



Modelado de ciclotrón Cyclone Kiube en PHITS

CARRERA: ESPECIALIZACIÓN EN RADIOQUÍMICA Y
APLICACIONES NUCLEARES

Alumno: Lic. Sebastián Triviño

Director: Ing. Joaquín Amietta

Co-Director: Ing. Matías Valero



UNSAM
UNIVERSIDAD
NACIONAL DE
SAN MARTÍN

Índice general

1. Introducción	7
2. Materiales y Métodos	9
2.1. Ciclotrón	9
2.1.1. Introducción	9
2.1.2. Funcionamiento del ciclotrón	10
2.1.3. Ciclotrón Cyclone Kiube	13
2.2. Método Monte Carlo	16
2.2.1. Introducción	16
2.2.2. Transporte de radiación	17
2.2.3. Ecuación de transporte de neutrones	17
2.2.4. Consideraciones generales de la simulación	21
2.2.5. Interacciones neutrónicas	22
2.2.6. Transporte de partículas neutras	23
2.2.7. Transporte de partículas cargadas	26
2.3. Magnitudes dosimétricas	29
2.3.1. Kerma	29
2.3.2. Dosis	30
2.4. PHITS: Particle and Heavy Ion Transport System	33
2.4.1. EGS	34
2.4.2. Transporte de fotones	35
2.5. Modelado de Ciclotrón	35
2.5.1. Geometría	35
2.5.2. Parámetros	36
2.5.3. Definición de Fuente	36
2.5.4. Materiales	36
3. Resultados	39
3.1. Flujo de Neutrones	39
3.2. Dosis debido a neutrones y gamma	40
3.2.1. Mapa de dosis	40

3.2.2.	Dosis en profundidad	41
3.3.	Efecto sobre las ventanas de Havar y Titanio	42
3.3.1.	Comparación con resultados publicados	43
4.	Conclusiones	47
4.1.	Trabajo futuro	48

Resumen

En los estudios diagnósticos PET se utilizan radiofármacos que combinan un carrier o un precursor junto con un radioisótopo emisor beta positivo. Estos radioisótopos son producidos en ciclotrones, mediante el impacto de protones acelerados en un campo electromagnético en un blanco líquido o gaseoso. El radiofármaco más utilizado es ^{18}F -FDG, que se genera a partir de la reacción $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$. La producción de este radionucleído es la que genera el campo de neutrones más intenso alrededor del ciclotrón. Este campo posee componentes neutrónicas debido a la reacción nuclear en la que se produce el F-18 dentro del blanco y debido a la activación de las paredes del bunker y de los materiales del ciclotrón.

El objetivo de este trabajo fue realizar un modelado Monte Carlo del ciclotrón Kiube IBA y del bunker en el que se encuentra instalado y operativo en la ciudad de Córdoba. Con esta simulación se pretende planificar estudios sobre dosímetros químicos que se realizan en el grupo de investigación en Física aplicada a la medicina "LIIFAMIRx" de la Facultad de Astronomía, Matemática y Física de la Universidad Nacional de Córdoba.

El ciclotrón Kiube puede acelerar protones hasta 18 MeV de energía con una corriente total de hasta 150 μA . El modelado de la geometría del ciclotrón y del bunker, y el transporte de partículas se realizó utilizando el código de transporte PHITS desarrollado por la Agencia de Energía Atómica Japonesa. Se simuló el impacto en el blanco por el haz de protones y se determinó el campo de neutrones y gamma en sus inmediaciones debido a la reacción (p,n) en el blanco y las reacciones secundarias en los materiales circundantes al ciclotrón. También se determinó la producción de nucleídos debido al impacto de protones sobre las ventanas de Havar y Titanio que se encuentran en los blancos del ciclotrón. Finalmente se compararon satisfactoriamente las tasas de dosis ambiental debido a fotones y neutrones obtenidas en la simulación con datos informados por la empresa fabricante IBA.

Capítulo 1

Introducción

En los últimos años ha aumentando notablemente la cantidad de estudios diagnósticos de imaging funcional PET. En estos estudios se utilizan radiofármacos que combinan un carrier o un precursor junto con un radioisótopo emisor beta positivo como O-15, C-11, N-13 o F-18, ver Cuadro 1.1. Estos radioisótopos son producidos en ciclotrones, mediante el impacto de protones acelerados en un campo electromagnético en un blanco líquido o gaseoso [1].

Reacción Nuclear	Q (MeV)	Emisor β^+	$T_{1/2}$ (min)
$^{11}\text{B}(\text{p},\text{n})^{11}\text{C}$	-2.764	^{11}C	20.385
$^{14}\text{N}(\text{p},\alpha)^{11}\text{C}$	-2.922	^{11}C	20.385
$^{16}\text{O}(\text{p},\alpha)^{13}\text{N}$	-5.217	^{13}N	9.965
$^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$	-5.536	^{15}O	2.037
$^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$	-2.437	^{18}F	109.77

Cuadro 1.1: Radioisótopos producidos en ciclotrón

En la operación normal del ciclotrón, durante la irradiación del blanco se producen neutrones como partículas secundarias. La contribución de neutrones emitidos durante la operación es la componente más importante del campo de dosis alrededor del acelerador. Los neutrones pueden ser producidos en el sistema de aceleración y en varios materiales circundantes [2]:

- En el material del blanco, pueden darse en la reacción nuclear buscada, como la reacción (p,n) en la producción de ^{18}F .
- En el blanco debido a reacciones nucleares no útiles.
- En el blanco debido a reacciones nucleares con impurezas del material.

- En componentes del blanco, como en las ventanas que lo aíslan de la cámara de vacío del ciclotrón y de la refrigeración por helio.
- En el sistema de colimación donde se delimita el haz para la irradiación
- En otras estructuras del ciclotrón que pueden ser colisionadas por el haz o por iones emergentes

El radiofármaco más utilizado es ^{18}F -FDG. La producción de este radionucleído es la que genera el campo de neutrones más intenso alrededor del ciclotrón comparado con el campo que generan los demás radionucleídos producidos normalmente.

Conocer este campo de radiación alrededor del ciclotrón permite evaluar la efectividad del blindaje y la seguridad radiológica en la operación para los trabajadores, el público y el medio ambiente, obtener información sobre la activación de materiales cercanos al ciclotrón. Investigar sobre la distribución de dosis alrededor del ciclotrón es fundamental para la planificación de nuevas instalaciones, en particular para el diseño de laberintos para el ingreso, el impacto en la seguridad de ductos y penetraciones en la pared. Conocer este campo también permitiría planificar diferentes experiencias, como por ejemplo, irradiaciones de dosímetros Fricke optimizados para neutrones [3] o el estudio del comportamiento de nuevos materiales que puedan ser producidos localmente y que posean una alta sección eficaz para neutrones como el polímero PolyHema ^{10}B [4].

Actualmente existen varios documentos internacionales como guías para la creación de instalaciones y para protección radiológica, sin embargo estos documentos contienen métodos analíticos de blindajes y activaciones de materiales en geometrías aproximadas o idealizadas [5], en otros casos, se intentan generalizar resultados obtenidos en facilidades construidas [6]. Mediciones experimentales alrededor del ciclotrón pueden servir de referencia [7] pero se presentan variaciones en equipos, instalaciones, etc. que hacen que no sea aplicable de una forma directa. La disponibilidad de varios códigos de transporte Monte Carlo con librerías actualizadas de interacción de fotones, neutrones y partículas cargadas, junto con el avance de la capacidad de cálculo computacional, permite la realización de simulaciones complejas con geometrías realistas, haciendo posible la simulación de detectores [8] y equipamiento de imágenes, evaluación de protección radiológica de nuevos procedimientos clínicos [9] y en particular para ciclotrones: rendimiento de equipamiento y evaluación específica de términos fuente, requerimiento de blindajes y cualquier parámetro relevante para la protección radiológica.

Capítulo 2

Materiales y Métodos

2.1. Ciclotrón

2.1.1. Introducción

Los ciclotrones son aceleradores de partículas circulares que se utilizan para acelerar partículas cargadas a energías lo suficientemente elevadas como para producir reacciones nucleares al interactuar con la materia. El primer diseño fue realizado por Lawrence y Livingston en 1932 [10], que a partir del principio de funcionamiento de los aceleradores lineales agregó un campo magnético para curvar la trayectoria de la partícula cargada y generar así una trayectoria en espiral, reduciendo de esta forma el tamaño de los aceleradores.

Actualmente los ciclotrones son herramientas fundamentales en la medicina moderna. Se utilizan para tratar cáncer con terapia de partículas [11] y para producir compuestos marcados para diagnóstico por imágenes y terapia metabólica [12]. En los últimos años un notable progreso científico y tecnológico ha conducido a un desarrollo de ciclotrones médicos comerciales.

Los ciclotrones pueden ser clasificados en cuatro categorías dependiendo de sus características principales: energía e intensidad mínima. Los ciclotrones para protonterapia son los ciclotrones con mayor energía y menor intensidad, estos son muy diferentes a los ciclotrones relevantes para este trabajo.

Algunos laboratorios de investigación han instalado recientemente ciclotrones de 70 MeV que se pueden usar para la producción de radionucleídos específicos (por ej. ^{82}Sr para generadores de ^{82}Rb) y para investigación. En esta línea, también los ciclotrones de 30 MeV en laboratorios de investigación y producción se utilizan para producción de radioisótopos para la Tomografía

por emisión de fotón único (SPECT), mayormente ^{131}I . Estos dos tipos de ciclotrones son muy poco comunes porque requieren una infraestructura muy grande. Los ciclotrones más comunes son los que poseen una energía entre 10 y 25 MeV, que son ideales para producir ^{18}F , el radioisótopo más utilizado en la Tomografía por Emisión de Positrones (PET). Hay mas de 300 ciclotrones de este tipo instalados en el mundo y en Argentina en particular hay actualmente cinco en funcionamiento: tres en Buenos Aires, uno en Mendoza, uno en Córdoba y dos próximos a instalarse en Bariloche y en Río Gallegos.

2.1.2. Funcionamiento del ciclotrón

El ciclotrón consiste de un electroimán que genera un campo magnético uniforme. Entre los polos del electroimán se introducen dos electrodos: dos mitades de un cilindro vacío perpendiculares al campo y separados una distancia muy pequeña. Por su parecido con la letra D, a estos electrodos se los denomina "Dees". Estas dees están conectadas a una fuente de corriente alterna (Fig. 2.1).

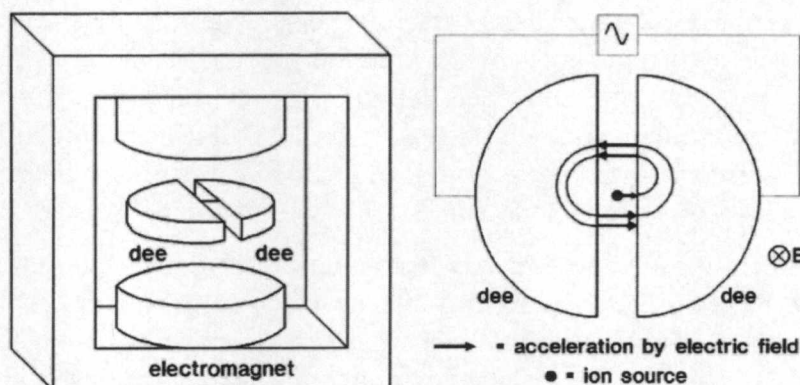


Figura 2.1: Vista de un modelo de ciclotrón clásico [13]

Se liberan iones desde el centro del ciclotrón. Si el ión es positivo y la Dee derecha está cargada negativamente, el ión positivo se acelera hacia ella por el campo eléctrico existente en el espacio entre las dos Dees. Una vez que el ión entra a la Dee hueca, experimenta la fuerza de Lorentz debido al campo magnético, por lo tanto, el recorrido que hace la partícula es un semicírculo y la magnitud de la fuerza centrífuga será:

$$F_L = qvB = \frac{mv^2}{r} \quad (2.1)$$

donde q es la carga del ión, v es su velocidad, B es el campo magnético, m es la masa de la partícula acelerada y r el radio de la órbita en una revolución.

