.17)$$

Mediante la igualdad de la fuerza magnética y la fuerza centrípeta a la que está sujeta la partícula en este tipo de movimiento, puede estimarse el valor del radio de curvatura en esta aproximación clásica, correspondiendo así a la expresión 2.18.

$$R_{clásico} = \frac{v_{0\perp}}{w} = \sqrt{\frac{2E}{m}} \frac{E_0}{ZecB} \quad (2.18)$$

Si la velocidad inicial del electrón es perpendicular a las líneas de campo, se tratará entonces de un movimiento circular uniforme como se muestra en la figura 2.10. Si, por el contrario, la misma posee una dirección inicial oblicua a  $\vec{B}$ , entonces se puede descomponer la velocidad en una componente paralela y otra perpendicular al mismo. En la componente paralela la fuerza ejercida será nula, lo cual resulta en un movimiento rectilíneo uniforme. En la componente perpendicular la fuerza de Lorentz generará un movimiento circular uniforme, como se

describió previamente. Como resultado de la composición de estos movimientos, las partículas con velocidades oblicuas al campo tendrán una trayectoria helicoidal tal como se observa en la figura 2.11.

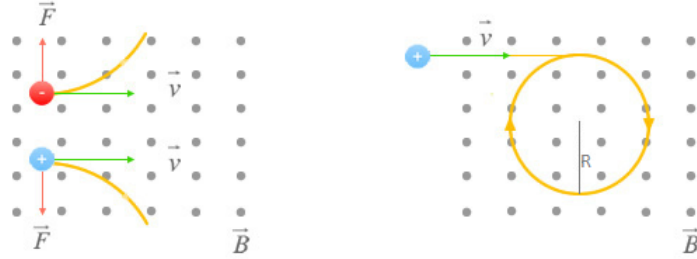


Figura 2.10: Trayectoria de una partícula cargada con velocidad perpendicular al campo magnético. Imagen extraída de [Fernandez and Coronado, 2020]

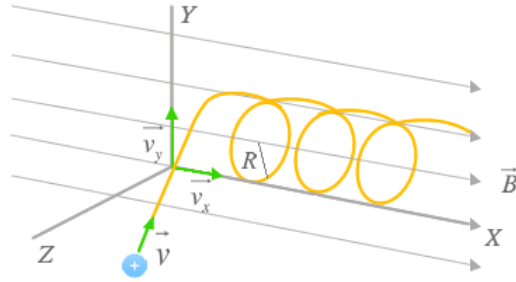


Figura 2.11: Trayectoria de una partícula cargada con velocidad oblicua al campo magnético. Imagen extraída de [Fernandez and Coronado, 2020]

Si bien la expresión 2.18 para el radio de curvatura es correcta dentro del contexto en que fue derivada (régimen clásico), debe remarcarse que en el rango de energías utilizadas comúnmente en los tratamientos de radioterapia los electrones logran energías de algunos  $MeV$ . Por este motivo, es necesario adoptar un enfoque relativista. Como punto intermedio entre ambos abordajes, se propone adaptar la expresión para  $R$  obtenida anteriormente (2.18) incluyendo un tratamiento relativista sólo para  $\vec{v}$ , obteniendo así la ecuación 2.19.

$$R_{semi-clásico} = \frac{v_{0\perp}}{\omega} = c \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + \frac{E}{mc^2})^2} \frac{E_0}{ZecB}} \quad (2.19)$$

El enfoque que contempla correctamente la alta energía cinética de las partículas involucradas, parte de la ecuación relativista para el movimiento del

electrón dentro del campo 2.20. Considerando la condición de fuerza perpendicular se llega a la expresión 2.21 que relaciona el radio de curvatura con la intensidad del campo magnético, y con la energía cinética de las partículas incidentes [Figueroa et al., 2019]. En la misma,  $E_0$  refiere a la energía en reposo del electrón.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \gamma m \frac{d\vec{v}}{dt} + m \vec{v} \gamma^3 \frac{\beta}{c} \frac{dv}{dt} \quad (2.20)$$

$$R_{relativista} = \gamma \frac{mc^2}{eB} \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + \frac{E}{E_0})^2}} \quad (2.21)$$

### 2.1.3. Modelado del transporte de radiación

#### Teoría de Boltzmann del transporte de radiación

La ecuación de transporte de Boltzmann (ETB) es una ecuación integro-diferencial de difusión que vincula la fluencia de partículas emitida por una fuente con las propiedades físicas del medio irradiado, de modo que puedan determinarse los mecanismos por los que la energía es impartida y depositada en el material [Valente, 2020]. Es decir, la teoría de transporte de Boltzmann permite desarrollar un modelo microscópico para cantidades macroscópicas tales como movilidad, difusión, conductividad, etc. [Singh, 2004].

Con el objetivo de llegar a modelar el proceso de transporte de radiación es necesario, en primera instancia, introducir ciertas magnitudes intervinientes. Cabe destacar que la presente derivación de la ecuación de Boltzmann refiere al caso de partículas sin carga, fotones específicamente. Posteriormente puede ser generalizada a otros tipos de partículas mediante la consideración de los mecanismos de interacción con la materia correspondientes.

En primer lugar, se debe tener en cuenta el hecho de que hay diversos modos de interacción entre las partículas y el medio material. Es útil entonces definir la probabilidad total  $\sigma_T$  de ocurrencia de una interacción, de cualquier tipo, como la suma de todas las contribuciones por parte de cada uno de los procesos de interacción, con  $\sigma_j$  la sección eficaz del j-ésimo mecanismo. A nivel macroscópico, la sección eficaz total macroscópica  $\Sigma_T$  se define mediante la expresión 2.22, donde  $N$  refiere a la densidad de centros dispersores por unidad de volumen [Pérez and Valente, 2018]. Dado que en todo proceso de interacción hay eventos de absorción y dispersión (*scattering*), resulta que puede expresarse a  $\Sigma_T$  como la suma de ambas contribuciones, es decir,  $\Sigma_T = \Sigma_{absorción} + \Sigma_{scattering}$ .

$$\Sigma_T = N \sigma_T \quad (2.22)$$

En vista de que el transporte de radiación involucra un flujo de partículas  $\vec{\Psi}$  (número de partículas por unidad de área y de tiempo), esta cantidad es generalmente más utilizada. Se relaciona con  $N$  mediante la expresión 2.23, donde  $\vec{v}$  es la velocidad de propagación de los *quantos*.

$$\vec{\Psi} = N \vec{v} \quad (2.23)$$

Además de la densidad y el flujo de partículas que cuantifican la radiación transportada es necesario definir también las variables independientes del proceso de transporte, los parámetros de los que  $\vec{\Psi}$  y  $N$  dependen, es decir, las *variables de estado*, como la posición espacial  $\vec{r}$ , el tiempo  $t$ , junto a la caracterización del estado cinemático por medio de la dirección de movimiento  $\hat{\Omega}$  y la energía  $E$  [Hussein, 2011].

Bajo el supuesto de que las partículas no interactúan entre sí<sup>1</sup>, pero si lo hacen con el medio circundante en que se propagan [Aubin et al., 2015] (teniendo entonces trayectorias rectilíneas entre interacciones consecutivas con un centro dispersor), y considerando un elemento de volumen finito en el espacio de las fases, principios de conservación simples establecen que *la tasa de cambio del número de partículas por unidad de volumen sea igual a la cantidad de radiación generada y absorbida dentro del volumen considerado*. De este modo, la ecuación de balance o *ecuación de transporte de Boltzmann* queda definida por la expresión 2.24.

$$\frac{1}{v} \frac{d\vec{\Psi}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{dt} + \vec{\Omega} \cdot \nabla \vec{\Psi}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \int \int_{4\pi} \vec{\Psi}(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) K(\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) dE' d\vec{\Omega}' + S \quad (2.24)$$

El lado izquierdo de la *ETB* representa la variación en la cantidad de partículas y se obtiene derivando respecto a  $t$  la relación 2.23. Dentro de la integral del lado derecho,  $K(\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E)$  se denomina operador de *kernel* y es el encargado de cambiar el estado de fase de las coordenadas primadas a las sin primar como consecuencia de los procesos de *scattering* en la posición  $\vec{r}$ . Finalmente, el último término de la expresión  $S$  involucra el ingreso de partículas al elemento de volumen por una fuente externa [Valente, 2020].

### Ecuación de Boltzmann en presencia de campos magnéticos

Según lo descrito en la sección anterior, las partículas cargadas viajan en trayectorias curvas en presencia de campos magnéticos debido a que son constantemente afectadas por la fuerza de Lorentz. Por lo tanto, las mismas no cumplen con la suposición de trayectoria rectilínea entre colisiones realizada anteriormente para el caso de los fotones [Hussein, 2011]. Por este motivo, la *ETB* al ser aplicada a electrones o positrones debe ser modificada teniendo en consideración los efectos determinísticos de la fuerza de Lorentz.

La elección de las variables de estado relevantes para la descripción física del sistema admite flexibilidad (invariancia), por ejemplo:  $N = N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ , puede describirse también en términos del momento lineal  $\vec{p}$ :  $N = N(\vec{r}, \vec{p}, t)$ . De esta forma, al calcular  $\frac{dN(\vec{r}, \vec{p}, t)}{dt}$  para plantear la ecuación de balance, surge

<sup>1</sup>En sentido estricto, es suficiente que la interacción entre las partículas primarias, las que forman el haz incidente por ejemplo, sea despreciable frente a la probabilidad de interacción entre las partículas primarias y el medio material.

explícitamente el término  $\frac{d\vec{p}}{dt}$ . En ausencia de campo externo éste se anula, pero en presencia de campo corresponde, precisamente, a la fuerza de Lorentz 2.9. Este término en la ecuación de balance se denomina *operador de Lorentz*,  $F_{Lorentz}$  [Bouchard and Bielajew, 2015].

$$F_{Lorentz}(\vec{\Psi}, \vec{B}) = -Ze\left(\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}\right) \cdot \left[\frac{1}{v}\vec{\nabla}_p\Psi - \frac{1}{\gamma^3\beta^2mc}\Psi\vec{v}\right] \quad (2.25)$$

Su definición esta dada por la expresión 2.25, donde  $\nabla_p$  corresponde a  $\vec{\nabla}_p = \frac{\partial}{\partial p_x}\hat{x} + \frac{\partial}{\partial p_y}\hat{y} + \frac{\partial}{\partial p_z}\hat{z}$ . Introduciendo el operador de Lorentz en la ecuación de transporte se obtiene 2.26, ecuación de transporte de Boltzmann en presencia del campo magnético.

$$\begin{aligned} \frac{1}{v}\frac{d\vec{\Psi}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{dt} + \vec{\Omega} \cdot \nabla\vec{\Psi}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \int \int_{4\pi} \vec{\Psi}(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t)K(\vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E)dE'd\vec{\Omega}' \\ + S + F_{Lorentz}(\vec{\Psi}, \vec{B}) \end{aligned} \quad (2.26)$$

Cabe destacar que en la derivación de este modelo de transporte no se consideró el proceso de aniquilación  $e^+ - e^-$ , ni tampoco la generación de *Bremsstrahlung*, procesos que deben ser considerados de manera independiente, al menos en la aproximación dentro del rango de radioterapia de mega voltaje [Aubin et al., 2015]. Caso contrario, una sola partícula cargada produce en su recorrido una generación de electrones secundarios y de radiación de frenado en cascada, que si bien no impiden el modelado de transporte de radiación, sí lo dificultan notablemente en términos operativos.

## 2.2. El método Monte Carlo

Alrededor del siglo XIX se comenzaron a distinguir claramente dos métodos matemáticos en el estudio de fenómenos físicos. Por un lado, la mecánica clásica permitía el estudio de problemas que involucraban una pequeña cantidad de partículas mediante sistemas de ecuaciones diferenciales ordinarias. Para la descripción de sistemas con una gran cantidad de partículas se comenzó a usar una técnica completamente diferente derivada de la mecánica estadística, que se concentraba en propiedades del conjunto de partículas y no en el comportamiento individual de cada una de ellas [Mteropolis and Ulam, 1949]. Bajo este contexto surge de la mano de John von Neumann y Stanislaw Ulam el denominado *método Monte Carlo (MC)*.

Los métodos MC son un conjunto de algoritmos computacionales que utilizan procesos de generación de variables aleatorias para hacer estimaciones numéricas de parámetros desconocidos [Sickafus et al., 2007]. De este modo, posibilitan el modelado de situaciones complejas con una gran cantidad de variables

involucradas, tal como los procesos de transporte de radiación mencionados anteriormente.

Las simulaciones MC de transporte de radiaciones parten del supuesto de que el transporte de partículas puede ser modelado como un proceso de Markov. En los procesos Markovianos se considera que los valores futuros de una variable aleatoria, tal como los procesos de interacción, están estadísticamente determinados por los acontecimientos presentes y dependen solamente del evento inmediatamente anterior [Salvat et al., 2008].

En este contexto, la historia de una partícula es vista como una secuencia de caminatas libres que terminan en un evento de interacción, donde la misma cambia su dirección de movimiento, pierde energía y ocasionalmente produce partículas secundarias. Los códigos MC generan entonces un número aleatorio basándose en las funciones de densidad de probabilidad, que definen el tipo de interacción y demás parámetros, permitiendo el cálculo posterior del valor de expectación de los eventos simulados [Pérez and Valente, 2018].

El método Monte Carlo provee así, de manera mucho más simple, la misma información que la solución de la ecuación de transporte de Boltzmann con el mismo modelo de interacción [Berger, 1963]. Esto permite simular el paso de la radiación a través de la materia considerando los procesos físicos relevantes, el tipo de radiación involucrada e incluso el tipo de partículas a simular.

