



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

“MEDICIÓN DE UN CAMPO MIXTO DE RADIACIÓN
NEUTRÓN-GAMMA EN LAS VECINDADES DE UN
CICLOTRÓN BIOMÉDICO COMPACTO”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A:

ARTURO AVENDAÑO ESTRADA

DIRECTOR DE TESIS:

DR. MIGUEL ÁNGEL ÁVILA RODRÍGUEZ

2010





Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Datos del alumno

Avendaño Estrada Arturo
Teléfono: 56642400
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Carrera: Física
Número de cuenta: 301001999

Datos del tutor

Dr. Miguel Ángel Ávila

Datos del sinodal 1

Dra. María Isabel Gamboa de Buen.

Datos del sinodal 2

M. en C. Ana Elena Buenfíl Burgos

Datos del sinodal 3

M. en C. Adolfo Zárate Morales

Datos del sinodal 4

M. en C. Patricia Raquel Avilés

Datos del trabajo escrito

Medición de un campo mixto de radiación-neutrón gamma en las vecindades de un ciclotrón biomédico compacto 80 pág. 2010

Agradecimientos:

Agradezco a mis padres José Otilio Avendaño y Martha Estrada por haberme apoyado incondicionalmente en todas las decisiones de mi vida y estar siempre que los he necesitado También agradezco todo el apoyo de mis hermanos y el de Mari por ser una segunda madre para mí.

Un gran agradecimiento para mi tutor y amigo Miguel Ángel Ávila por todas sus enseñanzas, consejos y por su paciencia en la realización de este trabajo, expreso mi admiración por ser un modelo a seguir en mi vida profesional.

Agradezco a mis sinodales, Dra. María Isabel Gamboa, M. en C. Ana Elena Buenfíl, M.en C. Adolfo Zarate y M. en C. Patricia Avilés por sus comentarios que hicieron de este un mejor trabajo.

A los integrantes de la UNIDAD PET, en especial al Fis. Armando Flores y al Fis. Fernando Trejo por el apoyo brindado.

También se agradece el apoyo brindado en el IFUNAM, en especial al Laboratorio de Dosimetría y al M. en C. César Ruiz.

A todos los amigos que han estado de alguna manera presentes en algún momento de mi vida.

Lo que caracteriza al hombre de ciencia no es la posesión del conocimiento o verdades irrefutables, sino la investigación desinteresada e incesante de la verdad.

Sir Karl Popper, filósofo austriaco.