Cuando el ión abandona la Dee, la polaridad de las Dees se debe invertir para que el ión sea acelerado nuevamente hacia la Dee opuesta. La frecuencia del ciclotrón, ω_c , se relacionará con la frecuencia de movimiento de la partícula $\omega = v/r$

$$\omega = \frac{qB}{m} = \omega_c \quad (2.2)$$

Este mismo proceso se repite en la otra Dee, pero ahora el radio de la órbita es más grande porque la velocidad del ión es mayor. El radio de la órbita depende linealmente de la velocidad y está dado por:

$$r = \frac{mv}{qB} = \frac{p}{qB} = \frac{\sqrt{2mE_k}}{qB} \quad (2.3)$$

Este proceso continúa y el ión se mueve en espiral hacia el borde externo de las Dees. Si el ión fuera negativo, la trayectoria del ión cambiaría de sentido pero el proceso sería el mismo. La energía que obtendrá el ión en cualquiera de los casos será la suma de todas las aceleraciones sufridas entre las Dees.

Según este modelo, la velocidad angular de los iones siendo acelerados se supone independiente del radio de órbita, ver Ecuación (2.2). Sin embargo, esta suposición es válida sólo bajo condiciones clásicas donde la Energía cinética E_k es mucho menor que la Energía en reposo E_0 de la partícula. Para iones relativistas la masa aumenta con su velocidad, haciendo que la velocidad angular de los iones disminuya con el radio de la órbita. Para partículas relativistas, las ecuaciones (2.2) y (2.3) estarán dadas por:

$$\omega_c = \frac{qB}{\gamma m_0} \quad (2.4)$$

$$r = \frac{p}{qB} = \frac{\gamma m_0 c^2 \beta}{qB} = \frac{E_k \sqrt{1 + \frac{2m_0 c^2}{E_k^2}}}{qB} \quad (2.5)$$

Donde $\gamma = \sqrt{1 - (v/c)^2}$, $\beta = v/c$. Estas ecuaciones se transforman en las clásicas cuando $\gamma = 1$ y $E_k \ll m_0 c^2$.

Esto implica que si la frecuencia del campo eléctrico se mantiene constante, a medida que el ión va aumentando su radio de órbita va a ir llegando

cada vez más tarde al espacio entre las Dees, hasta que llegue el momento en que al llegar al espacio entre las Dees la polarización de la Dee opuesta sea del mismo signo que la partícula y el ión sea desacelerado en vez de acelerado.

Este efecto limita la energía máxima alcanzable por un ciclotrón clásico debido a este incremento de la masa relativista de los iones acelerados. Para corregir este desfase hay dos enfoques, uno propone una variación del campo magnético azimutal en el ciclotrón: se produce un aumento del campo magnético con el radio para que todas las partículas tengan la misma frecuencia, a este tipo de ciclotrones se los denomina *Isócronos*. Esto se logra haciendo que la distancia entre los polos del campo magnético no sea constante, con zonas en las que la distancia disminuye y otras en las que la distancia aumenta. Las zonas en las que la distancia aumenta se llaman “valles”. Las zonas en las que la distancia entre los polos disminuye se llaman “colinas”. El otro tipo es el llamado *Sincrociclotrón*, donde lo que se modifica es la frecuencia del campo eléctrico para compensar el cambio de frecuencia de las partículas por el incremento de la masa.

Luego de la aceleración, la extracción del haz dependerá de la carga del ión acelerado. Para los iones negativos la extracción se realiza quitándole los electrones. Este método es más efectivo que la deflexión magnética que se debe utilizar para iones positivos.

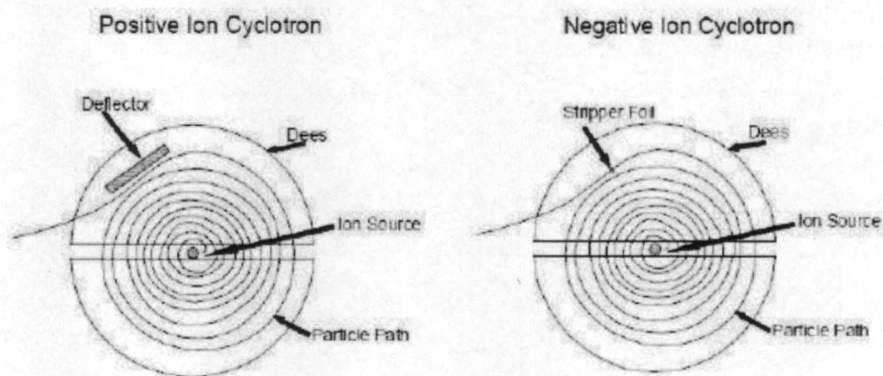


Figura 2.2: Sistemas de extracción para ciclotrón de iones positivos (izq.) y para ciclotrón de iones negativos (der.) [14]

Para los ciclotrones de iones negativos, en los que se aceleran iones de H^- , se utilizan ventanas de carbono (*stripping foils*) de $5\ \mu m$ de espesor, con una eficiencia que alcanza aproximadamente al 100 %. Cuando se insertan en el haz, deben resistir temperaturas de $1500^\circ C$ o más, debido al pasaje de

los protones y los electrones atrapados. La posición radial de las ventanas determina la energía de extracción. En muchos ciclotrones se pueden irradiar dos blancos al mismo tiempo, llamado modo de doble haz. Para hacer esto se colocan dos ventanas a una distancia angular de 180 grados.

Luego de la extracción, el haz impacta en el blanco. Hay tres tipos de blancos que se clasifican de acuerdo al estado del material bombardeado: líquido, sólido o gaseoso. Se montan directamente en el puerto de salida del ciclotrón. Los blancos sólidos son los más pequeños debido al rango pequeño que tiene el haz en el material. Los blancos líquidos y gaseosos consisten de una cámara de un volumen muy pequeño, unos pocos centímetros cúbicos, que se llenan con el material con el que se producirá la reacción nuclear buscada, por ejemplo, con H_2^{18}O para producir ^{18}F utilizando la reacción $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$. El haz entra a la cámara atravesando dos ventanas, una ventana conectada directamente a la cámara de vacío del ciclotrón y la otra a la cámara del blanco. Entre los milímetros de separación entre ellas circula helio para refrigerar el blanco. Para las ventanas se suele utilizar la aleación Havar, Titanio o Aluminio y el material del blanco suele ser de aluminio o niobio. La elección del material depende del radioisótopo producido y su química, ya que pequeñas impurezas pueden tener un gran impacto negativo en el rendimiento de síntesis y en la pureza del producto final.

2.1.3. Ciclotrón Cyclone Kiube

El ciclotrón Cyclone Kiube de la marca IBA es un ciclotrón isócrono de energía fija capaz de acelerar iones hidrógeno con carga negativa a 18 MeV. Fue lanzado al mercado por el fabricante en el año 2016 con un diseño más compacto que los anteriores ciclotrones Cyclone, con dimensiones de $1.9 \times 1.9 \times 1.8 \text{ m}^3$ y un peso de 17000 kg. La corriente total en los blancos puede llegar hasta $150 \mu\text{A}$ de protones.

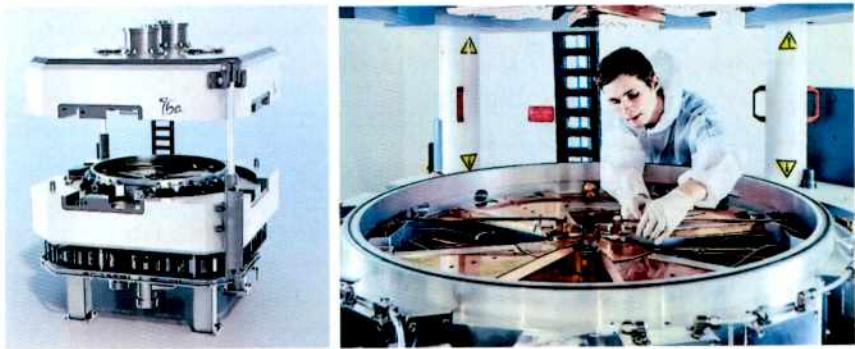


Figura 2.3: Ciclotrón Cyclone Kiube 150. Imágenes de IBA [15]

El ciclotrón puede equiparse con hasta 8 blancos montados simultáneamente para producir los radioisótopos más comunes utilizados en Tomografía por emisión de positrones y permite el bombardeo simultáneo de dos blancos.

	F-18	N-13	C-11
Tipo de blanco	Líquido	Líquido	Gaseoso
Target material	H ₂ ¹⁸ O	H ₂ O+5 mMol Etanol	¹⁵ N ₂ +0.5-1 % O ₂
Volumen (ml)	2.3-2.5	3.7	4-5/min
Tiempo de irradiación	2 h	20 min	Contínuo
Actividad Producida	8 Ci	1 Ci	30 mCi/ μ A

Cuadro 2.1: Características de los blancos de Cyclone Kiube 150

El ciclotrón está formado por los sistemas de magnetos, radio frecuencia, fuente de iones, extracción del haz, diagnóstico de haz y sistemas de vacío.

La interfase de operación del Kiube es el Sistema de Control Zephiros. Este provee una interfase para el control del ciclotrón y los targets a través de una controladora lógica programable (PLC) industrial de alta rendimiento. Toda la información del sistema puede ser monitoreado desde la pantalla de la consola.

Extracción del haz

En frente de cada uno de los ocho puestos de salida del haz hay un carrusel con dos foils de extracción. En caso de rotura, el reemplazo del foil es automático. El soporte del foil es de grafito para evitar activación o que se derrita. El soporte y los actuadores quedan por fuera del plano de irradiación, ver Figura 2.4.

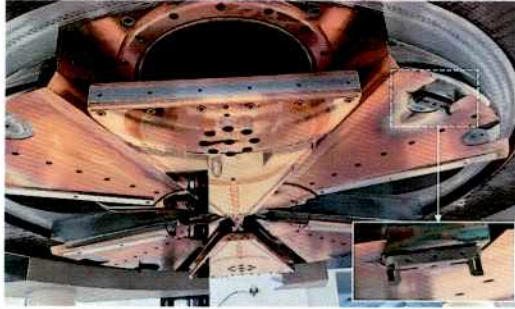


Figura 2.4: Parte interna superior del ciclotrón donde se pueden ver los foils de extracción.

El sistema permite la extracción de doble haz para la irradiación simultánea en dos blancos opuestos. El haz generado en los blancos tiene una distribución espacial gaussiana sin la presencia de zonas focales calientes. El sistema de control de doble haz aplica un campo magnético de manera de ajustar dinámicamente la relación de corriente recibida en cada blanco.

Luego de pasar por el foil de extracción, el haz pasará por un colimador de haz antes de alcanzar al blanco correspondiente. El haz ingresa a la cámara del blanco a través de un conjunto de doble ventana montado en el sistema del blanco.

Blancos Nirta

El blanco irradiado se ubica en uno de los ocho puertos de irradiación disponibles, ubicados en el plano medio central del ciclotrón.

El colimador frontal posee una brida para el acople del target ubicada sobre la cámara del ciclotrón. El colimador recorta y da forma al haz de manera de preservar el target. Para reducir la exposición y activación del colimador, este está construido con grafito. La siguiente figura esquematiza la conexión mecánica del target al ciclotrón.

El cuerpo de los blancos está refrigerado mediante el mismo circuito cerrado de agua que refrigera los distintos sistemas del ciclotrón. Consisten en una cámara de blanco, una pestaña frontal y otra posterior. La pestaña frontal guía el buen ajuste del blanco al ciclotrón. Un pestillo permite un rápido y sencillo montaje y desmontaje del mismo, lo que reduce el nivel de dosis al personal durante el mantenimiento. El blanco posee dos ventanas conformadas por láminas finas de metal, una de Titanio separa la cámara de vacío del ciclotrón de la cámara de refrigeración por helio y la segunda de

Havar separa a esta última cámara del material del blanco donde se produce la reacción.