A pesar de que existe una gran cantidad de códigos de simulación diferentes que aplican las técnicas MC, al momento de ejecutar las simulaciones todos coinciden en los aspectos generales. A partir de la creación de un archivo de entrada, denominado *input* que contiene toda la información del *setup* experimental de interés, se inician los procesos de cómputo de las simulaciones tantas veces como se desee.

Una característica inherente, y potencialmente una desventaja de este método, radica en su naturaleza aleatoria, ya que los resultados se ven afectados por incertezas estadísticas. Éstas pueden ser reducidas a expensas de un aumento de la población muestreada, incrementando en consecuencia el tiempo de cómputo [Salvat et al., 2008], o bien implementando técnicas estadísticas de reducción de varianzas.

### 2.2.1. El código PENELOPE

*PENELOPE* (*PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons*) es un paquete de subrutinas escritas en FORTRAN 77 que realizan simulaciones MC de transporte acoplado de electrones y fotones en sistemas de materiales arbitrarios que constan de una serie de regiones homogéneas (cuerpos) limitadas por interfaces [Salvat et al., 2008], para un amplio rango de energías (50 eV a 1 GeV).

Inicialmente, y como su nombre lo indica, el código se utilizaba para el transporte de electrones y positrones mediante una simulación mixta. La misma consiste en una combinación entre simulaciones detalladas (computan evento por evento) y técnicas de simulación condensada (acumulan una serie de eventos en un único evento equivalente estadísticamente) [Pérez and Valente, 2018].

Posteriormente a su lanzamiento, se incorporó la posibilidad de simular haces de fotones mediante simulaciones detalladas.

Dado que PENELOPE se trata de una serie de subrutinas no puede operar por sí mismo. El usuario debe proveer un programa principal, *main*, que direcciona y detalla la situación particular a simular. El mismo debe contener información que controle la geometría, la evolución de las trayectorias, y guarde registro de las cantidades relevantes. Por este motivo también el usuario se debe encargar de proporcionar el archivo general de *input* y los archivos (típicamente de extensión *.geo* y *.mat*) que se encarguen de dar detalles de la geometría deseada y los materiales a utilizar, respectivamente.

Una vez finalizada la simulación se generan archivos de salida denominados *outputs*, que guardan los resultados generales, estimaciones de las incertezas y tablas que resumen el proceso de simulación [Pérez and Valente, 2018].

Mediante la incorporación de rutinas definidas por el usuario, PENELOPE permite incluir la presencia de campos electromagnéticos. Por lo tanto, es posible calcular el transporte de radiación y las distribuciones de dosis tomando en cuenta los efectos producidos por los campos.

Por último, PENELOPE es propiedad de la NEA (Nuclear Energy Agency), organismo que lo gestiona y coordina la distribución del paquete en cumplimiento de las normativas vigentes. A los fines del presente trabajo se utilizó la licencia oficial de PENELOPE v. 2008 a nombre de Mauro Valente, en calidad de *liaison officer* de NEA para Argentina y la región.

### 2.2.2. El código FLUKA

FLUKA es una herramienta desarrollada conjuntamente por la Organización Europea de Investigación Nuclear (CERN) y el Instituto Italiano de Física Nuclear (INFN) para cálculos de transporte de radiaciones e interacciones con la materia. Cubre un amplio rango de aplicaciones tales como radioterapia, dosimetría, diseño de detectores, física de neutrinos, entre otros [CERN, 2020].

El código tiene la capacidad de incorporar fenómenos de interacción entre la radiación y la materia a valores muy altos de energía, decenas de TeV o mayores aún, así como también puede simular procesos de interacción y propagación de más de sesenta tipos de partículas.

Para llevar a cabo la ejecución de las simulaciones, FLUKA dispone de un entorno gráfico de simple utilización denominado *Flair*. El mismo posee un entorno de desarrollo integrado para todas las etapas de la simulación, desde el armado del archivo de entrada, la ejecución, la supervisión del estado, el procesamiento de datos y la generación de gráficos [Battistoni et al., 2016]. En este aspecto, una de las principales diferencias con PENELOPE, es que el *input* puede contener también la descripción de la geometría y los materiales de la configuración simulada, sin necesitar de un archivo independiente para ello.

En adición a esto, en el último tiempo *Flair* se ha mejorado con la capacidad de traducir imágenes de tomografías computarizadas (CT) de tipo DICOM (*Digital Imaging and Communication On Medicine*) en fantomas computacionales

voxelizados de una manera rápida y bien estructurada. De este modo permite aplicaciones a situaciones de interés clínico [Battistoni et al., 2016].

FLUKA también dispone de comandos especiales para problemas más avanzados relacionados con campos electromagnéticos, cálculos dependientes del tiempo, etc., incluidos mediante simples rutinas escritas por el usuario.

Finalmente, FLUKA es propiedad de la CERN-INFN, organismos que lo gestionan y coordinan la distribución del paquete en cumplimiento de las normativas vigentes. A los fines del presente trabajo se utilizó la licencia oficial de FLUKA 2020.0.6 a nombre de Mauro Valente.

## 2.3. Estudio de los efectos de campos magnéticos intensos

La caracterización de los efectos a nivel dosimétrico debido a la presencia de campos magnéticos intensos puede ser abordada por técnicas teóricas, tanto analíticas como numéricas, o bien por metodologías experimentales.

Esta sección describe los procedimientos realizados para estudiar, por medio de simulación numérica, la influencia de los campos magnéticos intensos en la distribución de dosis correspondiente a tratamientos con aceleradores lineales de uso clínico.

Para ello, en una primera instancia se evaluó la capacidad de los códigos Monte Carlo FLUKA y PENELOPE para incorporar la presencia de campos magnéticos en el modelado de transporte de radiación. Luego, se diseñaron tres tipos de configuraciones específicas de estudio, a fin de evidenciar en detalle los efectos dosimétricos derivados de la presencia de campos magnéticos intensos.

Las mencionadas configuraciones consideran desde una situación simple, como un fantoma regular homogéneo, pasando por un fantoma con inhomogeneidades; hasta, finalmente, la complejidad de una aplicación clínica en condiciones paciente-específico.

### 2.3.1. Transporte de radiación en vacío en presencia de campo magnético por simulación Monte Carlo

Con el objetivo de estudiar cuantitativamente la desviación de los electrones en presencia de campos magnéticos, junto a una evaluación comparativa entre ambos códigos de simulación FLUKA y PENELOPE, se realizaron en una primera instancia simulaciones en vacío de haces de electrones con diferentes energías, incluyendo campos magnéticos constantes con distintas intensidades. Las diferentes combinaciones campo-energía utilizadas se reportan en la tabla 2.1.



Energía cinética [MeV]	Magnitud campo magnético [T]
0.5	0.25
	0.50
	1.00
	1.50
	2.00
1.0	0.25
	0.50
	1.00
	1.50
	2.00
6.0	0.25
	0.50
	1.00
	1.50
	2.00

Tabla 2.1: Valores de energía cinética e intensidad de campo magnético utilizados.

Para llevar a cabo esta serie de simulaciones en FLUKA se utilizó la interfaz gráfica Flair, mediante la cual se fijaron los parámetros necesarios para representar un *haz monocromático y filiforme de electrones, propagándose a lo largo de la dirección  $\hat{k}$  dentro de una extensa región con campo magnético constante en la dirección  $-\hat{i}$* . La incorporación de este último se realizó a través de un archivo externo, en el cual se especificó la magnitud de  $\vec{B}$  en cada coordenada. El mismo fue agregado a la interfaz de trabajo, creando así un ejecutable que permitió llevar a cabo la simulación considerando su presencia. En la figura A.3 del anexo A del presente trabajo puede observarse el archivo de *input* utilizado.

Dado que los efectos producidos por el campo sobre las partículas cargadas son de carácter determinístico, no fue necesario contar con una gran cantidad de partículas simuladas o con tiempos largos de cálculo que mejoren la estadística del proceso, por lo cual se efectuaron 5 ciclos de  $10^4$  primarios cada uno.

En cuanto a PENELOPE, utilizando los archivos *penfield.f* y *traject.f* incluidos en el paquete del código, se generó por compilación un ejecutable que permitió desarrollar los procesos de transporte de radiación en vacío incluyendo la presencia del campo magnético en toda la región de interés. Tanto la dirección como la magnitud de este último fueron proporcionadas en el archivo de *input*, junto con las características del haz de radiación mencionadas anteriormente. El tiempo de simulación para cada combinación campo-energía no excedió los 60 segundos debido a las razones antes expuestas. En el anexo A del presente trabajo se puede observar el archivo de *input* utilizado en la figura A.1.

### 2.3.2. Dosimetría en fantoma homogéneo en presencia de campo magnético

Con el código MC PENELOPE se simuló el proceso de irradiación de un fantoma cúbico simple de agua de 30 *cm* de lado por un haz de fotones de 6 *MV*, como se puede observar en la figura 2.12, con el objetivo de estudiar el efecto del campo magnético en los electrones secundarios y obtener la distribución de dosis. La elección del material del fantoma se debió a que el agua es el material de referencia para la dosimetría de radiaciones ionizantes [Andreo et al., 2006, AAPM, 1983] y de hecho, la mayoría de los órganos y tejidos biológicos contienen un gran porcentaje de agua en su composición.

Dentro del archivo de *input* se modificaron los parámetros necesarios para que el *setup* involucre un tamaño de campo de 10 *cm* × 10 *cm* y SSD (Source Surface Distance) de 100 *cm*, junto a la correspondiente divergencia. Se consideraron campos magnéticos constantes con intensidades de 0 *T*, 0,5 *T*, 1 *T*, 1,5 *T*, 2 *T* y 10 *T*, con diferentes alineaciones: paralelos y perpendiculares; en relación a la dirección de propagación del haz. En la figura A.2 del anexo A puede observarse el archivo de *input* utilizado. A diferencia del estudio de deflexiones en vacío, tanto la intensidad como la dirección de  $\vec{B}$  fueron definidas fuera del archivo de entrada, su valor se estableció en los archivos de Fortran involucrados en la creación de los ejecutables. De esta forma, se generaron tantos ejecutables como combinaciones de intensidad y dirección de campo.

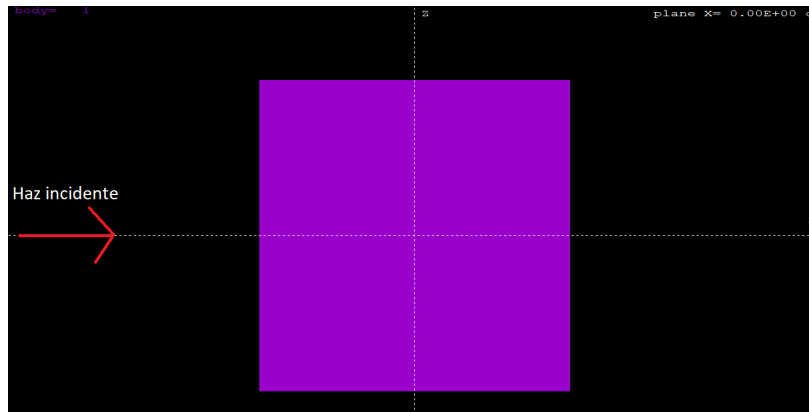


Figura 2.12: Fantoma homogéneo utilizado en PENELOPE. Gráfico logrado en programa *gview2d*, incluido en el paquete del código PENELOPE v. 2008.

Las mismas configuraciones para el fantoma y el haz fueron simuladas también con el código MC FLUKA, como puede observarse en la figura 2.13. La metodología fue idéntica al caso del vacío en donde la única diferencia fue la modificación del material correspondiente al objeto irradiado, introduciendo agua en esta oportunidad.

Dado que en las simulaciones en vacío además de estudiar la curvatura de

las trayectorias se realizó una comparación entre ambos códigos de simulación, no se consideró necesario repetir para FLUKA todos los valores de campo, se tomaron los valores representativos de  $0 T$ ,  $1 T$  y  $10 T$ , también con orientaciones paralelas y perpendiculares a la dirección del haz.

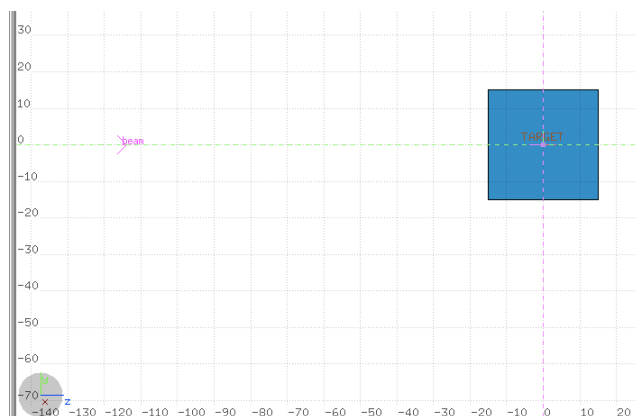


Figura 2.13: Fantoma homogéneo utilizado en FLUKA. Gráfico logrado en interfaz gráfica FLAIR, incluido en el paquete del código FLUKA v. 2020.0.6.

Como el medio de propagación es distinto al vacío, ahora sí debió tenerse en cuenta la naturaleza aleatoria de los mecanismos de interacción de la radiación con la materia. Por este motivo, en ambos códigos se requirió de un gran número de primarios simulados,  $10^9$ , para garantizar un resultado estadísticamente significativo y preciso<sup>2</sup>.