Contenido

Introducción

Capítulo I

1.1 Aceleradores de partículas

1.2 Ciclotrones biomédicos compactos

1.3 Ciclotrón RDS 111

1.3.1 Sistema de vacío

1.3.2 Campo magnético

1.3.3 Sistema de radiofrecuencia

1.3.4 Fuente de iones

1.3.5 Sistema de extracción

1.3.6 Descripción de los blancos nucleares

1.3.7 Tipos de radiación producidos

1.3.8 Blindaje

1.3.9 Modelo de caja

1.4 Producción de radionúclidos vía ciclotrón

1.4.1 Reacciones nucleares

1.4.2 Valor Q y energía umbral

1.4.3 Sección eficaz

1.4.4 Ecuaciones de transformación

1.4.5 Vías de producción de los radionúclidos convencionales para PET

Capítulo 2

Interacción de la radiación con la materia

2.1 Ionización y excitación

2.2 Radiación directamente e indirectamente ionizante

2.2.1 Radiación gamma

2.2.2 Neutrones

Fuente de neutrones

2.3 Interacción de fotones con la materia

2.3.1 Efecto fotoeléctrico

2.3.2 Efecto Compton

2.3.3 Producción de pares

2.4 Interacción de neutrones en la materia

2.5 Campos mixtos de radiación neutrón-gamma

2.6 Transferencia lineal de energía

Capitulo 3

Dosimetria de la radiación

3.1 Kerma

3.1.1 Calculo de Kerma en neutrones

3.2 Dosis absorbida (D)

3.3 Equilibrio de partícula cargada

3.4 Equivalente de dosis (H)

3.5 Dosimetría termoluminiscente

3.5.1 Proceso termoluminiscente

3.5.2 Teoría de Randal y Wilkins

3.5.3 Características del TLD-600

3.5.4 Características del GR-207

3.5.5 Tratamiento térmico

3.5.6 Equipo lector TL

3.6 Dosimetría de un campo mixto neutrón-gamma

Capitulo 4

Desarrollo experimental

4.1 Protocolo para el manejo de los TLD

4.2 Fuentes utilizadas

4.3 Selección de dosímetros

4.4 Respuesta de los dosímetros a radiación gamma y neutrones

4.5 Calibración de los dosímetros

4.6 Procedimiento para la irradiación de los dosímetros en el ciclotrón

Capitulo 5

Resultados y discusión

5.1 Selección de dosímetros

5.2 Curvas de calibración

5.2.1 Curva de calibración del dosímetro GR-207

5.2.2 Curva de calibración del dosímetro TLD-600

5.3 Resultados y análisis de las irradiaciones en el ciclotrón

5.3.1 Modelo de caja

5.4 Medida de dosis con los TLD a contacto con el blindaje

5.5 Discusión de resultados

Conclusiones

Bibliografía y referencias

Glosario

Introducción

Debido a la creciente demanda de [^{18}F]fluorodeoxiglucosa (FDG) uno de los dos puertos de extracción del ciclotrón RDS 111 de la Unidad PET/CT-Ciclotrón de la Facultad de Medicina de la UNAM fue recientemente actualizado a una versión Eclipse HP (high power) lo que permitió aumentar la capacidad de corriente de 40 a 60 μA y la de producción de ^{18}F al doble. Este acelerador produce emisores de positrones usando reacciones nucleares del tipo (p,n) y (p, α). Durante su operación, genera un campo de radiación mixto n- γ por lo que cuenta con un autoblandaje de un metro de espesor que contiene concreto, plomo, polietileno y carburo de boro. El blindaje, según el fabricante, es suficiente para que los niveles de radiación se mantengan por debajo de 20 $\mu\text{Sv/h}$ durante el bombardeo. Esto era válido para la versión original (corriente máxima de 40 μA en modo de haz único), pero puede no aplicar para la versión actual (60 μA).

El objetivo de este trabajo es determinar la componente de la dosis debida a neutrones y a radiación gamma utilizando dosímetros termoluminiscentes TLD-600 y GR-207, respectivamente. Este trabajo es una aplicación directa de la tesis realizada por el físico Francisco García Flores a la cual se hace referencia en la bibliografía.

La tomografía por emisión de positrones (PET) es una técnica de imagenología médica que usa radionúclidos emisores de positrones unidos a moléculas específicas de interés biológico para obtener imágenes de la fisiología del cuerpo. Por ejemplo, una imagen tomada con este método puede representar la distribución espacial de ciertas propiedades tales como el metabolismo de glucosa, flujo de sangre o reproducción celular. Entonces un estudio PET puede ser utilizado para detectar tumores, localizar áreas del corazón afectadas por mal funcionamiento de una arteria o identificar regiones del cerebro influenciadas por alguna droga específica.

Para producir una imagen PET es necesario la fusión del conocimiento de varias disciplinas como la física, química, biología, fisiología, por mencionar algunas. La imagen que se obtiene es reconstruida por un software que analiza los datos provenientes de los fotones de aniquilación que emite el material radiactivo que se encuentra dentro del cuerpo del paciente desde una zona de interés. Para que emita dichos fotones, al paciente se le inyecta un radiofármaco que constan de una molécula específica, que determina la ruta metabólica, unida a un átomo radioactivo emisor de positrones que permite la detección externa de la biodistribución del radiofármaco dentro del organismo. Al encontrarse un positrón con un electrón se aniquilan, transformando toda su masa en energía dando como resultado dos rayos gamma (que son los que se detectan) en direcciones opuestas a 180° si la aniquilación se realiza en reposo tanto del electrón como del positrón.

Lamentablemente, los elementos radiactivos que decaen por emisión de positrones usados en un estudio PET no se encuentran en la naturaleza, razón por la cual hay que producirlos de manera artificial, de lo cual se habla a detalle en el capítulo 1.

La producción de radionúclidos se lleva a cabo mediante reacciones nucleares siendo las más comunes del tipo (p,n) y (p,α) . En las reacciones del tipo (p,n) se emiten neutrones que al interactuar con el medio producen rayos gamma mediante reacciones del tipo (n,γ) . Es este campo mixto el que nos interesa medir discriminando la dosis debida a cada tipo de radiación, pues el daño biológico que produce cada tipo de radiación es diferente. El estudio de este campo mixto y de la interacción de la radiación con la materia esta brevemente descrito en el capítulo 2. El capítulo 3 está dedicado a dosimetría de la radiación en donde se describen las magnitudes y unidades así como la técnica de dosimetría utilizada en este trabajo. En el capítulo 4 se describe la metodología experimental mientras que en el capítulo 5 se analizan y discuten los resultados obtenidos. Finalmente se dan las conclusiones del trabajo.

Capítulo I

1.1 Aceleradores de partículas¹

En todas las cosas parece existir como ley un círculo.

Tácito, historiador y gobernador romano.

En la naturaleza existen muchos radionúclidos, un ejemplo es el ^{14}C , el cual decae lentamente, teniendo una vida media de 5700 años y es usado para datar fósiles. Sin embargo, la mayoría de los radionúclidos usados en medicina no se encuentran naturalmente, razón por la que se tienen que producir y para ello se bombardean átomos estables o se dividen átomos muy masivos.

La transformación de un elemento en otro fue demostrada por Rutherford en 1919 direccionando partículas alfa provenientes de una muestra de polonio contra nitrógeno, detectando protones emitidos de la reacción nuclear $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$.

La producción de radionúclidos por medio de aceleradores comenzó con la construcción del primer ciclotrón por E. Laurence, Edlefsen y Livingston en 1930. Con el ciclotrón se hizo posible la producción de una amplia variedad de isótopos radiactivos por primera vez. Los radionúclidos producidos por un ciclotrón empezaron a ser usados a principio de los años treinta para investigación biomédica, clínica y bioquímica.