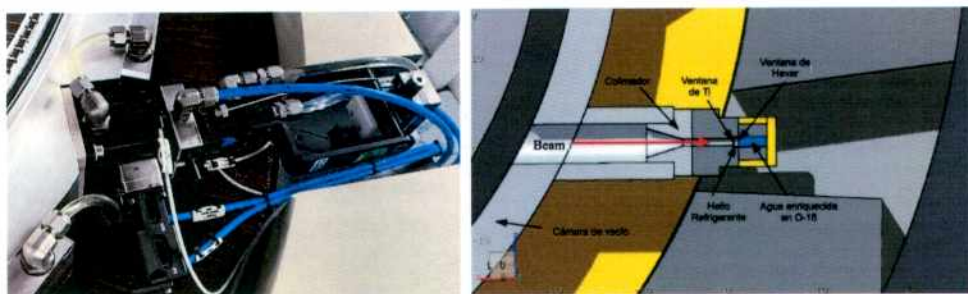


Figura 2.5: Blanco Nirta para producción de ^{18}F (izquierda). Esquema (derecha) basado en imagen de [16]

Blindaje de puerto de blancos

Estos blindajes se ubican directamente en la posición de cada blanco, cubriendo los puertos de salida de haz. De esta forma se reduce el flujo de neutrones en la cercanía del ciclotrón implicando una disminución en la activación de la capa interna del bunker y en la exposición del personal durante el mantenimiento del sistema.

El blindaje está constituido de materiales de alta sección eficaz para interacciones de scatter inelástico y de alta captura de neutrones térmicos, de manera que se maximiza la moderación de neutrones rápidos y la captura de los neutrones termalizados. El fabricante documenta que este blindaje puede resultar en una disminución del flujo de neutrones de hasta 10 veces, aunque no informa la composición y geometría exacta de los blindajes.

2.2. Método Monte Carlo

2.2.1. Introducción

El método Monte Carlo es una técnica numérica basada en secuencias de números aleatorios para obtener valores posibles para las variables del problema que se está estudiando. En términos prácticos, se utilizan generadores de números pseudoaleatorios que a partir de una semilla se genera una sucesión de números con periodos muy grandes. Las aplicaciones de este método se utilizan para un gran número de situaciones físicas y matemáticas.

Los valores de las variables se obtienen seleccionando números específicos en intervalos definidos utilizando distribuciones de probabilidad para tales variables. Las soluciones del problema se obtienen junto con las incertidumbres analizando los resultados de los valores de prueba. El cálculo producirá un resultado posible o representativo del proceso que se está modelando y la incertidumbre asociada se podrá reducir repitiendo el método utilizando análisis estadístico.

El uso de números aleatorios para la resolución de problemas matemáticos se remonta al siglo XVI, el matemático Georges-Louis Leclerc, Conde de Buffon, que desarrolló un método experimental para obtener la inversa de π .

Sin embargo, el uso práctico de números aleatorios en cálculo y la adopción del nombre "Monte Carlo" comenzó en Los Alamos durante el Proyecto Manhattan de la Segunda Guerra Mundial por John von Neumann y Stanley Ulam. En Los Alamos se introdujo el uso de reducción de varianza, particularmente las técnicas conocidas como Ruleta Rusa y Splitting [17] para aumentar la eficiencia del método.

En estos últimos años el interés en el método Monte Carlo ha ido aumentando debido a la necesidad de resolver problemas de transporte de radiación con precisión, desde la caracterización de aparatos de medición, efectos biológicos de la radiación en terapia de hadrones [18] hasta el estudio de blindajes para viajes espaciales [19].

2.2.2. Transporte de radiación

Una de las aplicaciones más utilizadas del método Monte Carlo es el transporte de partículas subatómicas, como neutrones, protones, electrones, etc. El modelado matemático de las interacciones en este tipo de problemas es muy complejo y no existe una solución exacta, excepto en muy pocos casos. Hay muchas técnicas determinísticas para el transporte de partículas pero en la mayoría de los casos la técnica Monte Carlo es la única capaz de brindar una solución.

2.2.3. Ecuación de transporte de neutrones

El neutrón puede considerarse como una partícula puntual ya que la longitud de onda de un neutrón es pequeña comparada con los espesores de materiales y el camino libre medio para las energías de interés. El neutrón queda completamente definido con la posición, $\vec{r}$, su dirección de movimien-

to, $\vec{\Omega}$ y su energía, E , al tiempo t [20]. Aparte del tiempo, estas coordenadas forman un espacio de fase de 6 dimensiones.

La población neutrónica en un material actúa como un *gas* y puede ser descrita con la ecuación de Boltzmann de la mecánica estadística. Se supondrá que la densidad neutrónica es lo suficientemente baja para que la colisión neutrón-neutrón sea despreciable, haciendo que la ecuación de Boltzmann sea lineal. Este modelo describe el comportamiento promedio de la población neutrónica. El método Monte Carlo, modela el movimiento individual de los neutrones y puede producir un resultado que difiere significativamente del comportamiento promedio en ciertas regiones localizadas.

Para describir la población neutrónica se utiliza la densidad angular $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$. Esta función define la densidad en un volumen $d\vec{r}$ alrededor de $\vec{r}$, viajando en dirección $d\vec{\Omega}$ alrededor de $\vec{\Omega}$ con una energía dE alrededor de E en un tiempo dt alrededor de t . El producto de la velocidad $\vec{v}$ y la densidad angular $\vec{v}N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ es llamado Flujo vectorial angular o Flujo vectorial, $\vec{\Psi}$. Una magnitud más utilizada es el Flujo angular Ψ , esta es la magnitud del Flujo vectorial angular, dada por:

$$\Psi = Nv \quad (2.6)$$

donde v es la rapidez de la partícula, $\vec{v} = v\vec{\Omega}$. El flujo angular tiene unidades de $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$. El flujo angular integrado en todas direcciones será proporcional a la tasa de reacción de neutrones a una determinada energía, posición y tiempo en el material. Esta integral se define como el flujo escalar o flujo total, Φ :

$$\Phi = \int_{4\pi} \Psi d\vec{\Omega} \quad (2.7)$$

La tasa de reacciones por unidad de volumen, R , está relacionada con el flujo a través de la constante de proporcionalidad Σ , la Sección macroscópica de la reacción de interés:

$$R = \Sigma\Phi \quad (2.8)$$

La fluencia angular se obtiene integrando el flujo angular en el tiempo, es igual a la cantidad de partículas por unidad de área y energía atravesando $\vec{r}$ en la dirección $d\Omega$ alrededor de Ω . Asimismo, el flujo escalar total es la integral en todas las direcciones de la fluencia angular. La corriente neta $\vec{J}$ será:

$$\vec{J} = \int_{4\pi} \vec{v} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\vec{\Omega} = \int_{4\pi} \vec{\Omega} \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\vec{\Omega} \quad (2.9)$$

La corriente neta en la dirección $\hat{n}$, donde $\hat{n}$ es un vector unitario, estará dada por el producto escalar de $\hat{n}$ y $\vec{J}$.

Para resolver problemas de transporte, el método Monte Carlo modela las trayectorias de diferentes interacciones entre neutrones y núcleos del material. La simulación de la trayectoria del neutrón se la denomina "Caminata Aleatoria". Involucra la evaluación de variables aleatorias asociadas a procesos físicos del transporte de la partícula. Cada trayectoria será una de las posibles trayectorias que puede seguir el neutrón luego de la interacción. Calcular una serie de Caminatas aleatorias es equivalente a realizar un experimento donde se libera desde la fuente una cantidad de neutrones igual a la cantidad de caminatas aleatorias. En el límite de números grandes de caminatas aleatorias, el resultado del cálculo por el método Monte Carlo llegará al mismo valor que una medición física.

Utilizando la definición de flujo angular, Ψ , la ecuación de Boltzmann se puede escribir:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) + \vec{\Omega} \cdot \nabla \Psi + \Sigma_t \Psi - S = \iint \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) \Sigma_s(\vec{r}; \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E, t) dE' d\vec{\Omega}' \quad (2.10)$$

donde el primer término representa la variación temporal de la densidad neutrónica $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$, el segundo representa a los neutrones que se escapan del volumen considerado, el tercero los neutrones que sufrieron una interacción y fueron absorbidos o dispersados en otra dirección y S es una fuente que no depende de Ψ . La integral de la derecha será la ganancia debido a neutrones que tenían otra dirección o energía y que fueron dispersados a la dirección y energía considerada. Σ_s es un kernel de scattering de neutrones con dirección $\vec{\Omega}'$ y energía E' que luego de la colisión tendrán dirección $\vec{\Omega}$ y energía E .

Si se define a s como la coordenada de la línea que pasa por $\vec{r}$ en dirección $\vec{\Omega}$, se pueden derivar las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned} t &= t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|} \\ \vec{r} &= \vec{r}_0 + s\vec{\Omega} \end{aligned}$$

donde t_0 y $\vec{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ son constantes arbitrarias.

Se puede escribir:

$$\frac{d}{ds} \Psi \left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|} \right) + \Sigma \Psi \left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|} \right) = \Gamma \left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|} \right) \quad (2.11)$$

Se definió $\Gamma \left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|} \right)$ como:

$$\Gamma \equiv S + \iint \Sigma_s \left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}; \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E \right) \Psi \left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}', E', t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|} \right) d\vec{\Omega}' dE' \quad (2.12)$$

Operando sobre la ecuación se puede obtener la forma integral de la ecuación de Boltzmann:

$$\Psi \left(\vec{r}_0, \vec{\Omega}, E, t_0 \right) = \int_{-\infty}^0 ds \left[e^{\int_0^s \Sigma(\vec{r}_0 - s'\vec{\Omega}, E) ds'} \Gamma \left(\vec{r}_0 + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t_0 + \frac{s}{|\vec{v}|} \right) \right] \quad (2.13)$$

El flujo angular en un punto puede ser expresado como integrales sobre todas las fuentes posibles y trayectorias de vuelos dirigidas a ese punto con la energía, dirección y tiempo apropiados. Esta ecuación puede escribirse en término de operadores:

$$\Psi = \mathbf{K}\Psi + S' \quad (2.14)$$

$\mathbf{K}$ es el operador integral y S' la fuente atenuada. Se obtiene la solución para el flujo:

$$\Psi = \sum_{i=0}^{\infty} \Psi_i \quad (2.15)$$

donde los términos son:

$$\begin{aligned} \Psi_i &= \mathbf{K}\Psi_{i-1} \\ \Psi_0 &= S' \end{aligned}$$

Matemáticamente, la solución obtenida se denomina serie de von Neuman. La interpretación física del formalismo desarrollado es particularmente apropiada en el vínculo entre los términos de la serie y los procesos físicos involucrados. El método estima la solución en serie de Von Neuman de la forma integral de la ecuación de transporte. El término Ψ_0 se refiere al flujo primario proveniente de la fuente de emisión sin sufrir colisiones, mientras que los términos Ψ_i son las contribuciones de scattering a orden i obtenidas a partir del kernel de scattering $\mathbf{K}$. La técnica Monte Carlo estima Ψ_0 siguiendo a las partículas que no han sufrido colisiones, Ψ_1 con las que sufrieron una colisión, etc.

2.2.4. Consideraciones generales de la simulación

Definición de la fuente

Una función fuente S define la distribución de probabilidad de todos los parámetros de todas las partículas emitidas. Los parámetros incluyen coordenadas y grados internos de libertad, como posición inicial $\vec{r}_0$, dirección $\vec{\Omega}_0$ y energía E_0 , junto con el tipo de partícula que se emitirá. Si hay mas de un tipo de partícula, se debe especificar la distribución discreta del tipo de partícula. Se pueden simular varias partículas a la vez con el método Monte Carlo, pero para la mayoría de problemas esto no es necesario, las partículas pueden simularse una por vez. El resultado final, por la linealidad de la ecuación de Boltzmann, puede reescalararse para considerar el número total de partículas de cada tipo que se emite por la fuente.

Se debe definir la distribución espacial, angular y de energía. La fuente puede localizarse en un punto, ocupar un volumen o una superficie. La distribución espacial para estos dos últimos casos debe especificarse.