### 2.3.3. Dosimetría en fantoma inhomogéneo en presencia de campo magnético

Con el objetivo de estudiar el efecto del campo magnético en los electrones secundarios en distribuciones de masa heterogéneas, así como caracterizar los efectos de los campos magnéticos en interfaces entre materiales, se reemplazó el fantoma cúbico simple de agua por un fantoma cúbico de agua de  $30 cm$  de lado incluyendo cinco cavidades cúbicas de aire de  $2 cm$  de lado en su interior. Para este caso de estudio, se decidió utilizar campos magnéticos de intensidades de  $0 T$ ,  $0,5 T$ , y  $1,5 T$ , valores típicamente implementados en aplicaciones clínicas. Tanto el *setup* experimental como las metodologías de ejecución de las simulaciones, se mantuvieron idénticas al caso del fantoma homogéneo para ambos códigos.

La ubicación de las cavidades dentro del fantoma se estableció con el fin de observar y estudiar las consecuencias de la presencia del campo sobre la dosis, en

<sup>2</sup>Para el caso puntual del campo de  $10 T$ , debido a la inmensa cantidad de pasos de cómputo necesarios por modela las continuas y significativas deflexiones de las partículas cargadas, se limitó el cómputo a  $10^8$  primarios.

interfaces a diferentes profundidades de penetración del haz, y sobre distintas distancias respecto del eje central del mismo. Por este motivo, se colocó una cavidad en el centro del fantoma, dos cavidades a 4 cm hacia la izquierda y derecha de la misma, y otras dos a 8 cm hacia adelante y atrás respectivamente. En la figura 2.14 puede observarse un esquema representativo con la ubicación de las mismas, y en la figura 2.15 se exponen las geometrías utilizadas con cada código de simulación.

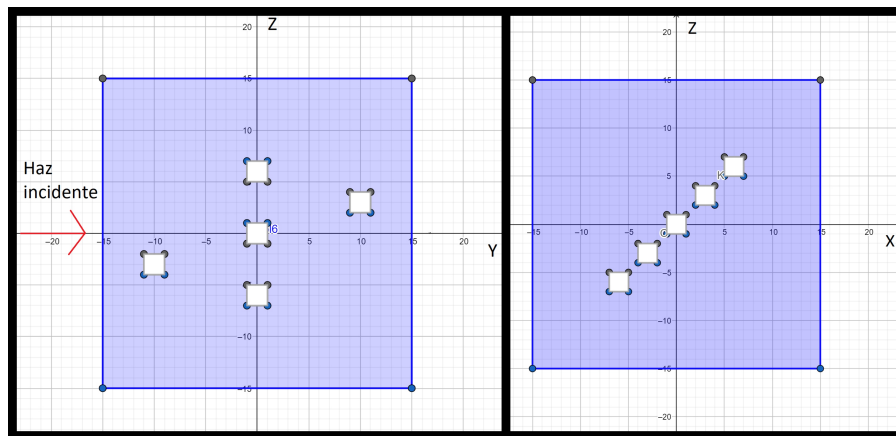


Figura 2.14: Figura esquemática de la ubicación de las cavidades de aire dentro del fantoma cubico de agua

La elección del aire como material de la cavidad se debió a dos motivos que en conjunto favorecen la observación de los efectos producidos sobre la dosis meramente por el campo magnético: su densidad es significativamente diferente la de los tejidos biológicos, y lo suficientemente baja para ofrecer a las partículas cargadas “mayor libertad de movimiento”, debida a la poca interacción con centros dispersores del material.

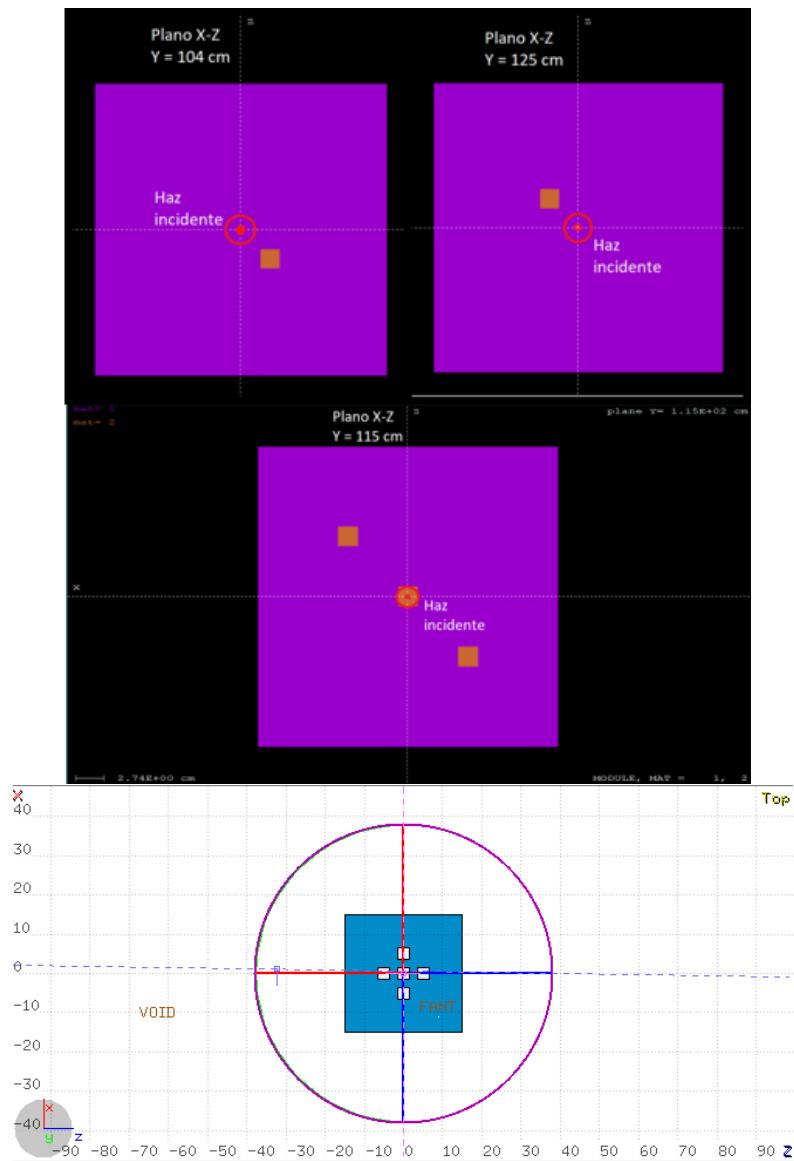


Figura 2.15: Fantoma inhomogéneo utilizado en PENELOPE visualizado con *gview2d* (arriba) y en FLUKA visualizado con FLAIR (abajo).

### 2.3.4. Aplicación clínica: Dosimetría paciente-específico en presencia de campo magnético

Con el objetivo de observar los efectos dosimétricos producidos por la presencia de campos magnéticos, estudiados en las secciones anteriores, en una

situación de interés clínico a nivel paciente-específico y analizar la influencia de la presencia de campo magnético intenso en aplicaciones clínicas, se realizaron simulaciones con el código Monte Carlo FLUKA<sup>3</sup>, utilizando en lugar de los fantomas simples, imágenes de tipo DICOM provenientes de una imagen tomográfica CT obtenida durante una radiocirugía.

De este modo, la distribución de masa deja de ser un objeto simple o regular en el espacio, correspondiendo en consecuencia a la distribución propia de un paciente.

Brevemente, los pasos básicos para incorporar la información paciente-específico a FLUKA, se describen a continuación:

- Extracción de la información proveniente de la imagen tomográfica
- Ejecución de un proceso de segmentación de los datos identificando el material (tejido) correspondiente a cada valor en el vóxel de la tomografía (índice de Hounsfield)
- Determinación de la ubicación espacial del paciente
- Asignación de los valores necesarios a todos los parámetros que permiten ejecutar el proceso de irradiación
- Generación de un voxelizado virtual en correspondencia a la distribución de masa (tejidos) de la tomografía, contemplando la calibración propia del tomógrafo.

Las imágenes tomográficas organizan su información en archivos denominados *DICOM*. En este caso, cada uno de ellos representa un corte tomográfico, organizando la distribución espacial como es usual en ámbito médico (Figura 2.16), y contiene información de dos tipos. Por un lado, una matriz 3D con la grilla de datos, *i.e.* los índices de Hounsfield, y por el otro los llamados *metadatos*. Estos últimos además de contener información asociada al paciente (nombre, edad, datos clínicos, etc) y al equipo, poseen la ubicación espacial del mismo, el tamaño físico, etc.

---

<sup>3</sup>Cabe indicar que en este caso particular las simulaciones sólo fueron realizadas para este código, debido a que FLUKA permite, a través de su interfaz gráfica Flair, la incorporación de información DICOM obtenida en tomografías, siendo así más directa la ejecución de las simulaciones en comparación a PENELOPE. Si bien en este último es posible llevar a cabo este tipo de procedimientos, la opción de incorporar información paciente-específica no se encuentra incluida en el paquete de distribución original del código, sino que el usuario debe encargarse de desarrollar su propia herramienta dentro del código para hacerlo

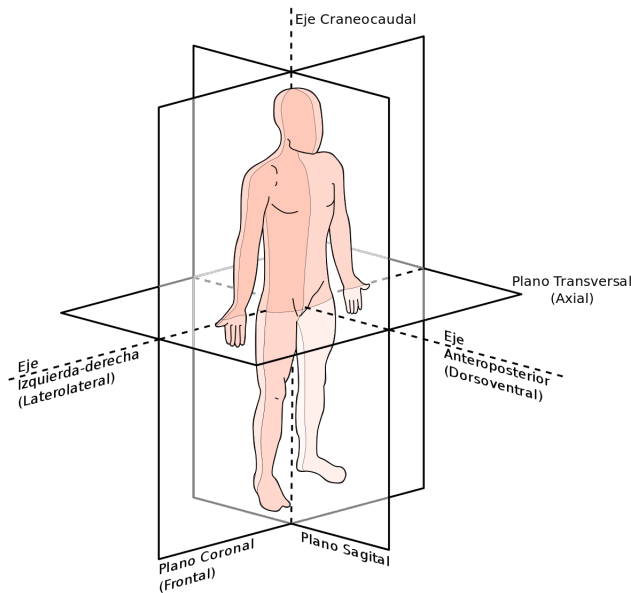


Figura 2.16: Ejes y planos del cuerpo humano

Al utilizar la información de la matriz de datos 3D, FLUKA acomoda la geometría voxelizada en un paralelepípedo para cada corte de la CT, y le asigna a cada vóxel una coordenada central. Para asociar a cada uno de ellos de manera unívoca su material correspondiente, se debe llevar a cabo un procedimiento denominado *segmentación*, asociando un material para un rango de valores del índice de Hounsfield.<sup>4</sup>

FLUKA dispone de una base de datos de materiales, pero la misma no contiene necesariamente todos aquellos que podrían encontrarse en los sistemas biológicos. Por lo tanto, ofrece la posibilidad de que el usuario defina los materiales específicos a utilizar y los incorpore al código de simulación mediante archivos externos.<sup>5</sup>

Al finalizar el proceso de segmentación de la geometría a irradiar, es necesario determinar la posición espacial que tendrá el blanco. FLUKA se encarga de obtener esta información del archivo de metadatos mencionado anteriormente.

Una vez que ya se dispone de toda la información acerca del objeto a irradiar, se puede proceder a la simulación del transporte de radiación, definiendo en el archivo de *input* los parámetros necesarios al igual que siempre.

En el caso particular de aplicación de este trabajo, se decidió utilizar una imagen tomográfica correspondiente a cabeza y cuello. La misma tiene la parti-

<sup>4</sup>De este modo, dentro de cada vóxel la distribución de masa es homogénea, pero se permite que en voxel contiguos la misma cambie.

<sup>5</sup>En el presente trabajo se utilizó la asignación de materiales de interés en física médica creada por el Dr. Andrea Mairani, colaborador del grupo LIIFAMIR<sup>x</sup>, por medio de los archivos *head.mat* y *material.inp*.

cularidad de contar con la presencia de las fosas nasales y la cavidad oral, como puede observarse en la imagen 2.17. Dado que éstas reportan la presencia de aire en su interior, el tipo de interfaz presente es, conceptualmente, comparable al caso de estudio anterior del fantoma inhomogéneo.

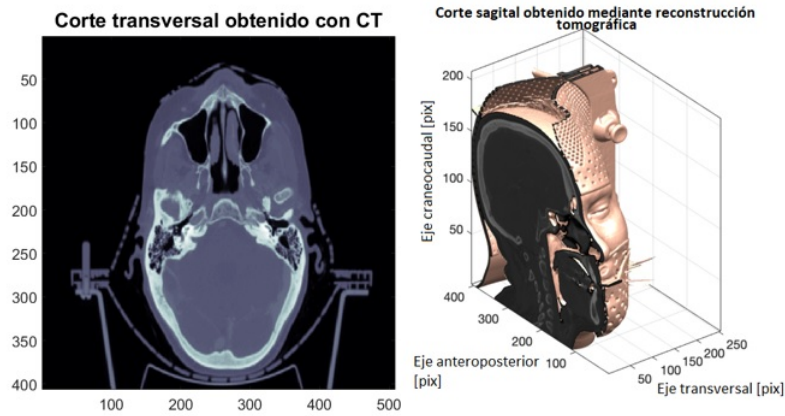


Figura 2.17: Cortes en planos transversal (izquierda) y sagital (derecha) de la zona de cabeza y cuello (nótese la presencia del marco estereotáxico para radiocirugía).

Como el objetivo es observar el efecto, cualitativo y preliminarmente cuantitativo, producido por el campo magnético en la distribución de dosis evitando complejizar la situación por demás, se redujo la segmentación original del archivo *head.mat* a 3 materiales: aire, tejido blando y tejido óseo<sup>6</sup>.

En cuanto a las condiciones generales de irradiación, siguiendo la metodología descrita en las secciones anteriores, se fijaron los parámetros necesarios en la interfaz gráfica Flair para contar con un haz de fotones incidiendo en la dirección del eje craneocaudal (ver figura 2.16) en el sentido decreciente del mismo, con una energía efectiva representativa del haz de 6 MV<sup>7</sup>. El tamaño de campo utilizado, a diferencia de las configuraciones anteriores, fue de 3 cm × 3 cm ya que en casos de común aplicación clínica de radiocirugía, no se utilizan campos de radiación tan extensos<sup>8</sup>. Se incluye también la presencia de un campo magnético de intensidad 1,5 T (valor de común utilización en los dispositivos MRI-LINAC de aplicación clínica), con las 6 direcciones de incidencia posibles: paralela al haz de radiación, y las dos direcciones ortogonales al mismo<sup>9</sup>. Final-

<sup>6</sup>Esta opción disminuye significativamente la cantidad de *interfaces reales* entre voxels conteniendo diferente tipo de material; situación que disminuye sustantivamente la demanda de complejos recursos computacionales de alto rendimiento.

<sup>7</sup>El uso de un valor de energía efectiva representativa-equivalente, en lugar del espectro continuo a trozos, responde a la necesidad de reducir la demanda de complejos sistemas de cómputo de alto rendimiento, sin perder representación adecuada del problema.

<sup>8</sup>Haces utilizados clínicamente en la zona de cabeza y cuello suelen ser de orden milimétrico.

<sup>9</sup>A diferencia de las configuraciones simples utilizadas en las secciones anteriores, en los



mente se definió también una grilla de dosis del mismo tamaño que el grillado tomográfico, para llevar así un registro de la misma.

## 2.4. Tratamiento de datos e incertezas

En cuanto al tratamiento de datos para el estudio de deflexión de partículas cargadas en vacío en presencia de campo magnético, mediante el programa de procesamiento de datos Matlab v. 2017, se analizaron los archivos de datos obtenidos al finalizar las simulaciones correspondientes para ambos códigos. Se graficaron las trayectorias de los electrones, y posteriormente se midió sobre ellas el valor del radio de curvatura en cada caso:  $R_F$  para FLUKA y  $R_P$  para PENELOPE.

Simultáneamente, en base a los valores de campo y energía proporcionados por la tabla 2.1, se calcularon los valores predichos por la teoría, haciendo uso de las ecuaciones 2.18, 2.19 y 2.21.

Dado que los valores de  $R_F$  y  $R_P$  fueron calculados midiéndolos directamente sobre el gráfico de la trayectoria, *i.e.*, utilizando explícitamente el valor de la posición en cada punto del recorrido, se estableció a la resolución propia, es decir, al tamaño de píxel ( $\Delta p$ ) como la incerteza correspondiente al valor del radio.

FLUKA permite establecer la extensión y la cantidad de subdivisiones del grillado del sector del espacio con presencia de campos electromagnéticos. De este modo, denominando  $L$  a la longitud de la región, y  $N$  a la cantidad de sub-intervalos en ella, se tiene que  $\Delta p$  está dado por la expresión 2.27, donde  $\sigma_{R_F}$  es la estimación del error para  $R_F$ .

$$\Delta p_{FLUKA} = \frac{L}{N} = \sigma_{R_F} \quad (2.27)$$

En cuanto a PENELOPE, haciendo uso de la energía cinética y la dirección de movimiento inicial de las partículas, el código calcula mediante subrutinas la longitud de cada tramo del recorrido. De esta forma, el largo de cada paso es diferente, siéndolo también en consecuencia el tamaño del píxel. Debido a esto, para cada simulación se calculó nuevamente con el programa de procesamiento de datos Matlab v. 2017, la distancia entre pasos consecutivos de la trayectoria de los electrones, y se asignó como error del radio de curvatura al máximo de este conjunto de longitudes ( $\Delta \ell$ ), tal como se expresa en la ecuación 2.28.

$$\Delta \ell_{PENELOPE} = \max\{|x_{i+1} - x_i| \forall x_i, x_{i+1} \in \text{trayectoria}\} = \sigma_{R_P} \quad (2.28)$$

donde  $\sigma_{R_P}$  es la estimación del error para  $R_P$  y  $x_i$  representa las coordenadas de la trayectoria.

---

casos de aplicación clínica no se puede presuponer una simetría azimutal, siendo así necesario considerar como independientes las dos direcciones perpendiculares a la propagación del haz.

Al momento de designar un valor a la incerteza de las expresiones calculadas con las aproximaciones teóricas, se realizó la propagación de errores con el método de derivadas parciales sobre las expresiones 2.18, 2.19 y 2.21, considerando a la intensidad del campo magnético y a la energía como fuentes de incertidumbre.

Acorde a lo expresado en [Snyder et al., 2020], en los dispositivos MRI-LINAC Elekta de 1,5 T usados típicamente en este tipo de radioterapia, el campo posee una homogeneidad de aproximadamente 4 ppm (partes por millón), por lo que se decidió utilizar este valor como la incerteza intrínseca asociada a la intensidad de  $\vec{B}$ .

Para determinar la influencia sobre el valor del radio de curvatura de la energía cinética, se procedió realizando simulaciones en las mismas condiciones descritas anteriormente, con variaciones de  $\pm 3\%$  en la magnitud de  $E^{10}$ . Se concluyó de este modo que la energía introduce un error del 2%.

Por otro lado, respecto al tratamiento de datos para fantasmas homogéneos e inhomogéneos, se desarrollaron *scripts* basados en la plataforma Matlab para procesar y visualizar las distribuciones de dosis obtenidas para ambos códigos. Además, con el fin de evidenciar los efectos en la distribución de dosis debidos a la presencia del campo magnético, se procedió a sustraer la distribución dosimétrica correspondiente al caso de campo 0 T a la distribución obtenida para cada valor de intensidad de campo diferente de cero, como se indica en la expresión 2.29. De este modo, se obtuvo para cada configuración de estudio la distribución denominada  $\Delta D$ .

$$\Delta D = D_{\vec{B}} - D_{0T} \quad (2.29)$$

En cuanto a las incertezas para las distribuciones de dosis, en ambos códigos el archivo de *output* proporcionado al finalizar las simulaciones, además de contar con la información referente al valor medio de dosis en cada punto de la región de interés, provee también una estimación del error estadístico asociado a la misma.

Finalmente, para el estudio de aplicación clínica se aplicó el mismo criterio de cálculo de la distribución espacial de la diferencia de dosis  $\Delta D$ , junto a la correspondiente propagación de incertezas globales a partir de los errores estadísticos reportados por el código de simulación.

---

<sup>10</sup>La desviación de  $\pm 3\%$  de la energía es un valor representativo del ancho de canal típicamente reportado en los espectros discretos de los haces de aceleradores lineales de uso clínico, situaciones en las que -a modo de ejemplo- al canal de 1 MeV corresponde un ancho entre 20 y 40 keV.

---

# RESULTADOS Y DISCUSIONES

---

*El capítulo 3 presenta los principales resultados obtenidos en el estudio de los efectos a nivel dosimétrico debidos a la presencia de campos magnéticos intensos. En primera instancia se exponen los resultados obtenidos para el modelado del transporte de radiación en vacío en presencia de campo magnético con los códigos de simulación Monte Carlo FLUKA y PENELOPE, junto a una comparación evaluativa entre ellos, así como también frente a aproximaciones teóricas para el valor del radio de curvatura de la trayectoria de los electrones secundarios. Luego, se exponen los resultados obtenidos en el estudio de los efectos dosimétricos ocasionados por el campo magnético para el caso de los fantomas homogéneos e inhomogéneos, considerando diferentes orientaciones del campo. Por último, se reporta y analiza los principales resultados de la aplicación clínica a nivel paciente-específico.*

### 3.1. Transporte de radiación en vacío en presencia de campo magnético

La tabla 3.1 reporta, de manera compacta, los principales resultados obtenidos para el radio de curvatura en cada caso estudiado.

En primer lugar, se observa que, dado un valor de energía, el radio de curvatura decrece a medida que aumenta la intensidad del campo, mientras que dado un valor de campo, el radio de curvatura aumenta con la energía.

Si se tiene en consideración el hecho de que el radio de curvatura es una magnitud geométrica que coincide con el inverso del valor absoluto de la curvatura en cada punto [Spiegel and Abellanas, 1988], se observa que mientras mayor sea

la intensidad del campo magnético, mayor es en consecuencia, la deflexión de la trayectoria de los electrones, manteniendo constante la energía cinética de los mismos. Por otro lado, fijando la intensidad de campo magnético, la modificación de la trayectoria es menor para los electrones más energéticos. De este modo, se concluye que la deflexión de la trayectoria de los electrones, depende tanto de la energía cinética de los mismos, como de la intensidad del campo magnético presente.

Al analizar los valores del radio para cada código,  $R_F$  y  $R_P$ , puede apreciarse tanto en la tabla 3.1 como en la figura 3.1 que no son distinguibles, demostrando así, una exitosa evaluación comparativa preliminar entre los códigos principales de simulación MC FLUKA y PENELOPE.

E [MV]	$ \vec{B} $ [T]	$R_P$ [cm]	$R_F$ [cm]	$R_C$ [cm]	$R_{SC}$ [cm]	$R_T$ [cm]
0.5	0.25	$1,16 \pm 0,03$	$1,14 \pm 0,01$	$0,933130 \pm 0,000004$	$0,576 \pm 0,008$	$1,16 \pm 0,02$
0.5	0.5	$0,58 \pm 0,01$	$0,56 \pm 0,01$	$0,466570 \pm 0,000002$	$0,288 \pm 0,004$	$0,58 \pm 0,01$
0.5	1	$0,291 \pm 0,007$	$0,28 \pm 0,01$	$0,2332800 \pm 0,0000009$	$0,144 \pm 0,002$	$0,291 \pm 0,005$
0.5	1.5	$0,194 \pm 0,005$	$0,19 \pm 0,01$	$0,1555200 \pm 0,0000006$	$0,096 \pm 0,001$	$0,194 \pm 0,003$
0.5	2	$0,146 \pm 0,004$	$0,14 \pm 0,01$	$0,1166400 \pm 0,0000005$	$0,072 \pm 0,001$	$0,146 \pm 0,002$
1	0.25	$1,90 \pm 0,05$	$1,88 \pm 0,01$	$2,63929 \pm 0,00001$	$1,26 \pm 0,02$	$1,90 \pm 0,03$
1	0.5	$0,95 \pm 0,02$	$0,93 \pm 0,01$	$1,319650 \pm 0,000005$	$0,63 \pm 0,01$	$0,95 \pm 0,02$
1	1	$0,47 \pm 0,01$	$0,45 \pm 0,01$	$0,659820 \pm 0,000003$	$0,314 \pm 0,005$	$0,474 \pm 0,008$
1	1.5	$0,316 \pm 0,008$	$0,31 \pm 0,01$	$0,439888 \pm 0,000002$	$0,209 \pm 0,003$	$0,316 \pm 0,005$
1	2	$0,237 \pm 0,006$	$0,23 \pm 0,01$	$0,329910 \pm 0,000001$	$0,157 \pm 0,002$	$0,237 \pm 0,004$
6	0.25	$8,7 \pm 0,2$	$8,64 \pm 0,03$	$38,7895 \pm 0,0002$	$8,0 \pm 0,2$	$8,7 \pm 0,2$
6	0.5	$4,3 \pm 0,1$	$4,31 \pm 0,03$	$19,39475 \pm 0,00008$	$3,99 \pm 0,08$	$4,33 \pm 0,08$
6	1	$2,17 \pm 0,05$	$2,15 \pm 0,03$	$9,69738 \pm 0,00004$	$2,00 \pm 0,04$	$2,17 \pm 0,04$
6	1.5	$1,44 \pm 0,04$	$1,44 \pm 0,03$	$6,46492 \pm 0,00003$	$1,33 \pm 0,03$	$1,44 \pm 0,03$
6	2	$1,08 \pm 0,03$	$1,07 \pm 0,03$	$4,84869 \pm 0,00002$	$1,00 \pm 0,02$	$1,08 \pm 0,02$

Tabla 3.1: Valores del radio de curvatura de la trayectoria de los electrones en vacío con presencia de campo magnético constante

Al comparar  $R_F$  y  $R_P$  con las expresiones analíticas, puede notarse que la expresión relativista aproxima correctamente los resultados obtenidos en las simulaciones, como se observa en la figura 3.1, mientras que las demás fracasan. En particular, es destacable el hecho de que las estimaciones logradas para altas energías quedan fuera de rango con la expresión puramente clásica. Si se observan los valores de la constante  $\beta = \frac{v}{c}$  reportadas por la tabla 3.2, se puede notar que este resultado es esperable, ya que para los valores de energía utilizados en este trabajo, una aproximación clásica en el cálculo de la velocidad de las partículas conduce a resultados incorrectos.