Geometría

Cuando se define la geometría, se debe tener en cuenta, qué objetos necesitan ser incluidos en la simulación y qué tan grande será el volumen total. Las condiciones de contorno habituales requieren que las partículas que hayan abandonado el volumen de la simulación sean eliminadas. Hacer un volumen muy pequeño de simulación puede introducir errores sistemáticos debido a la pérdida de partículas que podrían haber sido dispersadas nuevamente dentro de la detección, por otro lado, si el volumen es muy grande, la simulación será muy lenta ya que se hará seguimiento de partículas que no serán luego

detectadas.

Física

En la planificación de la simulación se debe definir qué tipo de partículas serán simuladas. Si la fuente emite fotones se debe especificar si serán transportados electrones delta y positrones. Si se considerará el bremsstrahlung al transportar electrones. Para cada tipo de partícula se debe definir un rango de energía. Cuando la energía de una partícula tiene un valor menor a la energía mínima de corte, la trayectoria de la partícula se termina. Para cada tipo de partícula también se debe especificar qué tipo de interacciones se tendrán en cuenta. Para cada interacción se debe especificar un modelo físico, secciones eficaces y todos los parámetros del modelo necesarios para cada material presente en la simulación teniendo en cuenta todas las energías dentro del rango permitido.

Tallies

La resolución de problemas de transporte con simulaciones Monte Carlo tiene dos partes: generar las trayectorias de las partículas y recolectar información de las trayectorias de las partículas para estimar cantidades de interés. Esta segunda parte se denomina Tally de una simulación. Hay muchos tipos de tallies que se pueden usar, como fluencia en un punto, flujo, energía depositada en un material, etc.

2.2.5. Interacciones neutrónicas

El neutrón al atravesar la materia sigue trayectorias rectilíneas hasta que interactúa con un núcleo o nucleón del material. Esta interacción puede ser dispersiva, donde el neutrón cambie de dirección y su energía. El neutrón también puede ser absorbido por el núcleo, incorporándolo y emitiendo otras partículas, como fotones, neutrones o protones.

La probabilidad de interacción de un neutrón con un núcleo de un material por unidad de recorrido se define como Sección eficaz macroscópica Σ . Esta sección eficaz tiene unidades recíprocas de longitud, generalmente cm^{-1} . La sección eficaz microscópica, σ , se relaciona con la sección eficaz macroscópica mediante la ecuación

$$\Sigma = N\sigma \quad (2.16)$$

donde N es la densidad de núcleos en el material, $N\text{cm}^{-3}$. La sección eficaz microscópica σ tiene unidades de cm^2 , se la considera como el área efectiva del núcleo que “ve” el neutrón. La unidad que se utiliza generalmente para la sección eficaz es el *barn*, que es igual a 10^{-24} cm^2 . La sección eficaz de los neutrones dependen de la energía del neutrón, el número de protones y neutrones en el núcleo y el tipo de reacción considerada. La sección eficaz total de interacción para un material es igual a la suma de las secciones eficaces para todas las reacciones permitidas entre el núcleo y el neutrón a una determinada energía. La sección eficaz total se define como:

$$\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a \quad (2.17)$$

donde Σ_s es la sección eficaz de scattering o dispersión y Σ_a es la sección eficaz de absorción. La probabilidad de no absorción será entonces $1 - \Sigma_a/\Sigma_t$

Para un medio isotrópico, homogéneo, la probabilidad de una colisión es constante a lo largo de la trayectoria del neutrón independientemente de su dirección de movimiento. La distribución de colisiones será:

$$\frac{dn}{dx} = -\Sigma_t n \quad (2.18)$$

donde n es el número de neutrones que realizan un vuelo de longitud x antes de sufrir una colisión. El número de neutrones viajando una distancia x entre colisiones estará dado por:

$$n(x) = n(0)e^{-\Sigma_t x} \quad (2.19)$$

La distancia media que viajará un neutrón antes de colisionar será:

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\Sigma_t x} dx}{\int_0^\infty e^{-\Sigma_t x} dx} = \frac{1}{\Sigma_t} \quad (2.20)$$

λ es el camino libre medio: la distancia que viaja en promedio un neutrón antes de colisionar.

2.2.6. Transporte de partículas neutras

Las coordenadas iniciales de fase de la partícula primera se obtienen por la función fuente $S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$. Una vez que la fuente emite una partícula, la

trayectoria se genera hasta que la partícula sea absorbida, salga del dominio computacional o tenga una energía menor al límite de corte. Si se crean partículas de segunda o mayor generación, se las trata de la misma manera.

En un medio homogéneo el camino libre medio λ está distribuido exponencialmente

$$f_\lambda(t) = \Sigma \exp(-\Sigma t) \quad (2.21)$$

donde Σ es la sección eficaz macroscópica total y t es la distancia. Utilizando el método inverso [21]:

$$\lambda = -\frac{1}{\Sigma} \ln(\gamma) \quad (2.22)$$

donde γ está distribuida uniformemente entre 0 y 1. Una vez que se obtiene λ , se puede obtener el punto de la próxima interacción $\vec{r}'$. Si la partícula parte del punto $\vec{r}$ en dirección $\vec{\Omega}$

$$\vec{r}' = \vec{r} + \vec{\Omega}\lambda \quad (2.23)$$

Si el punto $\vec{r}'$ está fuera del volumen computacional la partícula se elimina y comienza el transporte de la partícula siguiente. De no ser así, se simula una interacción en este punto y si la partícula sobrevive a la interacción se calcula el nuevo camino libre medio.

Luego de la determinación del camino libre medio se debe determinar el tipo de interacción. El tipo de interacción es un número aleatorio discreto. Si el número total de interacciones es k , la distribución de este número aleatorio está dado por las probabilidades: $p_1, p_2, \dots, p_k$. La probabilidad p_i es el cociente de la sección eficaz del tipo i y la sección eficaz total

$$p_i = \frac{\sigma_i}{\sigma} \quad i = 1, 2, \dots, k \quad (2.24)$$

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \dots + \sigma_k \quad (2.25)$$

Las interacciones pueden clasificarse en

- Absorción: La historia de la partícula se termina
- Dispersión: Cambia el momento de la partícula. Si la energía cae debajo del límite de corte, la historia se termina. De lo contrario, sigue con un nuevo momento al siguiente punto de interacción.

- **Conversión:** La partícula primaria desaparece y se crean una o más partículas nuevas.
- **Multiplicación:** Luego de la colisión emergen dos o más partículas primarias. De acuerdo a la indistinguibilidad cuántica, no se puede determinar cuál es la partícula primaria de las partículas emergentes. La convención, con fines prácticos para la simulación, es que la partícula de mayor energía es la partícula primaria.

Luego de la interacción de una partícula con un átomo, la capa electrónica o el núcleo puede sufrir una transición a un estado excitado. El decaimiento posterior puede producir partículas energéticas como fotones y electrones capaces de ionizar el medio. Si se producen partículas secundarias, sus parámetros se guardan en la memoria. Se suele utilizar un arreglo llamado "Pila" en donde se guardan: tipo de partícula, peso, coordenadas de su origen, energía inicial y dirección $\vec{\Omega}$. Peso no se refiere a la masa, es un parámetro que se utiliza en técnicas de reducción de varianza. Luego de que la historia de una partícula finaliza se genera la coordenada de fase de la siguiente partícula. Si hay más de una partícula en la pila, se lee la partícula de menor energía. Luego de que todas las partículas de la pila se hayan simulado, una partícula nueva puede ser emitida de la fuente.

Transporte de fotones

A altas energías del fotón, el proceso más probable es formación de pares, mientras que a energías medias (rango del MeV), el más probable es la dispersión Compton. En ambos procesos los electrones secundarios devuelven la energía al sistema en forma de electrones que pueden volver a generar fotones por medio de bremsstrahlung. Este ciclo multiplicativo se conoce como "Electromagnetic cascade shower". El tercer proceso interactivo y la dispersión coulombiana múltiple por los electrones de los átomos, perturban el haz a bajas energías. Esta última junto con la dispersión Compton generan una dispersión lateral en el haz. El efecto neto en dirección longitudinal genera un aumento en cantidad de partículas y una disminución en su energía media en cada paso del proceso.

Las resoluciones analíticas del problema de esta serie de procesos parten de un sistema de ecuaciones integrodiferenciales que son muy difíciles de resolver sin realizar aproximaciones muy grandes, como tener en cuenta sólo Producción de pares y Bremsstrahlung y despreocuparse del resto de interacciones. Aunque se lo aplique sólo en la dirección longitudinal sigue teniendo una

matemática muy compleja [22].

El método Monte Carlo es una mejor opción para la resolución del problema, ya que no sólo se puede incluir todas las interacciones, sino que también se pueden modelar geometrías arbitrarias. Además, pueden tenerse en cuenta otras interacciones menores como la producción de fotoneutrones, cuando se requiere mayor precisión.

2.2.7. Transporte de partículas cargadas

Entre las partículas cargadas se encuentran los protones, electrones y positrones. Los protones al atravesar la materia interactúan de tres maneras diferentes: son frenados por medio de la interacción coulombiana con los electrones atómicos, dispersados por la interacción coulombiana con los núcleos atómicos o pueden sufrir colisiones con los núcleos que produzcan partículas secundarias.

Los electrones y positrones al atravesar la materia pierden energía por dos procesos: colisión y por bremsstrahlung. Con la colisión el átomo queda en estado excitado o ionizado. Si el electrón eyectado tiene suficiente energía para ionizar otros átomos se lo denomina rayo delta, pero en la mayoría de las interacciones el electrón saldrá con muy poca energía depositando toda su energía localmente. La pérdida de energía por bremsstrahlung es uniforme con fotones secundarios con energías comprendidas entre cero y la energía cinética máxima de la partícula primaria. A bajas energías las pérdidas por colisión son predominantes y a altas energías las pérdidas serán mayormente por bremsstrahlung. La energía en la que la probabilidad de los dos procesos coinciden se denomina "Energía crítica". Luego el fotón generado por bremsstrahlung interactuará con la materia por medio de algunos de los tres procesos (Efecto fotoeléctrico, Dispersión Compton y Producción de pares) dependiendo de la energía del fotón y del material. El positrón además puede sufrir una aniquilación que se produce por la colisión con un electrón del medio, luego de la colisión se emiten dos fotones de 511 keV cada uno en sentidos opuestos.

La técnica más precisa de la técnica Monte Carlo para las partículas cargadas es el algoritmo que toma en cuenta cada interacción (evento por evento) donde todas las interacciones se simulan explícitamente y las partículas viajan en trayectorias rectilíneas con energía constante hasta la siguiente interacción. En este caso se utiliza el mismo algoritmo que para las partículas neutras. El inconveniente de esta técnica es la lentitud del algoritmo debido a que la sección eficaz suele ser varios órdenes de magnitud más grande para

las partículas cargadas que para las partículas neutras. Se puede ver en la figura 2.6 la trayectoria de tres protones en agua [23]. Cada punto en la figura representa una colisión inelástica. La figura muestra que el camino libre medio es de sólo nanómetros.

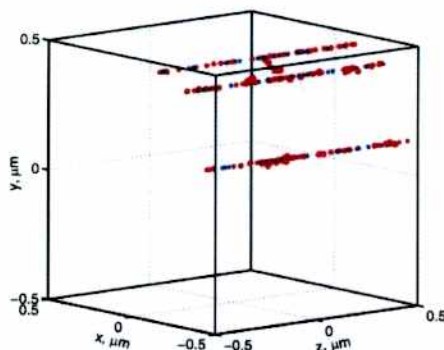


Figura 2.6: Trayectorias de protones de 10 MeV en agua

La solución estándar a este problema es el uso de algoritmos de historia condensada. Todas las interacciones pueden considerarse “catastróficas” o “suaves”, dependiendo de la energía perdida por la partícula cargada en la colisión. Si ΔE excede un umbral de Energía E_c , la colisión se considera catastrófica, de lo contrario se la considera suave. La elección de E_c depende del nivel deseado de precisión. Eligiendo $E_c = 0$ maximiza la precisión, haciendo que todas las colisiones se simulen explícitamente. Las múltiples colisiones suaves se aproximan utilizando una teoría de scattering múltiple. La aniquilación de positrones se la considera catastrófica. Estas teorías predicen distribuciones de probabilidad de los parámetros de partículas luego de que haya viajado una cierta distancia. Son aplicables sólo a pequeñas distancias, por eso la trayectoria de la partícula cargada entre colisiones catastróficas se realiza paso a paso. El tamaño del paso en un algoritmo de historia condensada es un parámetro importante que debe optimizar el balance entre velocidad computacional y precisión.

Pérdida continua de energía

En las colisiones discretas, las partículas secundarias con energías superiores a E_c se crean y se transportan. Las pérdidas continuas de energía son resultado de las interacciones en las que la energía transferida a las partículas secundarias es menor al umbral de energía de transporte discreto. Las partículas secundarias creadas serán fotones de bremsstrahlung suaves o electrones

atómicos de baja energía. La pérdida total de energía por unidad de recorrido será:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Total} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Bremsstrahlung} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{e^- \text{ atómicos } E < E_c} \quad (2.26)$$

El primer término de la derecha es aproximadamente el mismo para electrones y positrones y despreciable para protones. Para protones esta pérdida es menor al 0.1 % para energías mayores a 1 MeV [24]. Para el cálculo de este término se suele utilizar la aproximación de Born con correcciones empíricas.

El segundo término se aproxima con la ecuación de Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.27)$$

donde $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, I es la energía media de excitación, δ la corrección por el efecto densidad, T_{max} es la energía máxima que se puede impartir a un electrón libre en una sola colisión. Estos parámetros se suelen obtener de tablas.

Scattering múltiple

Cuando una partícula cargada atraviesa un material sufre un gran número de colisiones que cambian su dirección pero el cambio en la energía es muy pequeño, como se mencionó anteriormente, realizar una simulación de cada una de las interacciones de scattering no es eficiente. Los eventos de scattering elástico se suelen agrupar en grandes pasos y caracterizar el movimiento en una traslación longitudinal y un desplazamiento lateral sumado a un ángulo de scattering Θ obtenido de una función distribución de Scattering múltiple.

Hay diferentes modelos para la distribución angular, el modelo más conocido es la teoría de Fermi-Eyges [25], que describe la evolución de una distribución espacial y angular de partículas propagándose por la materia con la suposición de que las partículas sufren muchos eventos de scattering de pequeño ángulo. Esta teoría es más precisa para protones e iones pesados porque estas partículas se dispersan con pequeños ángulos en las interacciones con los átomos en el medio. La teoría más precisa para electrones y positrones es la teoría de Goudsmith y Saunderson [26] que permite los eventos de scattering a ángulos grandes. Otra teoría es la teoría de Molière [27] que a pesar de que fue diseñada para scattering de ángulos pequeños, con

pequeñas modificaciones puede predecir scattering de grandes ángulos de una forma muy parecida a la teoría de Goudsmith y Saunderson.

Interacción con un núcleo

Los protones pueden sufrir una dispersión elástica en su movimiento debido a las interacciones coulombianas con los núcleos o pueden sufrir interacciones inelásticas en las que el protón ingresa al núcleo y este núcleo luego puede emitir un protón, deuterón, tritón, iones más pesados o uno o más neutrones. Para energías bajas se pueden modelar las interacciones usando teorías de frenado continuo [28], para energías intermedias y altas las interacciones pueden modelarse como una cascada intranuclear [29] con una probabilidad de emisión de partículas secundarias. Para esto se debe conocer la probabilidad de interacción nuclear y las características de la emisión de partículas secundarias. Estas interacciones suele describirse utilizando secciones eficaces. Las secciones eficaces en función de la energía de los protones pueden obtenerse de tablas o a través de parametrizaciones o modelos.

2.3. Magnitudes dosimétricas

2.3.1. Kerma

Hay dos magnitudes fundamentales relacionadas con la deposición de energía en un material. El primero es el Kerma (Siglas de Kinetic Energy Released per unit Mass), relevante en interacciones de partículas neutras. Se corresponde con la energía cinética transferidas a las partículas cargadas dentro de un volumen y se define en términos de la energía transferida ϵ_{tr}

$$\epsilon_{tr} = R_{in} - R_{out} - \sum Q \quad (2.28)$$

donde R_{in} y R_{out} son las energías radiantes entrantes y salientes del volumen y $\sum Q$ es el cambio de la masa en reposo en el volumen [30]. La energía radiante saliente no incluye la energía creada en el volumen y el cambio de masa en reposo puede ser positiva o negativa. Cuando la masa se convierte en energía en el volumen $\sum Q$ es positiva y negativa cuando es el proceso inverso.

El kerma se define como el cociente $d\epsilon_{tr}/dm$ donde $d\epsilon_{tr}$ es la suma media de todas las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas libe-

radas en una masa dm de un material por las partículas sin carga incidentes en dm

$$K = \frac{d\epsilon_{tr}}{dm} \quad (2.29)$$

El kerma para fotones está dado en términos de la fluencia de energía, Ψ , y el coeficiente másico de transferencia de energía μ_{tr}/ρ

$$K = \int_E \Psi(E) \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) dE \quad (2.30)$$

mientras que para neutrones, está dado en términos de la fluencia de partículas

$$K = \int_E \Phi(E) \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) E dE \quad (2.31)$$

Luego de la transferencia de energía a las partículas cargadas (principalmente electrones y positrones en el caso de fotones y núcleos en el caso de neutrones), las partículas cargadas perderán energía a través de interacciones en el volumen. Estas pérdidas pueden ser por pérdidas radiativas (bremsstrahlung en el caso de electrones o aniquilación en el caso de positrones) o por colisiones coulombianas. El kerma puede dividirse en dos componentes: kerma colisional (K_c) y kerma radiativo (K_r).

El kerma colisional excluye las pérdidas radiativas por las partículas cargadas. Para una fluencia Φ de partículas sin carga con energía E , el K_c estará dado por:

$$K_c = \Phi E \frac{\mu_{en}}{\rho} = \Phi E \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) (1 - g) \quad (2.32)$$

donde μ_{en}/ρ es el coeficiente de absorción de energía y g la fracción de pérdida de energía por procesos radiativos.

2.3.2. Dosis

La dosis absorbida puede ser definida de manera similar al kerma. La dosis se define a partir de la energía impartida ϵ que está dada por:

$$\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \sum Q \quad (2.33)$$

donde $(R_{in})_u$ y $(R_{out})_u$ son las energías radiantes sin carga entrando y saliendo del volumen y $(R_{in})_c$ y $(R_{out})_c$ son las energías radiantes con carga entrando y saliendo del volumen y $\sum Q$ es igual al de la Ecuación 2.28.

La dosis absorbida se define como

$$D = \frac{d\epsilon}{dm} \quad (2.34)$$

Existen dos magnitudes de protección para especificar límites de exposición que garanticen que la incidencia de efectos estocásticos se mantiene por debajo de niveles inaceptables y que se evitan efectos determinísticos en las personas expuestas a la radiación. La primera es la Dosis equivalente en un órgano o tejido, H_T , definida por

$$H_T = \sum_R \omega_R D_{T,R} \quad (2.35)$$

donde ω_R es el factor de ponderación para la radiación R y $D_{T,R}$ la dosis absorbida en el órgano o tejido T debido a la radiación R .

La Dosis Efectiva, E , tiene en cuenta las contribuciones de órganos individuales y tejido al detrimento total de la radiación para efectos estocásticos. Se define como

$$E = \sum_T \omega_T H_T = \sum_T \omega_T \sum_R \omega_R D_{T,R} \quad (2.36)$$

donde ω_T es el factor de ponderación para el tejido T y $\sum \omega_T = 1$. La unidad de la dosis equivalente y la dosis efectiva es el Sievert ($Sv = J/kg$).

En la práctica, las magnitudes relacionadas con la protección del cuerpo, la dosis equivalente y dosis efectiva, no son mensurables. Para la evaluación de la dosis efectiva o de las dosis equivalentes medias se utilizan magnitudes operacionales. Estas magnitudes se definen a partir de una dosis equivalente en un fantoma que aproxima a un cuerpo humano. El fantoma seleccionado se denomina Esfera ICRU [31], es una esfera tejido equivalente de 30 cm de diámetro compuesta por una material con una densidad de 1 g/cm^3 y una composición másica de 76.2 % oxígeno, 11.1 % carbono, 10.1 % hidrógeno y 2.6 % nitrógeno. También se definen campos de radiación derivados del campo de radiación real. Para caracterizar estos campos derivados se utilizan los

términos “expandido” y “alineado”. En el campo expandido, la fluencia y su distribución direccional y de energía tienen el mismo valor en todo el volumen de interés, y es igual al campo real en el punto de referencia. En el campo expandido y alineado, la fluencia y su distribución de energía son la misma en todo el volumen como en el campo expandido, pero la fluencia es unidireccional. Se muestra en la Figura 2.7 una representación de un campo alineado y expandido, obtenido de [32].

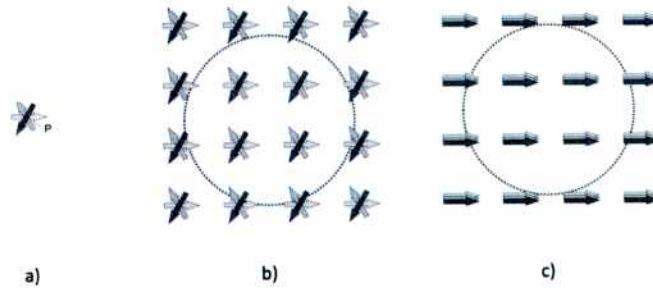


Figura 2.7: Representación de a) un campo de radiación real con tres componentes en direcciones diferentes, b) un campo de radiación expandido y c) un campo de radiación alineado y expandido. El círculo punteado muestra el tamaño requerido para el campo. En c) las tres flechas son coincidentes, por razones de claridad se muestran en secuencia.

Dentro de estas magnitudes operacionales, para el monitoreo de áreas se encuentra el Equivalente de Dosis Ambiental, $H^*(d)$, se define en un punto como la dosis equivalente que sería producida por el campo correspondiente alineado y expandido en la esfera de ICRU a una profundidad radial d opuesta a la dirección del campo alineado. Para radiación fuertemente penetrante se recomienda utilizar una profundidad de 10 mm. El Equivalente direccional, $H'(d, \Omega)$, se define como la dosis equivalente que se produciría por el correspondiente campo expandido en la esfera ICRU a una profundidad, d , y en un radio en la dirección, Ω , especificada.

La dosis ambiental, $H^*(10)$, se puede calcular a partir de la fluencia de partículas en un determinado volumen utilizando coeficientes que dependen de la energía de la partícula

$$H^*(10) = \int_0^{E_{max}} \phi \left(\frac{\text{neutrones}}{cm^2 s} \right) \kappa (\mu Sv cm^2) dE \quad (2.37)$$

La dependencia en energía del coeficiente κ se encuentra publicada en el

documento ICRP 74 [33], ver 2.8.

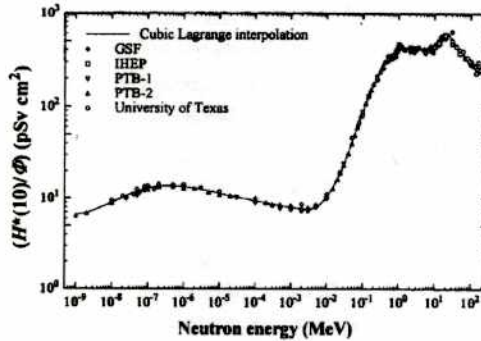


Figura 2.8: Coeficiente para la determinación de $H^*(10)$ por flujo neutrónico.

2.4. PHITS: Particle and Heavy Ion Transport System

Se han desarrollado diferentes códigos que utilizan el método Monte Carlo para simular el transporte de partículas. Entre los más utilizados se encuentran PENELOPE [34], MCNP [35], Fluka [36], Geant4 [37] y uno de los más recientes: PHITS [38]. Este último fue desarrollado por la Agencia de Energía Atómica de Japón con aplicaciones en diseño de aceleradores, protección radiológica, diseño de blindajes, física médica y ciencias espaciales.

PHITS puede transportar a la mayoría de partículas con energías de hasta 1 TeV (por nucleón para iones) usando diferentes modelos de reacciones nuclear (JAM, JQMD, NRF) y librerías (ver Figura 2.9).