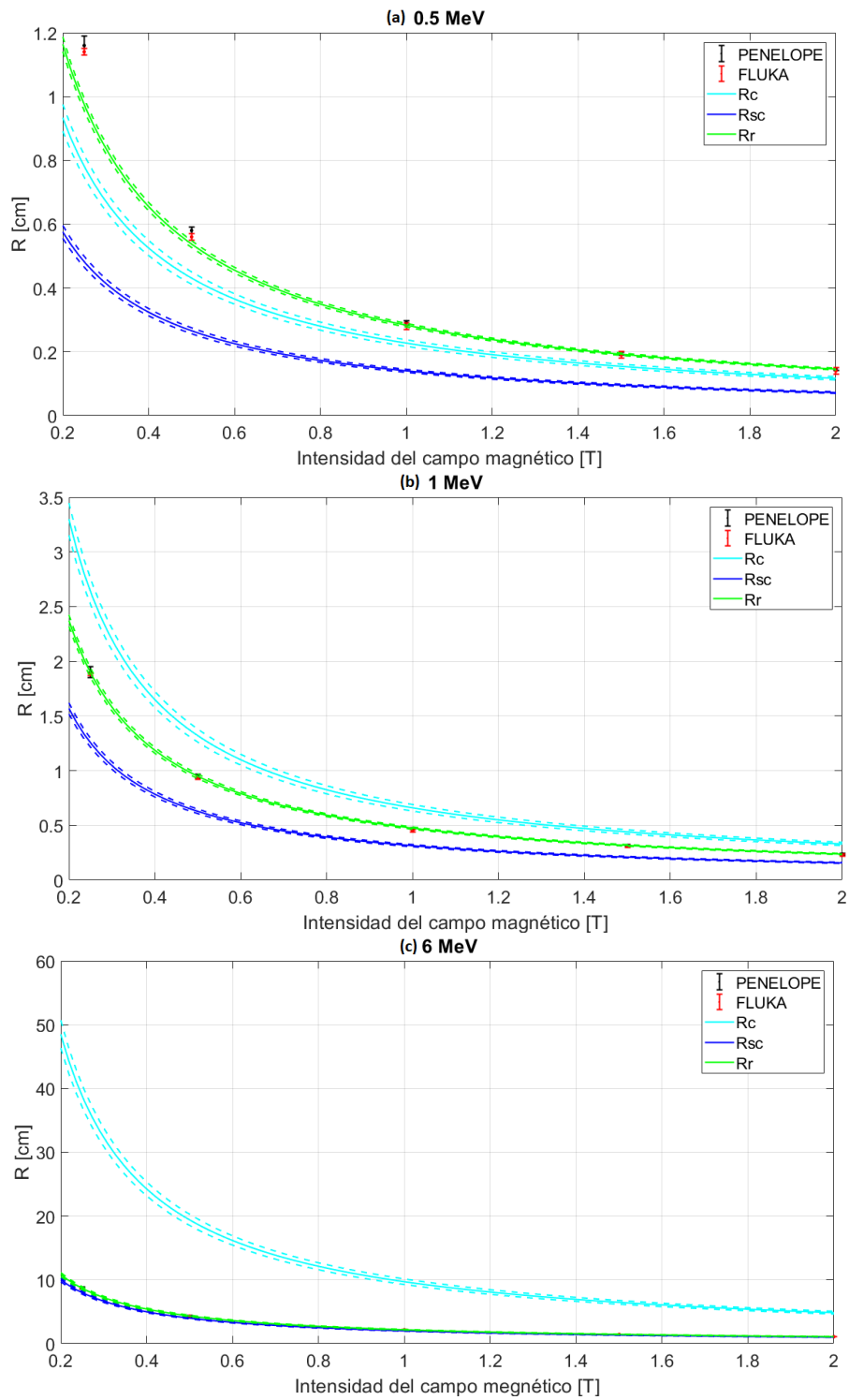


Figura 3.1: Dependencia del radio de curvatura con la intensidad del campo magnético (para energía cinética constante) comparando con modelos analíticos, junto a sus correspondientes incertidumbres. Energía de 0,5 MeV (a), energía de 1,0 MeV (b) y energía de 6,0 MeV (c)

Energía cinética [MeV]	$\beta_c$	$\beta_r$
0.5	1.39866	0.86281
1	1.97801	0.94105
6	4.84512	0.99691

Tabla 3.2: Valores de  $\beta$  para las aproximaciones clásicas ( $\beta_c$ ) y relativistas ( $\beta_r$ )

### 3.2. Dosimetría en fantoma homogéneo en presencia de campo magnético

Como se menciona en la sección 2.4, para cada valor de intensidad y dirección del campo magnético, se calcularon las distribuciones de dosis y las distribuciones denominadas  $\Delta D$ . A su vez, a partir de esta última y con el fin de evidenciar de forma más clara los efectos dosimétricos producidos por la presencia del campo magnético, se extrajeron proyecciones 1D de la misma. A estas proyecciones se las denominó *perfil  $\Delta D$  horizontal* y *perfil  $\Delta D$  en profundidad*, correspondientes respectivamente, a la distribución  $\Delta D$  sobre un eje transversal y un eje paralelo a la dirección de propagación del haz. En las figuras 3.2 y 3.3 se puede observar, a modo de ejemplo, los resultados obtenidos para el caso del campo magnético con intensidad de  $1T$  y dirección perpendicular al eje central. Estos gráficos fueron realizados para cada valor de intensidad y dirección de campo utilizado, tal como se menciona en la sección 2.3.2.

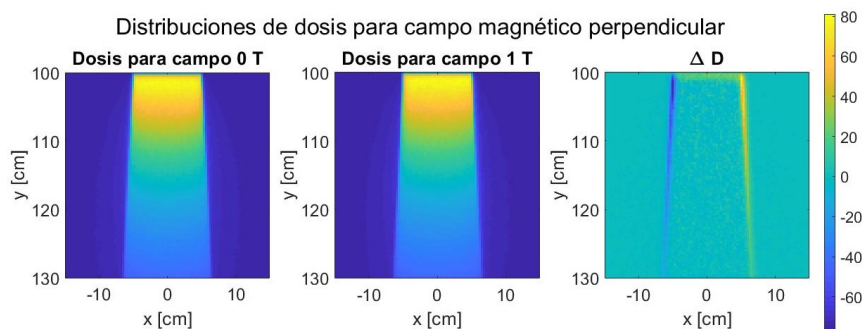


Figura 3.2: Resultados obtenidos para distribuciones de dosis y  $\Delta D$  para campo magnético perpendicular de  $1 T$  con PENELOPE v. 2008

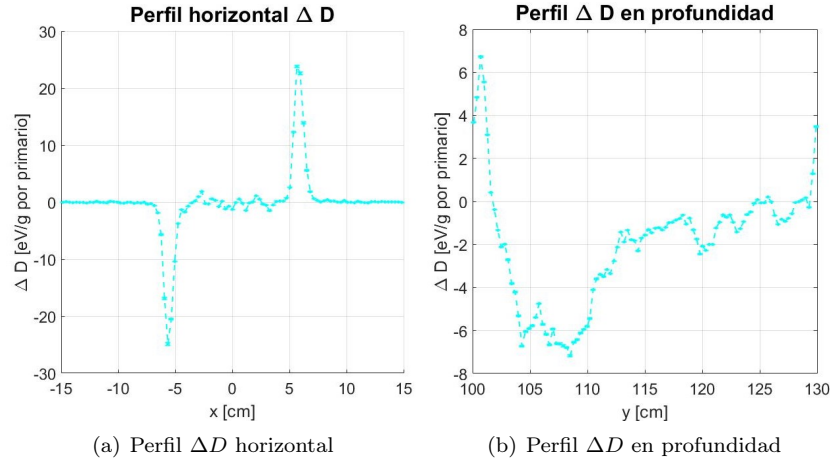


Figura 3.3: Resultados obtenidos para perfiles de  $\Delta D$  para campo magnético perpendicular de 1T con PENELOPE v. 2008

Al analizar las distribuciones y los perfiles obtenidos en los casos en que la dirección del campo magnético es perpendicular a la propagación del haz, se evidenciaron dos efectos; principalmente.

En primer lugar, tal como se puede observar en la figura 3.4(a), la dosis aumenta hacia uno de los bordes del campo de radiación, mientras que disminuye hacia el otro. Este fenómeno es consecuencia directa de la deflexión de la trayectoria de los electrones secundarios estudiada en la sección anterior. Dado que en este caso particular el haz de radiación se propaga a lo largo de la dirección  $\hat{j}$ , mientras que el campo se encuentra en  $\hat{i}$ , la fuerza de Lorentz generará una desviación en la dirección  $-\hat{k}$  acorde a lo expresado por la ecuación 2.8. De este modo, los electrones o partículas cargadas negativamente, en general, sufrirán en esta ocasión particular una acumulación del lado del semieje positivo X, depositando allí su energía y aumentando la probabilidad de aportar a la dosis en consecuencia. Por el contrario, en el semieje negativo X, habrá una deficiencia de estas partículas cargadas, por lo que la dosis podría verse disminuída. Este fenómeno se observa en los bordes del campo de radiación, debido a la presencia de electrones menos energéticos en esta zona.

Por otro lado, tal como se observa en la figura 3.4(b) y como consecuencia también de la deflexión en la trayectoria de los electrones secundarios, se aprecia que la dosis en superficie de incidencia aumenta en presencia de  $\vec{B}$ . Este incremento se hace más evidente para intensidades de campo mayores, llegando a diferir en  $20 \frac{eV}{g}$  por partícula primaria, para el caso de 2 T, respecto a la dosis con campo nulo.

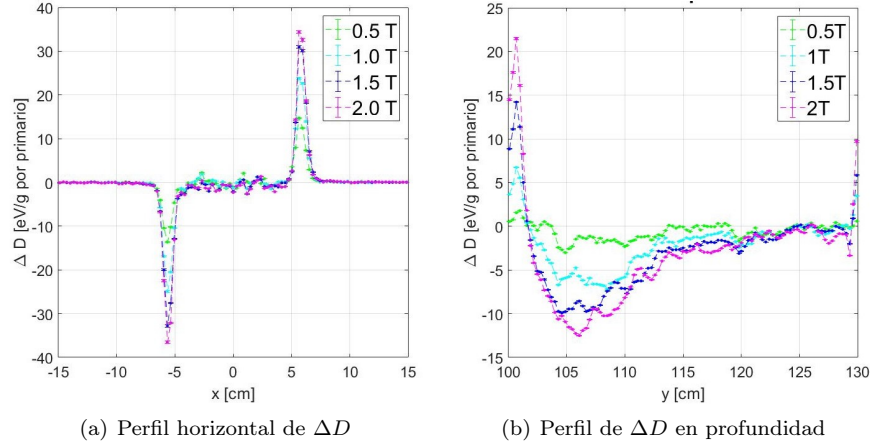


Figura 3.4: Perfil  $\Delta D$  horizontal (izquierda) y en profundidad (derecha) en fantoma homogéneo con campo magnético perpendicular en dirección  $\hat{i}$ , obtenido con PENELOPE v. 2008

Al examinar las distribuciones y perfiles para los casos en que el campo magnético es paralelo a la dirección de propagación, se observa que la dosimetría en la zona central del haz no presenta grandes cambios, mientras que en la periferia sí lo hace. A diferencia del caso anterior en que se presentaba un aumento de la dosis de un lado y una disminución del otro, en esta ocasión la dosis disminuye hacia ambos bordes del campo de radiación, tal como se puede observar en la figura 3.5.

Esto se debe a que en la periferia del campo de radiación, en promedio, los electrones secundarios generados son menos energéticos. Al no disponer de una energía muy alta, a su vez, producirán electrones con un ángulo de dispersión grande. Por tal motivo, estos últimos no mantendrán la misma dirección que el haz, encontrándose en consecuencia con una dirección diferente a la del campo magnético. De este modo, acorde a la expresión de la fuerza de Lorentz, 2.8, estos electrones secundarios presentes en los bordes del campo serán deflectados, generando una acumulación o disminución de dosis hacia los bordes, dependiendo del sentido del campo ( $\pm \hat{j}$ ). Este hecho se evidencia en la distribución  $\Delta D$  de la figura 3.5, en que la diferencia de dosis es negativa como consecuencia de la dirección de  $\vec{B}$ .

También se puede observar que este efecto se hace más evidente a medida que aumenta la intensidad del campo, ya que mientras más elevada sea la misma, mayor será la definición de las zonas *duras* y *blandas* del haz (sectores con fotones de alta y baja energía cinética, respectivamente).

Como se muestra en la figura 3.6, en este caso no se observan grandes diferencias respecto del campo nulo en la dosis superficial, ya que la combinación de efectos no produce cambios significativos a nivel de retrodispersión.



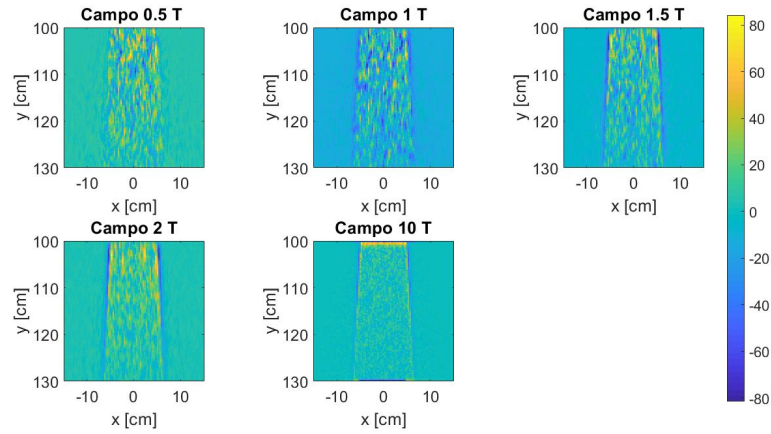


Figura 3.5:  $\Delta D$  en fantoma homogéneo con campo magnético paralelo en dirección  $\hat{j}$ , obtenido con PENELOPE v. 2008

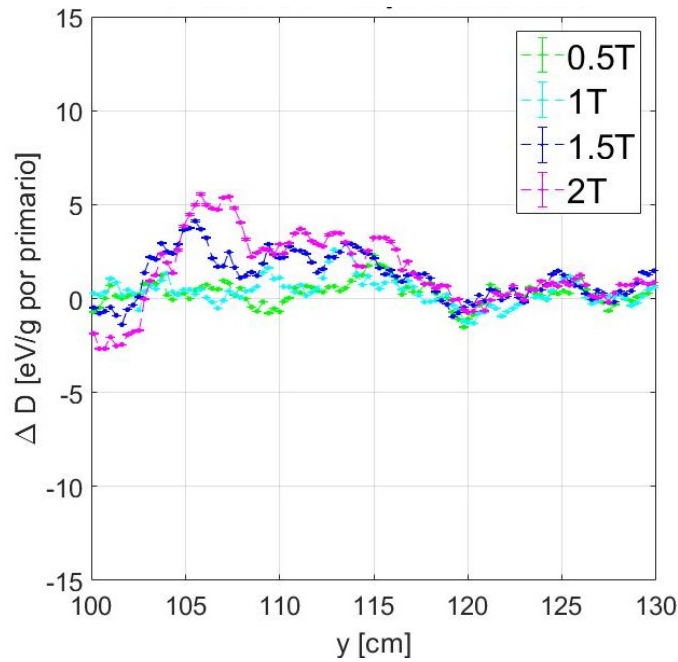


Figura 3.6: Perfil  $\Delta D$  en profundidad en fantoma homogéneo con campo magnético paralelo en dirección  $\hat{j}$ , obtenido con PENELOPE v. 2008

Cabe destacar que todas las gráficas expuestas corresponden a los resultados obtenidos con el código de simulación PENELOPE, ya que como se menciona

en la sección 2.3.2 y como se pudo verificar en los resultados obtenidos anteriormente para el caso en vacío, ambos códigos utilizados proporcionan resultados comparables. En la figura 3.7 correspondiente al caso de campo magnético con magnitud de  $1\text{ T}$  y dirección paralela a la propagación del haz, se puede evidenciar que en el cálculo dosimétrico ambos códigos también proveen resultados equivalentes.

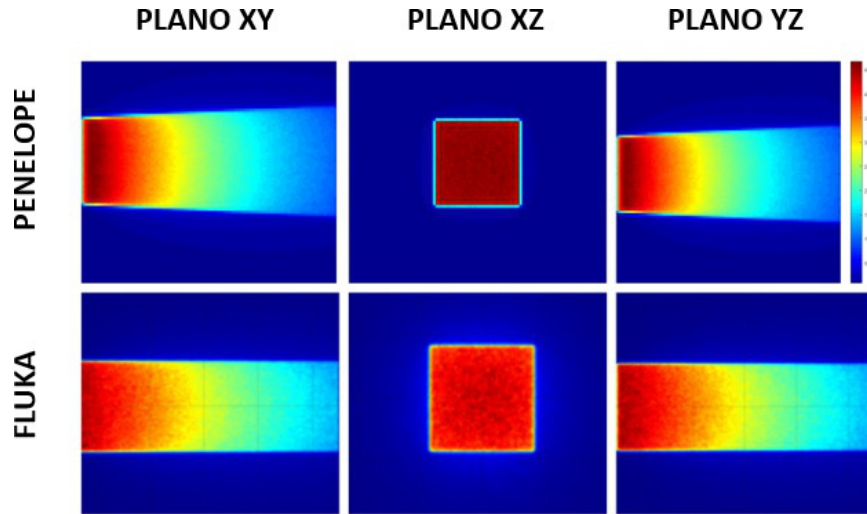


Figura 3.7: Resultados obtenidos para campo magnético de  $1\text{ T}$  paralelo a la dirección de propagación del haz con PENELOPE y FLUKA.

### 3.3. Dosimetría en fantoma inhomogéneo en presencia de campo magnético

Al igual que el caso del fantoma homogéneo, a partir de las distribuciones de dosis y de  $\Delta D$ , se calcularon los perfiles de dosis en profundidad y horizontal para el caso del fantoma de agua con las cavidades de aire en su interior.

Al analizar los resultados obtenidos para el caso en que el campo magnético posee una dirección perpendicular a la propagación del haz, se ponen de manifiesto diversos efectos.

Por un lado, del mismo modo que en la sección anterior, se observa en la figura 3.8 las diferencias dosimétricas en la sección periférica del campo de radiación debido a la deflexión de la trayectoria de los electrones secundarios, que causan un aumento de la dosis hacia un lado y una disminución hacia el otro. También es posible verificar en dicha figura el aumento en la dosis superficial.

En el perfil transversal de la figura 3.8, además, se puede distinguir claramente la presencia de la cavidad cúbica central. En ella se observa que la diferencia de dosis alcanza valores altos en una de sus caras, mientras que desciende

de manera significativa en la cara opuesta. Este efecto se debe a la presencia de la interfaz *agua - aire*. Cuando los electrones ingresan a la cavidad, dado que la densidad del material que la compone (aire) es mucho menor que la del medio en la que se encuentra inmerso (agua) (de hecho la densidad del aire es tan baja que prácticamente permite la acción libre de la fuerza de Lorentz), la deflexión producida por el campo provoca que los mismos inviertan su dirección de movimiento (similar al caso de las deflexiones en vacío), depositando así su energía en la superficie de la cual fueron eyectados. Este efecto recibe comúnmente el nombre de *efecto de retorno del electrón (ERE)* [Nachbar et al., 2020].

Ubicadas a la misma profundidad de penetración pero 4 *cm* hacia los costados, *i.e.* a diferente distancia sobre el eje central, se ubican también dos cavidades. Dado que su localización coincide con las zonas de aumento/disminución de la dosis por la deflexión de los electrones secundarios en el agua (estudiado en la sección anterior), no es posible observar algún efecto dosimétrico sobre las mismas, más que el recién mencionado, en términos cualitativos; mientras que sí se aprecia en términos cuantitativos cómo se acentúa en escala relativa el efecto sobre las partículas cargadas, ya que en zonas periféricas del haz, éstas son - en promedio - de menor energía.

Por otro lado, en el perfil en profundidad de la figura 3.8 es nuevamente posible observar la presencia de la cavidad central, así como también el efecto ERE en ella. Es también posible distinguir la presencia de este efecto, en una magnitud considerablemente menor, en la cavidad ubicada 8 *cm* por delante de la central, alrededor de la posición  $y = 105$  *cm*.

Dado que al disminuir la energía las probabilidades de interacción de las partículas primarias con el medio circundante aumentan, en la región de la cavidad central, el haz de radiación está más atenuado y se generan más electrones secundarios como consecuencia de los procesos de interacción. Dado que la cavidad centrada en  $y = 105$  *cm* es más cercana a la superficie de incidencia, el haz es mucho más intenso en comparación con la cavidad central.

En cuanto a la última cavidad, ubicada 8 *cm* por detrás de la cavidad central, no es posible distinguir grandes diferencias dosimétricas debido a la gran atenuación sufrida por el haz, aunque en un futuro análisis específico se esperaría observar diferencias de dosis derivadas del acoplamiento de los electrones secundarios.

Los resultados obtenidos para el caso en que la dirección del campo magnético es paralela a la dirección de propagación del haz se reportan en la figura 3.9.

En el caso del perfil  $\Delta D$  horizontal, figura 3.9, se pueden observar diferencias dosimétricas respecto al caso de campo nulo en la cavidad central, como consecuencia de la presencia de electrones generados mediante interacción Compton con ángulo de dispersión diferente a la dirección de incidencia inicial, susceptibles a la presencia de  $\vec{B}$ . En las otras dos cavidades ubicadas hacia los costados (alrededor de  $x = \pm 6$ ), se puede distinguir una leve disminución dosimétrica mencionada en la sección anterior.

En el caso del perfil en profundidad, también en la figura 3.9, sólo es posible

distinguir claramente la cavidad central. En ella, las variaciones dosimétricas observadas corresponden nuevamente a eventuales electrones con ángulos de dispersión diferentes a su dirección de propagación original.

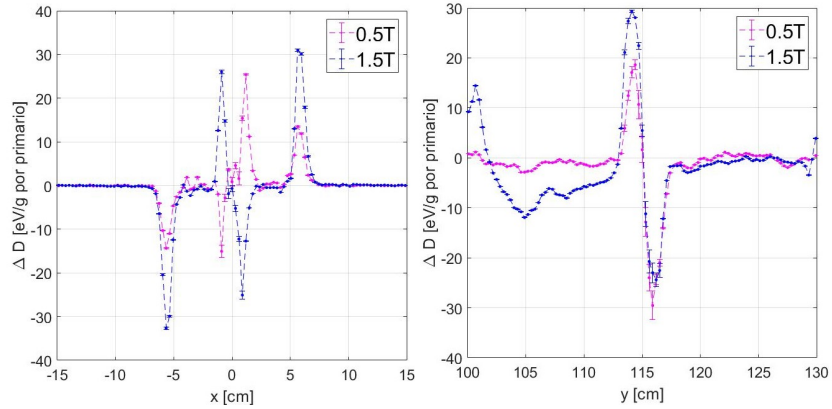


Figura 3.8: Perfil horizontal (izquierda) y en profundidad (derecha) de  $\Delta D$  en fantoma inhomogéneo con campo magnético perpendicular en dirección  $\hat{i}$ , obtenido con PENELOPE v. 2008

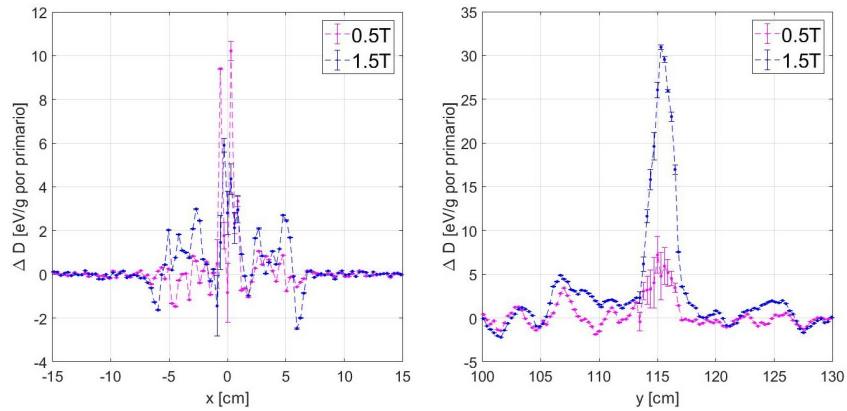


Figura 3.9: Perfil transversal (izquierda) y en profundidad (derecha) de  $\Delta D$  en fantoma inhomogéneo con campo magnético paralelo en dirección  $\hat{j}$ , obtenido con PENELOPE v. 2008

### 3.4. Aplicación clínica: dosimetría en paciente-específico en presencia de campo magnético

La figura 3.10 reporta un típico ejemplo de la distribución espacial, en el plano sagital, de la diferencia de fluencia de electrones, entre el caso con campo

magnético de intensidad  $1,5 T$  y la situación de referencia (campo nulo). Los resultados para las diferentes orientaciones del mismo,  $\hat{i}$ ,  $\hat{j}$  y  $\hat{k}$  pueden apreciarse en la misma.

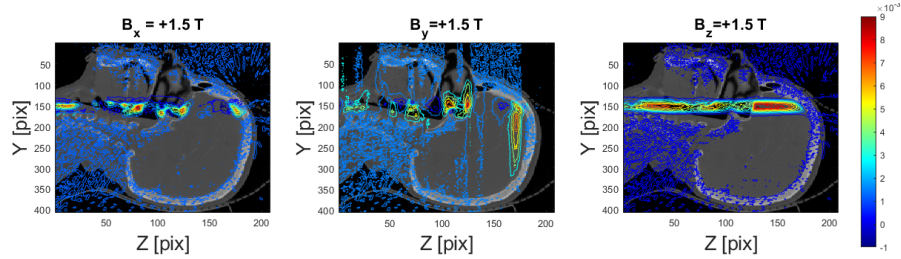


Figura 3.10: Efectos en la distribución espacial de la fluencia de electrones por presencia de campo magnético en situación clínica.

Tal como se espera, las principales diferencias de la fluencia de electrones se presentan en regiones asociadas a las cavidades corporales que atraviesa el haz radioterapéutico. Las diferencias obtenidas en las zonas periféricas, externas al paciente, se deben a la presencia de aire. Éste facilita el transporte de partículas cargadas por acoplamiento con el campo magnético, situación que no se presenta en ausencia del mismo; de allí las disparidades observadas.

En segunda instancia, en la figura 3.11, se reporta la variación de la fluencia de partículas primarias (fotones iniciales del acelerador). Estos resultados muestran que ni la presencia, ni obviamente la orientación del campo magnético, afectan al haz de fotones. Las desviaciones son similares en todos los casos (véase las escalas en el gráfico 3.11), y derivan de fluctuaciones estadísticas, propias del método de calculo numérico.

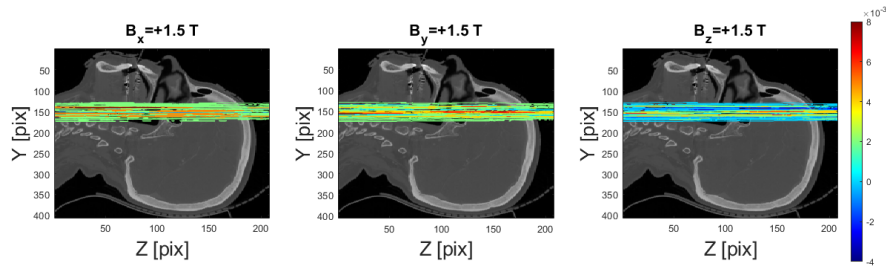


Figura 3.11: Efectos en la distribución espacial de la fluencia de partículas primarias por presencia de campo magnético en situación clínica.

La figura 3.12 muestra las diferencias de las distribuciones espaciales de dosis absorbida debido a la presencia de campo magnético, en el plano transversal (plano  $XZ$ ) y en el plano sagital (plano  $YZ$ ).