El código fuente, los archivos ejecutables, librerías y utilidades gráficas están integradas en un solo paquete de distribución gratuita a través de un formulario. El código fuente está escrito en Fortran. La geometría de la simulación se escribe como Geometría General (GG) de una manera similar a MCNP. Utilizando diferentes tallies se puede obtener deposición de energía, trayectorias, rendimiento de producción, entre otros.

Para el transporte de electrones, positrones y fotones utiliza en código de transporte EGS-5. Para el transporte de neutrones a energías relevantes en este trabajo se utilizan los datos de la librería JENDL-4.0 (Japanese evaluated nuclear data library).

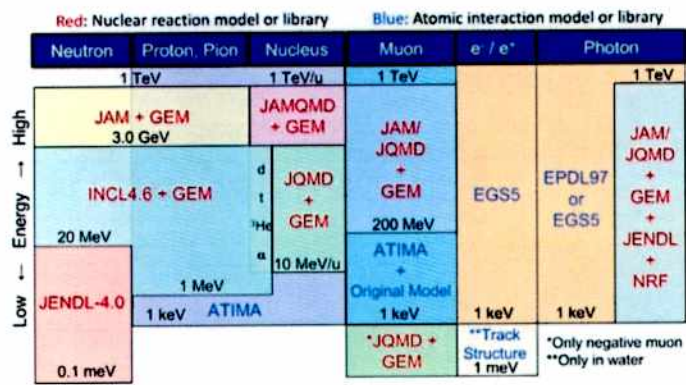


Figura 2.9: Mapa de modelos de reacciones nucleares y librerías de datos que se utilizan en PHITS.

2.4.1. EGS

El código EGS es un paquete de propósito general para la simulación por Monte Carlo del transporte acoplado de electrones, positrones y fotones en una geometría arbitraria para partículas con energías desde algunos keV hasta cientos de GeV (dependiendo del número atómico del material) [22].

CSDA

Se utilizan las fórmulas de Berger y Seltzer [39] para el cálculo del Poder de frenado restringido. Las tablas para Energía media de ionización I y el Efecto densidad δ contienen numerosos materiales. Para los compuestos que no se encuentran en las tablas se calculan estas magnitudes utilizando el método de Sternheimer y Peierls [40].

Scattering múltiple

Actualmente el código EGS5 ofrece dos opciones para las funciones de distribución de scattering múltiple, una basada en la teoría de Molière y una nueva basada en la aproximación de Goudsmit-Saunderson. Esta última corrige efectos relativistas y de spin que no son tenidos en cuenta en la teoría de Molière.

2.4.2. Transporte de fotones

Por defecto en EGS5 se tiene en cuenta el Efecto fotoeléctrico, Dispersión Compton y Producción de pares. El efecto Rayleigh se incluye pero no está predeterminado por defecto. Estas interacciones tienen una sección eficaz muy pequeña, por lo tanto pueden ser consideradas individualmente. Los fotones en EGS5 viajan con trayectorias rectilneas y energía constante entre interacciones. El procedimiento del transporte de fotones es el siguiente:

1. Calcular el camino libre medio λ para el fotón en la posición actual considerando la energía y el material.
2. Con la Ec. 2.22 calcular la distancia que viajará la partícula (t_1).
3. Calcular d , la distancia a la frontera más cerca en la dirección del fotón.
4. Definir t_2 como el valor más pequeño de t_1 y d . Transportar a la distancia t_2 .
5. Si $t_2 = t_1$ se debe realizar una interacción, salir del loop.
6. Este paso se alcanza si $t_2 = d$, esto quiere decir que se llegó a una frontera. Si la nueva región es de un material diferente, ir al punto 1. De otra manera, ir al paso 2.

En las regiones donde hay vacío, $\sigma = 0$ ($\lambda = \infty$) y se utiliza un código especial para tener en cuenta esta situación.

2.5. Modelado de Ciclotrón

2.5.1. Geometría

La geometría total real del ciclotrón no se informa desde la empresa y debido a su complejidad se aproximó con un modelo computacional más simple utilizando manuales y mediciones in situ del ciclotrón para luego escribirlas en el código PHITS. El modelo se basó en aproximaciones realizadas en [41] y [42].

2.5.2. Parámetros

- EGS5 activado para transporte de e^- , e^+ , ph . $E_{cut,e^-} = E_{cut,e^+} = 0,1$ MeV $E_{cut,\gamma} = 0,001$ MeV
- Librerías de JENDL 4.0 para neutrones $E_{min,n} = 1,0 \cdot 10^{-11}$ MeV, $E_{max,n} = 20,0$ MeV
- Uso de INCL para reacciones $p+$, n , π , d , t , 3He , 4He . $E_{min,INCL} = 1,0$ MeV $E_{max,INCL} = 3000,0$ MeV

2.5.3. Definición de Fuente

La fuente se definió de acuerdo a la publicación [42], como un haz de protones circular perpendicular a la dirección de propagación x con una distribución gaussiana de $FWHM_{\Delta y} = FWHM_{\Delta z} = 0,5$ cm. La distribución de energía se definió como una gaussiana centrada en 18 MeV y $FWHM_{\Delta E} = 0,3$ MeV. Para la irradiación simple haz se ubicó a la fuente frente a uno de los blancos y para la irradiación doble haz se distribuyó con igual peso relativo a dos puntos frente a cada blanco.

2.5.4. Materiales

El agua del target está enriquecida al 100 % por ^{18}O .

El concreto utilizado en el bunker es el publicado en [43] con una densidad de 2.35 g/cm².

Elemento	Fracción en peso	Elemento	Fracción en peso
H	1.00	C	0.10
O	52.91	Na	1.60
Mg	0.20	Al	3.39
Si	33.70	K	1.30
Ca	4.40	Fe	1.40

Cuadro 2.2: Composición de concreto

El material Havar[®] es una aleación basada en cobalto compuesta por:

Elemento	Fracción atómica	Elemento	Fracción atómica
Be	0.3	C	1.0
Cr	22.2	Mn	1.7
Fe	18.1	Co	41.6
Ni	12.8	Mo	1.4
W	0.9		

Cuadro 2.3: Composición de Havar[®]

El tratamiento térmico de los materiales se realizó utilizando tablas de JENDL-4.0 para H en Agua en el target y para H en polietileno para el blindaje de neutrones del target. Ambos tratamientos se eligieron a una temperatura de 296 K.

Capítulo 3

Resultados

3.1. Flujo de Neutrones

Se calculó el flujo neutrónico alrededor del ciclotrón para una irradiación a simple haz de $100\text{ }\mu\text{A}$. El cálculo se hizo en un *mesh* de $300\times 300\text{ cm}$ en el plano x-y a la altura central del ciclotrón ($z=0$), con $\Delta x = \Delta y = 1\text{ cm}$ y la fuente se configuró para $1\text{E}9$ protones.

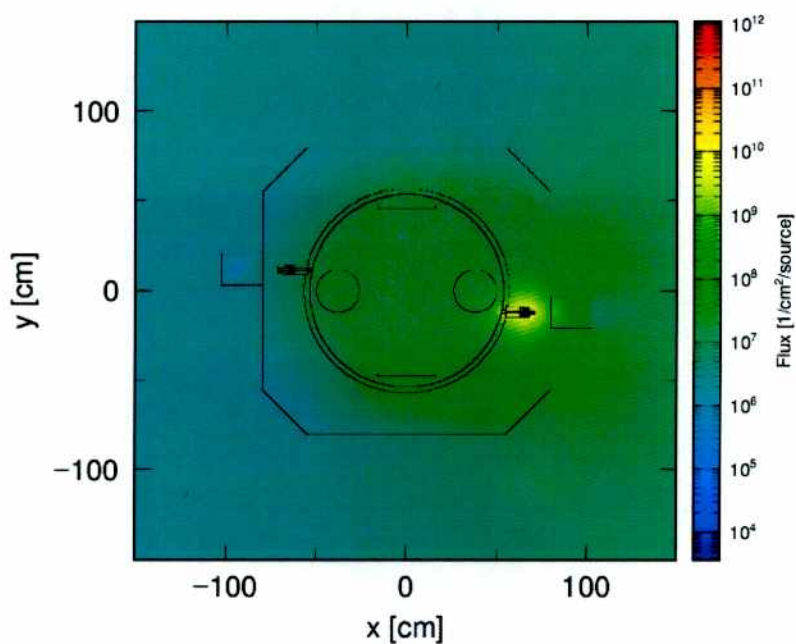


Figura 3.1: Flujo neutrónico alrededor del ciclotrón

3.2. Dosis debido a neutrones y gamma

El cálculo del Equivalente de dosis ambiental, $H^*(10)$, se realizó utilizando un multiplicador en un tally de flujo que realiza la transformación de fluencia a dosis ambiental. La tarjeta que se utiliza para este cálculo es Multiplier y el código del coeficiente de conversión para obtener $H^*(10)$ es ID=-200.

3.2.1. Mapa de dosis

Se realizó un mapa de la dosis ambiental $H^*(10)$ para una irradiación de doble haz de $2 \times 75 \mu\text{A}$. El cálculo se hizo en un *mesh* de 300×300 cm en el plano x - y a la altura central del ciclotrón ($z=0$), con $\Delta x = \Delta y = 1$ cm.

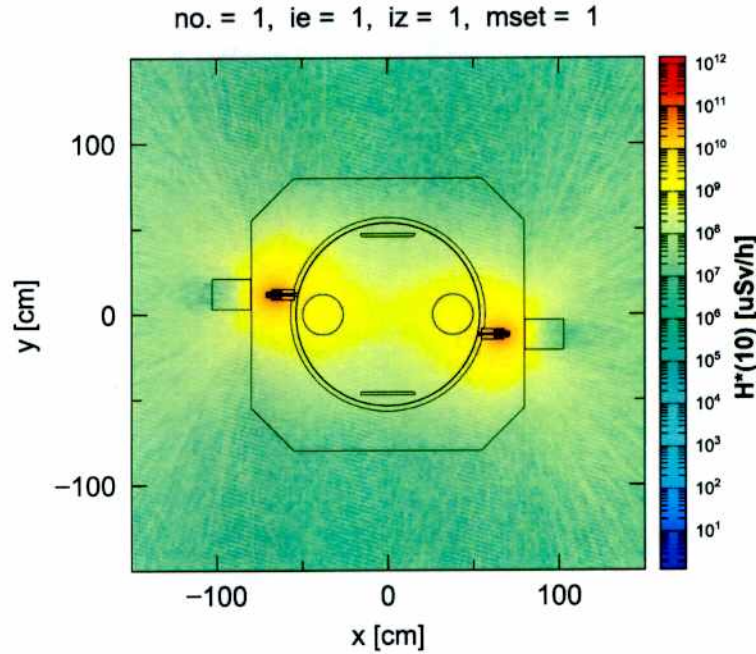


Figura 3.2: Mapa de dosis $H^*(10)$ calculada con PHITS

3.2.2. Dosis en profundidad

Se realizó un cálculo de Equivalente de dosis ambiental en profundidad frente al blanco para una irradiación a simple haz de 100 μA .

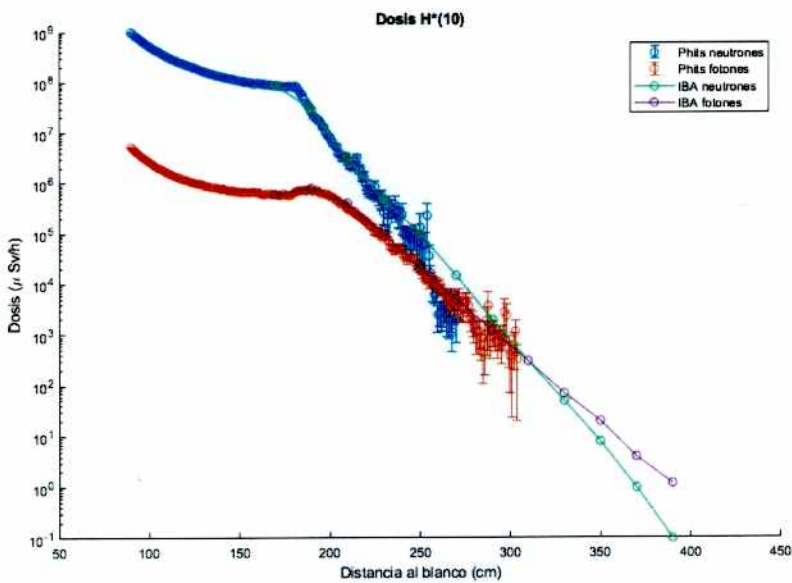


Figura 3.3: $H^*(10)$ calculada con PHITS y $H^*(10)$ informada por IBA para neutrones y fotones.