Cabe destacar que las diferencias dosimétricas en zonas externas al paciente fueron reportadas por fines de completitud, ya que carecen de valor clínico.

Los resultados para la distribución espacial de dosis absorbida en condiciones clínicas a nivel paciente-específico, tal como se reporta desde la figura 3.10 a la 3.12, ponen en evidencia la completa relevancia de los efectos dosimétricos debidos a la presencia de campo magnético. En particular, se destacan las significativas variaciones en interfaces entre diferentes medios materiales. Se manifiestan con contundente intensidad en las interfaces con cavidades interiores de la zona irradiada; como pueden serlo las cavidades corporales como la cavidad bucal y los senos paranasales en la región de cabeza y cuello; considerada en la presente aplicación clínica.

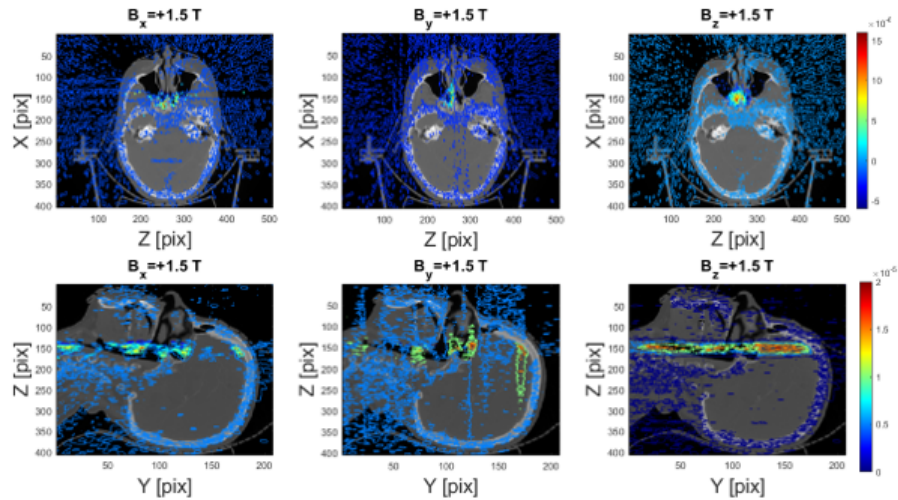


Figura 3.12: Efectos en la distribución espacial de la dosis: Diferencia de dosis respecto del caso de campo magnético nulo, para diferentes orientaciones del campo magnético. Plano transversal (arriba) y sagital (abajo) del paciente en situación clínica.

## CAPÍTULO 4

---

# CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS FUTURAS

---

*El capítulo 4 abordará las conclusiones obtenidas en el presente trabajo. En primera instancia se mencionan consideraciones alusivas a cada objetivo específico y general. Luego, se mencionan los principales resultados logrados en el estudio de los efectos a nivel dosimétrico, causados por la presencia de campos magnéticos intensos. Finalmente, se mencionan nuevos problemas y discusiones que pueden ser abordados en un futuro como consecuencia de los resultados obtenidos en este trabajo.*

### 4.1. Conclusiones específicas y generales

En primer lugar, cabe destacar que fue posible llevar a cabo de manera satisfactoria el estudio y la caracterización de los efectos en las distribuciones dosimétricas, producidos por campos magnéticos similares a los presentes en los dispositivos de MRI-LINAC.

Por otro lado, gracias a las herramientas desarrolladas en base a los códigos de simulación Monte Carlo FLUKA y PENELOPE, se pudo realizar simulaciones de procesos de irradiación con haces de fotones y electrones, en condiciones similares a las de los tratamientos de radioterapia.

Asimismo, ambos códigos permitieron incorporar exitosamente la presencia de campos magnéticos en dichos procedimientos.

Mediante el cálculo y posterior análisis de las distribuciones  $\Delta D$  y sus respectivos perfiles, fue posible determinar cualitativamente la presencia de alteraciones en las distribuciones de dosis inducidas por el campo, logrando también

determinar los efectos dosimétricos específicos de las posibles orientaciones del mismo respecto al eje de incidencia del haz.

Finalmente, es importante mencionar que a través de la incorporación de información de imágenes CT/DICOM al código de simulación Monte Carlo FLUKA, fue posible implementar las situaciones estudiadas en configuraciones simples a casos de interés clínico paciente-específico.

## 4.2. Análisis hipótesis de trabajo

En primera instancia, es importante mencionar que se realizó con éxito una evaluación comparativa preliminar entre los códigos principales de simulación MC FLUKA y PENELOPE, validando y confirmando la solidez de los mismos para modelar el efecto de los campos magnéticos intensos utilizados en la técnica MRI-LINAC.

Al estudiar el transporte de radiación en vacío en presencia de campo, se concluye que la curvatura de la trayectoria de los electrones depende fuertemente de su energía cinética, así como también de la intensidad de  $\vec{B}$ . En cuanto a las aproximaciones teóricas, se comprobó que la formulación relativista es la que mejor aproxima los resultados.

Se encontró que las variaciones dosimétricas debido a la presencia del campo magnético, tanto para el fantoma homogéneo e inhomogéneo, son fuertemente dependientes de la intensidad y de la orientación del mismo respecto al eje de propagación del haz.

En el caso de orientación perpendicular al eje central, se producen aumentos y disminuciones de la dosis dentro del campo de radiación. En las interfaces entre medios materiales se observan modificaciones dosimétricas ocasionadas por el *efecto de retorno del electrón*.

Por otro lado, se concluye que en el caso con dirección paralela a la propagación de las partículas primarias, no se manifiestan diferencias dosimétricas en la zona central del campo de radiación, sino que se presentan aumentos/disminuciones de la dosis hacia los bordes del mismo, dependiendo del sentido de  $\vec{B}$ .

En cuanto al caso de aplicación clínica, fue posible verificar también que variaciones significativas en las distribuciones de dosis se observaron en interfaces entre diferentes medios materiales.

Por lo expuesto, y sustentado en los capítulos precedentes del presente trabajo, se verifica el cumplimiento de la hipótesis de trabajo; demostrando la capacidad de adaptar códigos de simulación Monte Carlo para estudiar los efectos dosimétricos derivados de la presencia de campo magnético externo intenso, tal como sucede en la técnica MRI-LINAC.



### 4.3. Perspectivas futuras

En base a las técnicas de simulación y procesamiento de datos desarrolladas, y a los efectos dosimétricos estudiados, surgen como posibles tareas a profundizar, o bien líneas de trabajo futuro las siguientes temáticas:

- Ampliar las configuraciones de simulación utilizadas, con el fin de permitir el estudio de efectos que no fue posible visualizar dentro de los fantomas utilizados, como el aumento de la dosis en piel por ejemplo.
- Desarrollar modificaciones en los códigos de simulación utilizados con el objetivo de lograr la inclusión de campos magnéticos aún con mayor detalle de realismo respecto de los equipos de tipo MRI-LINAC, brindando, por ejemplo, la posibilidad de incorporar gradientes de campo.
- Investigar y desarrollar sistemas dosimétricos experimentales, capaces de evidenciar efectos de campos magnéticos intensos, así como caracterizar los efectos en la respuesta dosimétrica debido a la presencia de campo magnético.
- Implementar modelos analíticos, técnicas de simulación y métodos experimentales en situaciones de interés clínico a nivel paciente-específico, aún más complejas que el caso abordado en el presente trabajo a modo preliminar.
- Optimizar desde el punto de vista informático en proceso de cómputo para incorporar mayor diversidad de tejidos y descripción espectral del haz; entre otros.



## APÉNDICE A

---

### ARCHIVOS DE *input* UTILIZADOS EN LAS SIMULACIONES

---

#### A.1. Subrutinas en PENELOPE

```
0.00E0 0.00E0 0.00E0      E-field (V/cm)
-1.00E4 0.00E0 0.00E0      B-field (gauss)
-1                          electron(-1) or positron (+1)
0 0                          initial direction angles (deg)
1.0E6                        energy (eV)
30                            trajectory length (cm)
0.025                        upper limit of direction change
0.025                        upper limit of energy change
0.025                        upper limit of field change
```

Figura A.1: Archivo de input de PENELOPE v. 2008 utilizado para las simulaciones en vacío con presencia de campo magnético.

```

TITLE 6MV AGUA
. (the dot prevents editors from removing trailing blanks)
>>>>>> Source definition.
SKPAR 2 [Primary particles: 1=electron, 2=photon, 3=positron]
SPECTR 250000 0.0000214
SPECTR 500000 0.000126
SPECTR 750000 0.000131
SPECTR 1000000 0.000114
SPECTR 1250000 0.0000976
SPECTR 1500000 0.0000836
SPECTR 1750000 0.0000725
SPECTR 2000000 0.0000623
SPECTR 2250000 0.0000535
SPECTR 2500000 0.0000459
SPECTR 2750000 0.0000395
SPECTR 3000000 0.0000347
SPECTR 3250000 0.0000298
SPECTR 3500000 0.0000261
SPECTR 3750000 0.0000225
SPECTR 4000000 0.0000191
SPECTR 4250000 0.0000166
SPECTR 4500000 0.0000138
SPECTR 4750000 0.0000114
SPECTR 5000000 0.00000904
SPECTR 5250000 0.00000655
SPECTR 5500000 0.00000409
SPECTR 5750000 0.0000014
SPECTR 6000000 0.000000434
SPECTR 6000000 -1
SPOSIT 0,0,0 [Coordinates of the source]
SPYRAM 87.14 92.86 87.14 92.86 [Rectangular beam; angles in deg]
.
>>>>>> Material data and simulation parameters.
Up to MAXMAT materials; 2 lines for each material.
MFNAME Water.p08mf [Material file, up to 20 chars] &
MSIMPA 2e5 1e4 2e5 0.05 0.05 1e4 1e3 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
.
>>>>>> Geometry and local simulation parameters.
-----
GEOFN cja2.geo [Geometry file, up to 20 chars]
.
>>>>>> Absorbed dose distribution.
GRIDX -15,15,100 [X coords of the box vertices, no. of bins]
GRIDY 100,130,100 [Y coords of the box vertices, no. of bins]
GRIDZ -15,15,100 [Z coords of the box vertices, no. of bins]
.
>>>>>> Job properties.
RESUME dump3.dmp [Resume from this dump file, 20 chars]
DUMPTO dump4.dmp [Generate this dump file, 20 chars]
DUMPP 180 [Dumping period, in sec]
.
NSIMSH 1E9 [Desired number of simulated showers]
TIME 4E9 [Allotted simulation time, in sec]
END [Ends the reading of input data]

```

Figura A.2: Archivo de input de PENELOPE v. 2008 utilizado para las simulaciones en fantomas cúbicos con presencia de campo magnético.

## A.2. Subrutinas en FLUKA

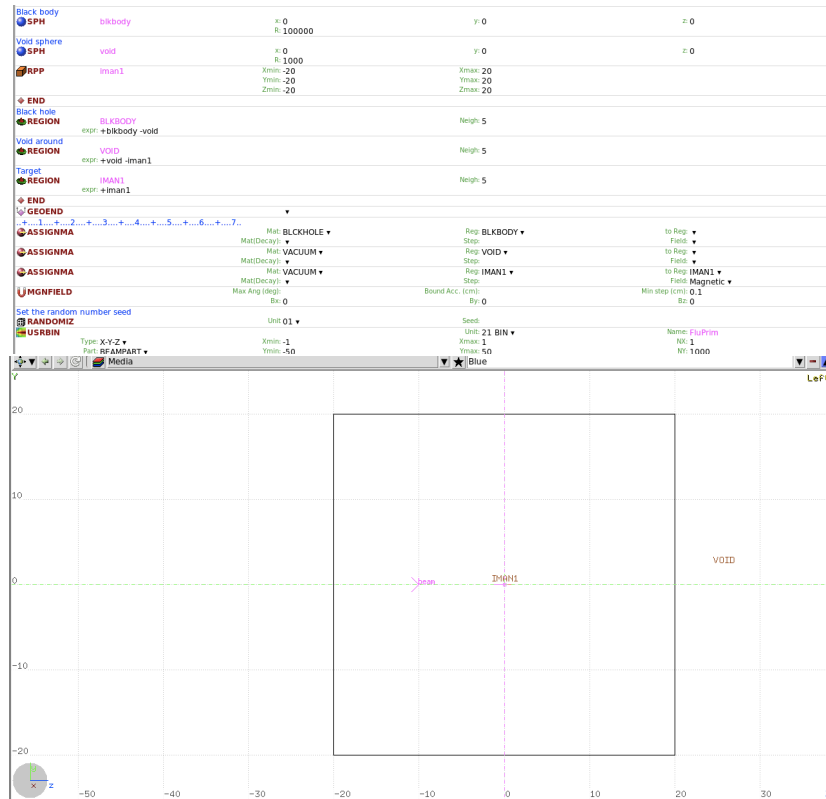


Figura A.3: Archivo de input de FLUKA v. 2020 con interfaz FLAIR utilizado para las simulaciones en vacío con presencia de campo magnético.