También se calculó un perfil transversal de Equivalente de dosis ambiental $H^*(10)$ a 1 metro del blanco simulando una irradiación a doble haz de 2x75 μA . El perfil se realizó sobre el eje y que se ve en la Figura 3.4 en el intervalo $(-200, 200)$ con un $\Delta y = 2$ cm.

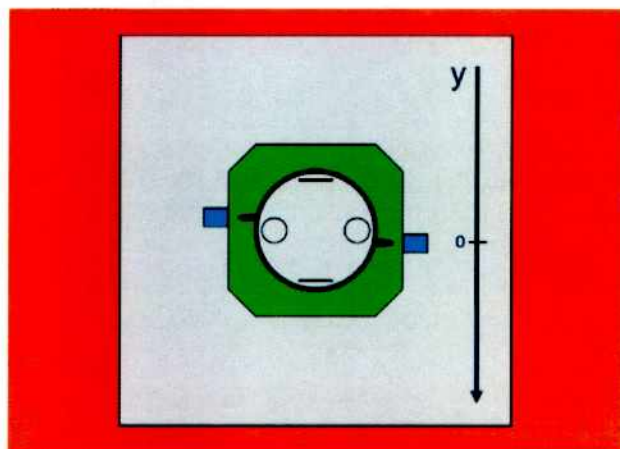


Figura 3.4: Eje sobre el que se calculó el Equivalente dosis ambiental

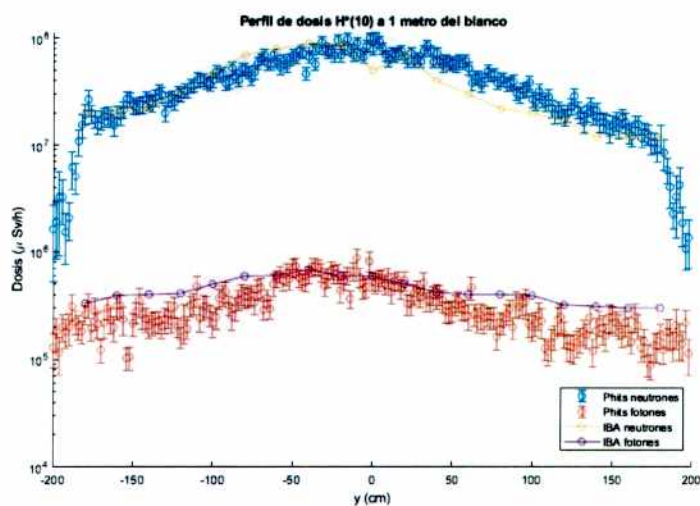


Figura 3.5: Perfil de $H^*(10)$ calculada con PHITS y $H^*(10)$ informada por IBA para neutrones y fotones.

3.3. Efecto sobre las ventanas de Havar y Titanio

Se determinó la producción de nucleídos debido al impacto de protones sobre las ventanas de Havar y Titanio. Para esto se utilizó el tally [T-Yield],

el resultado de la creación de nucleídos en la ventana de Titanio se puede ver en la Figura 3.6 y el resultado en la ventana de Havar en 3.7.

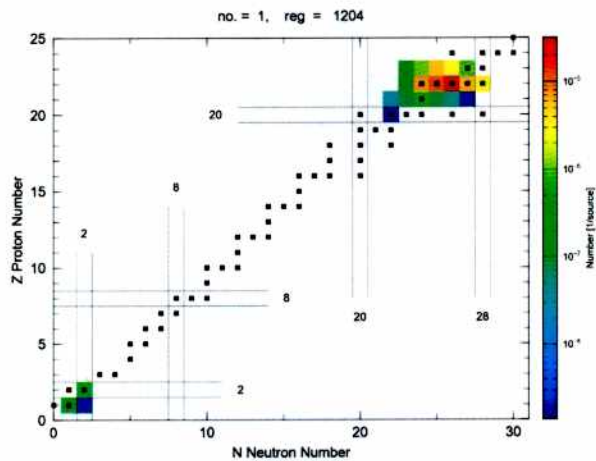


Figura 3.6: Creación de nucleídos dentro de la ventana de Titanio.

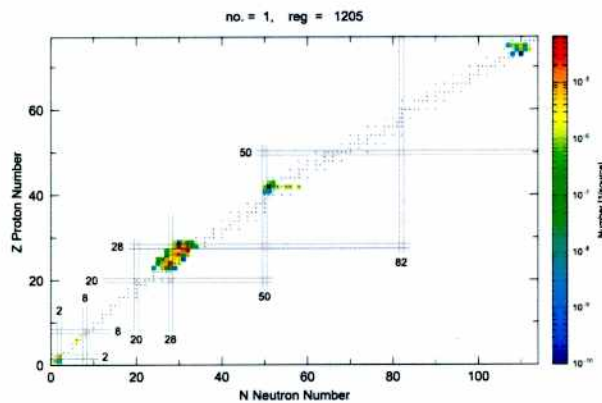


Figura 3.7: Creación de nucleídos dentro de la ventana de Havar.

3.3.1. Comparación con resultados publicados

Efecto sobre la ventana de Titanio

P. Guarino et. al midieron la actividad de una ventana de Titanio utilizada en un ciclotrón IBA Cyclone Kiube de 18 MeV con un período de enfriamiento

de 120 días [44]. La Actividad se midió con un detector HPGe marca ORTEC modelo GEM18180.

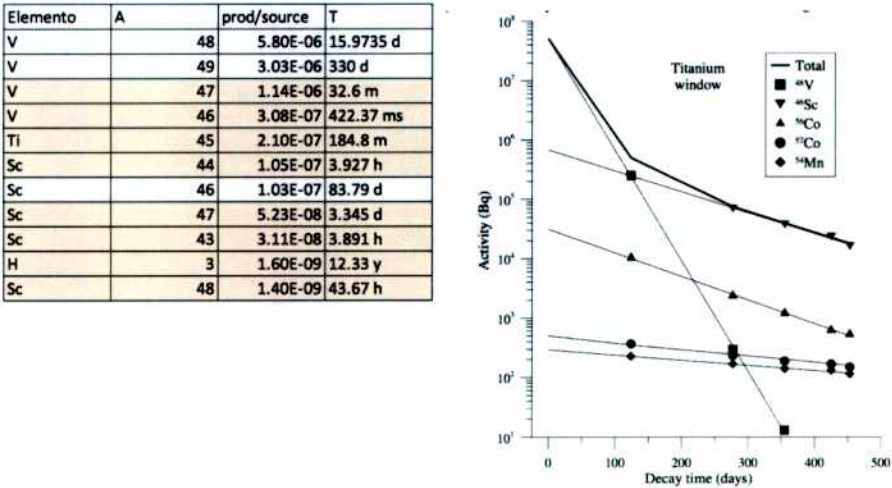


Figura 3.8: Izq: Tabla de nucleídos inestables obtenidos en la simulación. Der: Actividad de los radionucleídos medidas en [44].

Los principales componentes encontrados fueron ^{46}Sc , ^{48}V , ^{54}Mn , ^{56}Co y ^{57}Co . En la Figura 3.8 se muestra la Actividad de cada componente publicada en [44] junto a una tabla con los nucleídos inestables obtenidos en la simulación con PHITS. Las filas coloreadas son los nucleídos que debido a su periodo de semidesintegración (T) podrían no haber sido medidos: por tener un T muy corto comparado con el tiempo de enfriamiento o por ser muy largo haciendo que la actividad debida a ese nucleído sea muy baja.

Efecto sobre la ventana de Havar

R.G. O'Donnell et. al realizaron una medición de la activación de una ventana de Havar irradiada por 2200 min en un ciclotrón PETrace de 16.5 MeV y un enfriamiento de 18 días [45]. La actividad se midió con un detector de germanio de alta pureza (EG& G Ortec).

Elemento	A	prod/source	T	Elemento	A	prod/source	T	Elemento	A	prod/source	T
Co	58	1.75E-05	70.82 d	Re	183	8.43E-07	70 d	V	47	3.17E-08	32.6 m
Fe	55	1.28E-05	2.73 y	Tc	94	8.01E-07	293 m	Nb	91	9.40E-09	680 y
Cr	51	1.15E-05	27 d	Cu	60	7.64E-07	23.7 m	Nb	92	9.10E-09	3.47E7 y
Mn	52	9.46E-06	5.591 d	Re	184	5.36E-07	38 d	H	3	6.80E-09	12.33y
Ni	59	9.09E-06	7.6E4 y	Tc	95	3.35E-07	20 h	Re	182	5.80E-09	64 h
Co	56	6.18E-06	77.27 d	Co	53	2.84E-07	240 ms	V	185	3.30E-09	75.1 d
Co	57	4.28E-06	271.79 d	Mn	50	2.75E-07	283 ms	V	52	3.00E-10	3.75 m
Mn	53	2.68E-06	3.74E6 y	Mn	51	2.66E-07	46.2 m	Mn	56	2.00E-10	2.57 h
Mn	54	1.22E-06	312.3 d	Co	61	2.12E-07	3.33 h	Co	59	2.00E-10	81.5 s
Cu	58	1.18E-06	3.2 s	Cu	62	1.65E-07	9.74 m	Mo	93	1.00E-10	4.0E3 y
Ni	57	9.24E-07	35.6 h	Re	186	1.56E-07	90.64 h	Ta	183	1.00E-10	5.1 d
Co	55	9.21E-07	17.53 h	Cr	49	1.47E-07	42.3 m				
V	49	8.92E-07	330 d	Fe	53	5.28E-08	8.51 m				

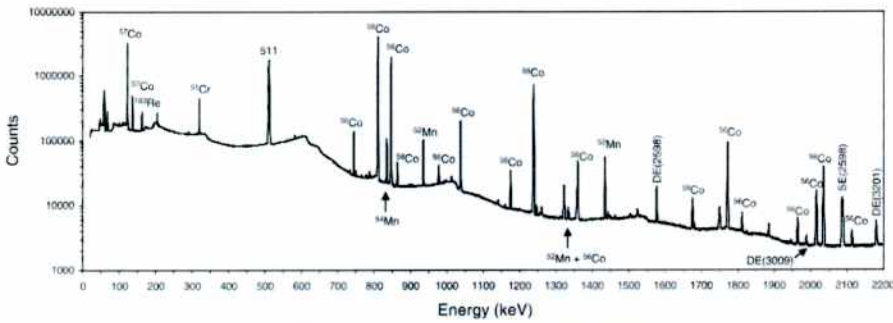


Fig. 1. Gamma spectrum of a typical irradiated Havar[®] foil.

Figura 3.9: Arriba: Tabla de nucleídos inestables obtenidos en la simulación. Abajo: Actividad de los radionucleídos medidas en [45].

Los principales componentes encontrados fueron ^{48}V , ^{51}Cr , ^{52}Mn , ^{54}Mn , ^{56}Co , ^{57}Co , ^{58}Co y ^{183}Re . En la Figura 3.9 se muestra el espectro obtenido en la publicación [45] con la identificación de cada pico. También se muestra una tabla con los nucleídos inestables obtenidos en la simulación con PHITS. Las filas coloreadas son los nucleídos que debido a su periodo de semidesintegración (T) podrían no haber sido medidos: por tener un T muy corto comparado con el tiempo de enfriamiento o por ser muy largo haciendo que la actividad debida a ese nucleído sea muy baja.

PHITS puede acoplarse con DCHAIN-SP para calcular la variación de Actividad radioinducida sobre los materiales, esta tarea escapa a los objetivos de este trabajo.