## APÉNDICE B

---

### RESULTADOS COMPLEMENTARIOS PARA DIFERENTES ORIENTACIONES DE CAMPO MAGNÉTICO

---

*En el apéndice B se reporta los resultados obtenidos, tanto para el caso del fantoma homogéneo como inhomogéneo, considerando direcciones del campo paralelas y perpendiculares al haz de propagación, pero en sentido decreciente de los ejes coordenados. Representan la situación análoga a los resultados expuestos anteriormente.*

## B.1. Campo magnético perpendicular al haz de radiación en sentido decreciente del eje X

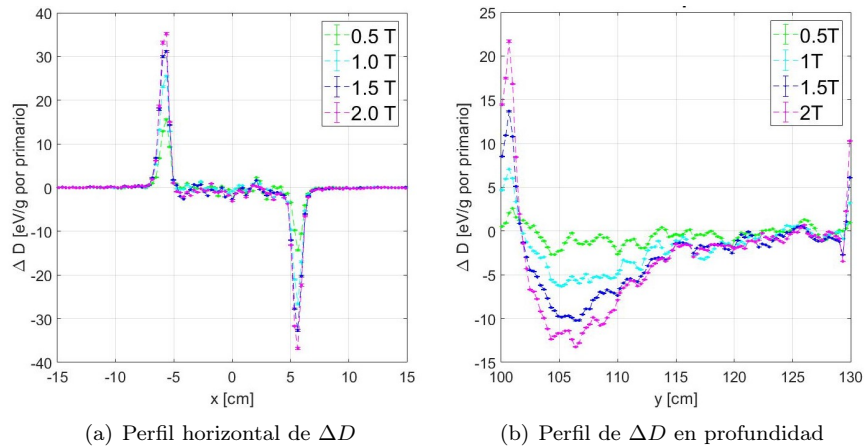


Figura B.1: Perfiles transversales (a) y en profundidad (b) de  $\Delta D$  en fantoma homogéneo con campo magnético perpendicular ( $-\hat{i}$ ) obtenido con PENELOPE v. 2008

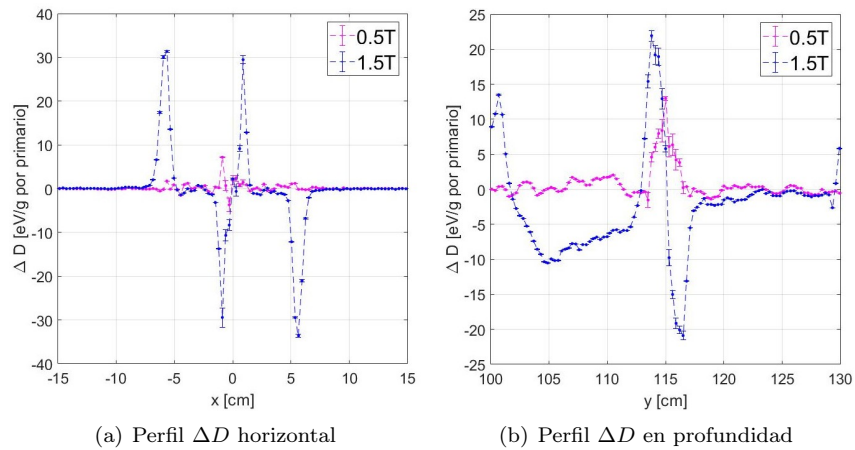


Figura B.2: Perfiles transversales (a) y en profundidad (b) de  $\Delta D$  en fantoma inhomogéneo con campo magnético perpendicular ( $-\hat{i}$ ) obtenido con PENELOPE v. 2008

## B.2. Campo magnético paralelo al haz de radiación en sentido decreciente del eje Y

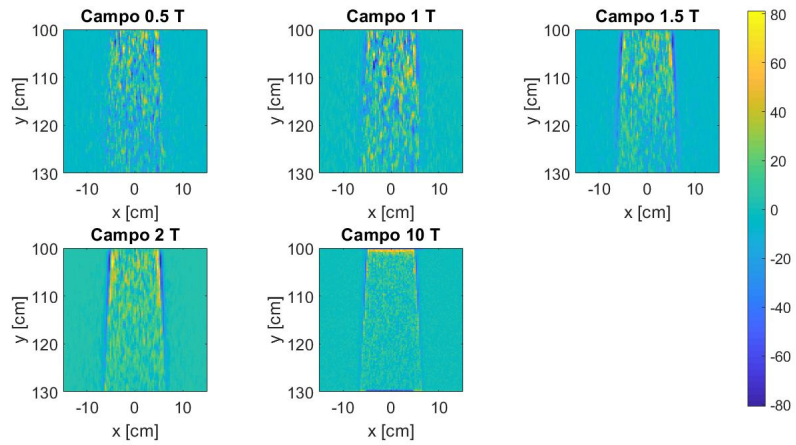


Figura B.3:  $\Delta D$  en fantoma homogéneo con campo magnético paralelo obtenido con PENELOPE v. 2008

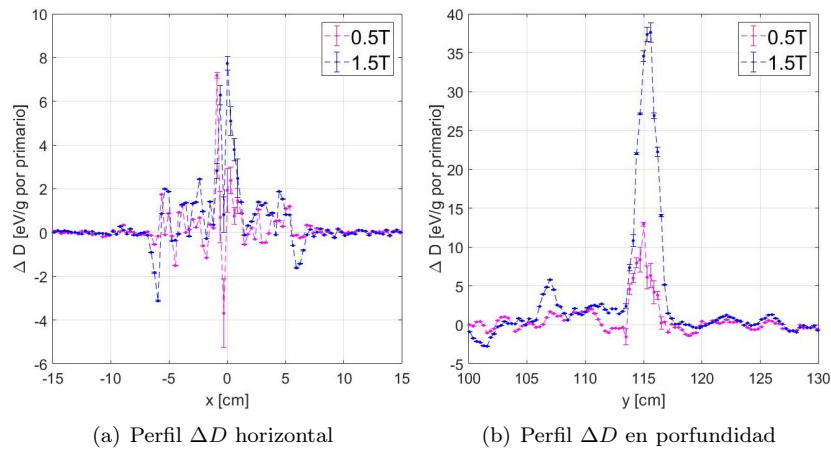


Figura B.4: Perfiles transversales (a) y en profundidad (b) de  $\Delta D$  en fantoma inhomogéneo con campo magnético paralelo ( $-\hat{j}$ ) obtenido con PENELOPE v. 2008



---

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [AAPM, 1983] AAPM (1983). Task group 21: A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams. *Medical Physics*, 10:741–771.
- [Andreo et al., 2006] Andreo, P., Burns, D. T., Hohlfeld, K., Huq, M. S., Kanai, T., Laitano, F., Smyth, V., and Vynckier, S. (2006). *TRS 398: Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water*. IAEA.
- [Attix, 2004] Attix, F. H. (2004). *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. WILEY-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA.
- [Aubin et al., 2015] Aubin, J., Keyvanloo, A., Vassiliev, O., and Fallone, B. G. (2015). A deterministic solution of the first order linear boltzmann transport equation in the presence of external magnetic fields. *Medical Physics*, 42(2):780–793.
- [Bainbridge et al., 2017] Bainbridge, H., Menten, M., Fast, M., Nill, S., Oelfke, U., and McDonald, F. (2017). Treating locally advanced lung cancer with a 1.5 T MR-Linac - Effects of the magnetic field and irradiation geometry on conventionally fractionated and isotoxic dose-escalated radiotherapy. *Radiotherapy and Oncology*, 129:280–285.
- [Battistoni et al., 2016] Battistoni, G., Bauer, J., Boehlen, T. T., Cerutti, F., Chin, M. P. W., Augusto, R. D. S., Ferrari, A., Ortega, P. G., Kozłowska, W., Magro, G., Mairani, A., Parodi, K., Sala, P. R., Schoofs, P., Tessonnier, T., and Vlachoudis, V. (2016). The FLUKA Code: An Accurate Simulation Tool for Particle Therapy. *Frontiers in Oncology*, 6.

- [Berger, 1963] Berger, M. J. (1963). Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. *Methods in Computational Physics*, 1:135–215.
- [Bouchard and Bielajew, 2015] Bouchard, H. and Bielajew, A. (2015). Lorentz force correction to the Boltzmann radiation transport equation and its implications for Monte Carlo algorithms. *Physics in Medicine & Biology*, 60:4963–4971.
- [CERN, 2020] CERN (2020). Fluka-4 manual. <https://flukafiles.web.cern.ch/manual/fluka.html>.
- [Cherry et al., 2003] Cherry, S., Sorenson, J., and Phelps, M. (2003). *Physics in nuclear medicine*. Saunders.
- [Fast et al., 2019] Fast, M., van de Schoot, A., van de Lindt, T., Carbaat, C., van der Heide, U., and Sonke, J. (2019). Tumor trailing for liver SBRT on the MR-Linac. *International Journal of Radiation Oncology biology physics*, 103(2):468–478.
- [Fernandez and Coronado, 2020] Fernandez, J. L. and Coronado, G. (2020). Ley de Lorentz. <https://www.fisicalab.com/apartado/ley-de-lorentz>.
- [Figuerola et al., 2019] Figuerola, R. G., Rojas, L., and Valente, M. (2019). Trajectory control of electron beams using high intensity permanent magnets for linac-adaptable convergent beam radiotherapy. *Applied Radiation and Isotopes*, 151:13–18.
- [Fischer, 2019] Fischer, L. (2019). *Diseño, caracterización y comisionamiento de un laboratorio de rayos X de ortovoltaje para investigación en física aplicada a la medicina*. Trabajo especial de grado, Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación - Universidad Nacional de Córdoba; dirigido por Dr. Pedro Pérez.
- [Genre, 2020] Genre, A. L. (2020). *Targeting de tumores para dosimetría online detectando aniquilación  $e^- - e^+$  por presencia de nanoparticulas*. Trabajo especial de grado, Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación - Universidad Nacional de Córdoba; dirigido por Dr. Mauro Valente.
- [Greening, 1985] Greening, J. R. (1985). *Fundamentals of Radiation Dosimetry*. Taylor & Francis Group.
- [Gunderson and Tepper, 2012] Gunderson, L. L. and Tepper, J. E. (2012). *Clinical Radiation Oncology*. ELSEVIER.
- [Hussein, 2007] Hussein, E. M. A. (2007). *Radiation Mechanics Pirnciples and Practice*. ELSEVIER.
- [Hussein, 2011] Hussein, E. M. A. (2011). *Computed Radiation Imaging*. ELSEVIER.

- [IAEA, 2017] IAEA (2017). *Radiotherapy in cancer care: Facing the global challenge*. International Atomic Energy Agency.
- [Jackson, 1998] Jackson, J. D. (1998). *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons INC.
- [Khan, 2003] Khan, F. M. (2003). *The Physics of Radiation Therapy*. LIPPINCOTT WILLIAMS & WILKINS.
- [Lagendijk et al., 2008] Lagendijk, J., Raaymakers, B., Raaijmakers, A., Overweg, J., Brown, K., Kerkhof, E., van der Put, R., Hardemark, B., van Vulpen, M., and van der Heide U, U. (2008). MRI/LINAC integration. *Radiotherapy and Oncology*, 86:25–29.
- [Menten et al., 2016] Menten, J., Fast, M., Nill, S., Kamerling, C., McDonald, F., and Oelfke, U. (2016). Lung stereotactic body radiotherapy with an MR-linac - Quantifying the impact of the magnetic field and real-time tumor tracking. *Radiotherapy and Oncology*, 119:461–466.
- [Menten et al., 2020] Menten, J., Mohajer, J., Nilawar, R., Bertholet, J., Dunlop, A., Pathmanathan, A., Moreau, M., Marshall, S., Wetscherek, A., Nill, S., Tree, A., and Oelfke, U. (2020). Automatic reconstruction of the delivered dose of the day using MR-Linac treatment log files and online MR imaging. *Radiotherapy and Oncology*, 145:88–94.
- [Mteropolis and Ulam, 1949] Mteropolis, N. and Ulam, S. (1949). The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, 44(247):335–341.
- [Nachbar et al., 2020] Nachbar, M., Monnich, D., Boeke, S., Gani, C., Weidner, N., Heinrich, V., lo Russo, M., Winter, L. L. L. J., Tsitsekidis, S., Dohm, O., Thorwarth, D., Zips, D., and De-Colle, C. (2020). Partial breast irradiation with the 1.5T MR-Linac: First patient treatment and analysis of electron return and stream effects. *Radiotherapy and Oncology*, 145:30–35.
- [Pérez and Valente, 2018] Pérez, P. A. and Valente, M. (2018). Curso de introducción al procesamiento de imágenes radiológicas en ámbito clínico. <https://www.famaf.unc.edu.ar/pperez1/manuales/cim/cap1.html>.
- [Podgorsak, 2005] Podgorsak, E. B. (2005). *Radiation Oncology Physics: A handbook for teachers and students*. IAEA.
- [Salvat et al., 2008] Salvat, F., Varea, J. M. F., and Sempau, J. (2008). *PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. Nuclear Energy Agency.
- [Sickafus et al., 2007] Sickafus, K., Kotomin, E., and Uberuaga, B. (2007). *Radiation Effects in Solids*. NATO Science Series.
- [Singh, 2004] Singh, J. (2004). *Modern Physics for Engineers*. Wiley VCH.

- [Snyder et al., 2020] Snyder, J. E., St-Aubin, J., Yaddanapudi, S., Boczkowski, A., Dunkerley, D. A., Graves, S. A., and Hyer, D. E. (2020). Commissioning of a 1.5T Elekta Unity MR-linac: A single institution experience. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 21:160–172.
- [Spiegel and Abellanas, 1988] Spiegel, M. and Abellanas, L. (1988). *Formulas y Tablas de Matematica Aplicada*. McGraw-Hill.
- [Tijssen et al., 2019] Tijssen, R., Philippens, M., Paulson, E., M, M. G., Chugh, B., Wetscherek, A., Dubec, M., Wang, J., and van der Heide, U. (2019). MRI commissioning of 1.5T MR-linac systems - a multi-institutional study. *Radiotherapy and Oncology*, 132:114–120.
- [Valente, 2020] Valente, M. (2020). *Fundamentos de física médica*. Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación, UNC.