Capítulo 4

Conclusiones

Se realizó un código para simular el campo de neutrones y fotones alrededor del ciclotrón IBA Cyclone Kiube 18 a partir de documentos suministrados por el fabricante y de mediciones in situ en la instalación de Oulton Radiofármacos. Los parámetros elegidos fueron los típicos que se utilizan en una operación normal. Se realizó un mapa de Equivalente de dosis ambiental, $H^*(10)$, Figura 3.2, para ver una vista general de esta dosis en una irradiación a doble haz, en esta figura se puede observar la absorción de neutrones por los dos blindajes de neutrones. Se calculó el Equivalente de dosis ambiental en material de concreto a 1 metro de distancia del blanco. Estos resultados fueron comparados con datos que suministró la empresa IBA. El cálculo se hizo utilizando la misma geometría y composición del material del bunker informado por la empresa para poder realizar la comparación, ver Figura 3.3. También se calculó un perfil de $H^*(10)$ en un eje transversal a 1 metro del blanco, Figura 3.5. Las simulaciones poseen errores grandes en la dosis en profundidad, para el primer caso: mayores al 50 % a partir de $x = 240$ cm para neutrones y de $x = 280$ cm para fotones, y para el segundo caso: mayores al 30 % para $|y| > 180$ cm, esto se debe a la limitación en recursos computacionales. En ambos casos se puede observar una correlación entre ambos valores de dosis ambientales. Las corridas de las simulaciones tomaron alrededor de 72 horas utilizando una computadora de escritorio convencional. Cabe destacar que los valores de dosis de esta magnitud alrededor del ciclotrón son debido a que el ciclotrón no es autoblandado, por esto es necesario el estudio del concreto como blindaje para la seguridad radiológica en la instalación o edificios aledaños.

Este trabajo demuestra que el método Monte Carlo, aplicado a través del código PHITS, permite el modelado del ciclotrón representando un modelo muy similar a las condiciones reales de irradiación y que se podría predecir el valor de magnitudes de interés para la protección radiológica configurando

parámetros de irradiación que se utilizan en la producción normal. También se podrían estudiar variaciones en la geometría y su impacto en la seguridad radiológica.

La simulación Monte Carlo puede considerarse el “estado del arte” en la planificación de nuevas instalaciones médicas de ciclotrones, siendo una herramienta para la optimización de la protección radiológica y el estudio de eficiencia de creación de nuevos radionucleídos.

4.1. Trabajo futuro

- Medir empíricamente los parámetros simulados en la instalación o utilizando la geometría para realizar nuevos cálculos y evaluarlas con mediciones.
- Estudiar métodos de Reducción de Varianza para optimizar los tiempos de la simulación.
- Realizar una simulación para poder estudiar la activación de las ventanas de Havar y Titanio con los tiempos de irradiación y de pausa reales para poder determinar la actividad de las ventanas en el tiempo y así aproximar la actividad que tendrá la ventana al momento de hacer mantenimiento.
- Realizar estudios dosimétricos sobre la respuesta de materiales sensibles a la radiación [3], [4].
- Estudiar en diferentes situaciones la activación del aire debido a las reacciones de neutrones con el Nitrógeno, Oxígeno y Argón y la activación del concreto del bunker en paredes, techo y piso.

Bibliografía

- [1] *Cyclotron Produced Radionuclides: Guidelines for Setting Up a Facility*. Number 471 in Technical Reports Series. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, 2009.
- [2] R Gallerani, G Cicoria, E Fantuzzi, M Marengo, and D Mostacci. Neutron production in the operation of a 16.5 mev petrace cyclotron. *Progress in Nuclear Energy*, 50(8):939–943, 2008.
- [3] G Gambarini, C Birattari, C Colombi, L Pirola, and G Rosi. Fricke gel dosimetry in boron neutron capture therapy. *Radiation protection dosimetry*, 101(1-4):419–422, 2002.
- [4] José Vedelago, Facundo Mattea, Sebastián Triviño, María del Mar Montesinos, Walter Keil, Mauro Valente, and Marcelo Romero. Smart material based on boron crosslinked polymers with potential applications in cancer radiation therapy. *Scientific reports*, 11(1):12269, 2021.
- [5] Otha W Linton and Fred A Mettler Jr. National council on radiation protection and measurements. In *National conference on dose reduction in CT, with an emphasis on pediatric patients*. *AJR Am J Roentgenol*, volume 181, pages 321–329, 2003.
- [6] K Tesch. A simple estimation of the lateral shielding for proton accelerators in the energy range 50 to 1000 mev. *Radiation Protection Dosimetry*, 11(3):165–172, 1985.
- [7] AM Guimarães, MAS Lacerda, JAL Santos, PGM Maletta, SLM Rodrigues, RS Andrade, EC Vilela, and TA da Silva. Use of a tld-based multisphere spectrometry system to measure the neutron spectra around a not-self-shielded pet cyclotron: Preliminary results. *Applied Radiation and Isotopes*, 71:92–95, 2012.

- [8] F Zagni, G Cicoria, G Lucconi, A Infantino, F Lodi, and M Marengo. Monte carlo modeling provides accurate calibration factors for radionuclide activity meters. *Applied Radiation and Isotopes*, 94:158–165, 2014.
- [9] S Lo Meo, G Cicoria, F Campanella, M Mattozzi, AS Panebianco, and M Marengo. Radiation dose around a pet scanner installation: Comparison of monte carlo simulations, analytical calculations and experimental results. *Physica Medica*, 30(4):448–453, 2014.
- [10] Ernest O Lawrence and M Stanley Livingston. The production of high speed light ions without the use of high voltages. *Physical Review*, 40(1):19, 1932.
- [11] Ugo Amaldi, Rossana Bonomi, S Braccini, M Crescenti, A Degiovanni, M Garlasché, A Garonna, G Magrin, C Mellace, P Pearce, et al. Accelerators for hadrontherapy: From lawrence cyclotrons to linacs. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 620(2-3):563–577, 2010.
- [12] Paul Schmor. Review of cyclotrons for the production of radioactive isotopes for medical and industrial applications. *Reviews of accelerator science and technology*, 4(01):103–116, 2011.
- [13] Karel Strijckmans. The isochronous cyclotron: principles and recent developments. *Computerized medical imaging and graphics*, 25(2):69–78, 2001.
- [14] Mohammad Haji-Saeid, Pillai Mra, Thomas Ruth, D.J. Schleyer, P. Winkel, M.M. Capote-Noy, L. Carroll, J.C. Clark, Jožef Čomor, Morgan Dehnel, Richard Ferrieri, R.D. Finn, · Fowler, and M.J. Schueller. *Cyclotron Produced Radionuclides: Principles and Practice*. 12 2008.
- [15] IBA Radiopharma Solutions Webpage. <https://www.iba-radiopharmasolutions.com/>.
- [16] V Bonvin, F Bochud, J Damet, C Theis, H Vincke, and R Geyer. Detailed study of the distribution of activation inside the magnet coils of a compact pet cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*, 168:109446, 2021.
- [17] A. S. Householder. Monte carlo method. *U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards Applied Mathematics*, 12, 1951.

- [18] Hooshang Nikjoo, S Uehara, D Emfietzoglou, and A Brahme. Heavy charged particles in radiation biology and biophysics. *New journal of physics*, 10(7):075006, 2008.
- [19] Benben Liu, Yizhuo Gu, Yushun Liu, Shaokai Wang, and Min Li. Space neutron radiation shielding property of continuous fiber and functional filler reinforced polymer composite using monte carlo simulation. *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, 168:107483, 2023.
- [20] George I Bell and Samuel Glasstone. *Nuclear reactor theory*. Van Nostrand Reinhold Co., 1970.
- [21] Stephen A Dupree and Stanley K Fraley. *A Monte Carlo primer: A Practical approach to radiation transport*, volume 1. Springer Science & Business Media, 2002.
- [22] Hideo Hirayama, Yoshihito Namito, Walter R Nelson, Alex F Bielajew, Scott J Wilderman, and U Michigan. The egs5 code system. Technical report, United States. Department of Energy, 2005.
- [23] He Wang and Oleg N Vassiliev. Microdosimetric characterisation of radiation fields for modelling tissue response in radiotherapy. *International Journal of Cancer Therapy and Oncology*, 2(1), 2014.
- [24] Joseph F Janni. Energy loss, range, path length, time-of-flight, straggling, multiple scattering, and nuclear interaction probability: In two parts. part 1. for 63 compounds part 2. for elements 1 z 92. *Atomic data and nuclear data tables*, 27(4-5):341–529, 1982.
- [25] Leonard Eyges. Multiple scattering with energy loss. *Physical Review*, 74(10):1534, 1948.
- [26] Saunderson Goudsmit and JL Saunderson. Multiple scattering of electrons. *Physical review*, 57(1):24, 1940.
- [27] Hans A Bethe. Moliere’s theory of multiple scattering. *Physical review*, 89(6):1256, 1953.
- [28] E. Vagena, E.G. Androulakaki, M. Kokkoris, N. Patronis, and M.E. Stamatii. A comparative study of stopping power calculations implemented in monte carlo codes and compilations with experimental data. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 467:44–52, 2020.

- [29] Hugo W Bertini. Low-energy intranuclear cascade calculation. *Physical Review*, 131(4):1801, 1963.
- [30] Frank Herbert Attix. *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*. John Wiley & Sons, 2008.
- [31] International Commission on Radiation Units. *Quantities and units in radiation protection dosimetry*. Number 51. International Commission on Radiation, 1993.
- [32] *Calibration of Radiation Protection Monitoring Instruments*. Number 16 in Safety Reports Series. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, 2000.
- [33] Annals of the ICRP 74. *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation*. SAGE Publications Ltd, 1996.
- [34] Francesc Salvat, José M Fernández-Varea, and Josep Sempau. Penelope-2006: A code system for monte carlo simulation of electron and photon transport. In *Workshop proceedings*, volume 4, page 7. Citeseer, 2006.
- [35] Michael Evan Rising, Jerawan Chudoung Armstrong, and et al. Bolding. MCNP[®] Code Version 6.3.0 Release Notes. Technical Report LA-UR-22-33103, Rev. 1, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA, January 2023.
- [36] TT Böhlen, Francesco Cerutti, and et al. Chin. The fluka code: developments and challenges for high energy and medical applications. *Nuclear data sheets*, 120:211–214, 2014.
- [37] K. Amako et al. S. Agostinelli, J. Allison. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.
- [38] Shintaro Hashimoto et al. Tatsuhiko Sato, Yosuke Iwamoto. Features of particle and heavy ion transport code system (phits) version 3.02. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 55(6):684–690, 2018.
- [39] Martin J Berger and Stephen M Seltzer. Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons. Technical report, 1964.
- [40] RM Sternheimer and RF Peierls. General expression for the density effect for the ionization loss of charged particles. *Physical Review B*, 3(11):3681, 1971.

- [41] D Alloni and M Prata. Characterisation of the secondary neutron field generated by a compact pet cyclotron with mcnp6 and experimental measurements. *Applied Radiation and Isotopes*, 128:204–209, 2017.
- [42] Angelo Infantino, Gianfranco Cicoria, Giulia Lucconi, Davide Pancaldi, Sara Vichi, Federico Zagni, Domiziano Mostacci, and Mario Marengo. Assessment of the neutron dose field around a biomedical cyclotron: Fluka simulation and experimental measurements. *Physica Medica*, 32(12):1602–1608, 2016.
- [43] Ronald J McConn, Christopher J Gesh, Richard T Pagh, Robert A Rucker, and Robert Williams III. Compendium of material composition data for radiation transport modeling. Technical report, Pacific Northwest National Lab.(PNNL), Richland, WA (United States), 2011.
- [44] Pietro Guarino, Salvatore Rizzo, and Elio Tomarchio. Measurement of activity of the predominant gamma-emitting radionuclides in activated components of a medical cyclotron plant. 2008.
- [45] RG O'Donnell, L León Vintó, GJ Duffy, and PI Mitchell. Measurement of the residual radioactivity induced in the front foil of a target assembly in a modern medical cyclotron. *Applied Radiation and isotopes*, 60(2-4):539–542, 2004.