El primer ciclotrón dedicado a aplicaciones médicas fue instalado en la Universidad de Washington en 1941, donde fueron producidos isótopos radiactivos de fósforo, hierro, arsénico y azufre. Durante la II Guerra Mundial, un ciclotrón en Boston proveía radionúclidos para propósitos médicos. A mediados de los años cincuenta un grupo de investigadores del Hospital Hammersmith en Londres puso en operación un ciclotrón dedicado a la producción de radionúclidos. Un gran avance se dio a mediados de los años sesenta cuando se logra la síntesis de compuestos orgánicos marcados con emisores de positrones.

El principio de producción de radionúclidos mediante un acelerador de partículas consiste en dirigir un haz de partículas cargadas y hacerlo incidir sobre un blanco de un material específico con el fin de producir una reacción deseada. Hay varios métodos para lograr este objetivo, todos usando arreglos de campos magnéticos y eléctricos.

¹ La mayoría de la información presentada en este capítulo y de las imágenes fueron tomadas del manual de operación del ciclotrón RDS-111 y del libro Krane S. Introductory Nuclear Physics. Jhon Wiley and Sons. 1988

Un acelerador necesita una fuente de iones, la cual originará los iones que serán acelerados. En esta operación un gas es ionizado usualmente con una descarga eléctrica, los iones son extraídos acelerándolos hacia un electrodo con un potencial del orden de 10 kV (ver figura 1.1). El ciclotrón es un dispositivo en el cual un haz de partículas hace cientos de ciclos a través del dispositivo, recibiendo un pequeño incremento de energía en cada órbita, hasta que la energía de la partícula adquiere energías del orden de MeV's. En estos aceleradores el haz describe una órbita circular por la presencia de un campo magnético, la órbita de las partículas está en el interior de dos cámaras metálicas semicirculares llamadas *de's* por razones históricas, pues tenían forma de letra *D* anteriormente.

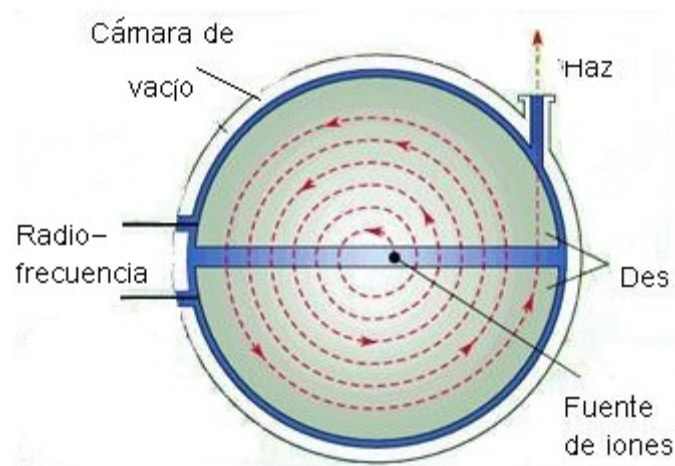


Figura 1.1a Esquema de funcionamiento de un acelerador de partículas tipo ciclotrón.

Las *de's* están conectadas a una fuente de voltaje alterno. Cuando las partículas están viajando dentro de las *de's*, no interactúan con el campo eléctrico y siguen un camino circular bajo la influencia del campo magnético. En la brecha entre las *de's*, las partículas experimentan una diferencia de potencial existente entre las *de's* que las acelera, así van ganando un poco de energía en cada ciclo.

Las partículas que van en circunferencias más grandes han adquirido una mayor energía cinética, la cual se ve reflejada en el incremento de su velocidad. Esta velocidad es proporcional al radio de su órbita y de esta manera se mantiene constante la frecuencia del sistema la cual cambia la polaridad de las *de's* cada determinado tiempo. La fuerza de Lorentz qvB provee la aceleración centrípeta necesaria para mantener el movimiento circular, en un radio instantáneo r , entonces:

$$F = qvB = \frac{mv^2}{r} \quad (1.1)$$

El tiempo necesario para una órbita semicircular es:

$$t = \frac{\pi r}{v} = \frac{\pi m}{qB}$$

(1.2)

la frecuencia del voltaje alterno es:

$$\nu = \frac{1}{2t} = \frac{qB}{2\pi m}$$

(1.3)

la que es llamada frecuencia del ciclotrón para una partícula de carga q y masa m , moviéndose en un campo magnético uniforme B . La ecuación (1.3) muestra que ν y B están íntimamente relacionadas. Para un campo constante la frecuencia solamente puede tener un cierto valor de resonancia.

La velocidad aumenta gradualmente conforme el radio de la espiral se incrementa, la mayor velocidad ocurre a un radio R , dicha velocidad está dada por:

$$v_{\max} = qBRm$$

(1.4)

Teniendo con esto una energía cinética máxima dada por:

$$T = mv_{\max}^2 = B^2 R^2 q^2 m \quad (1.5)$$

La ecuación (1.5) muestra que es conveniente construir ciclotrones con un radio grande de operación y que generen campos magnéticos fuertes pues de esa manera las partículas adquieren una mayor energía.

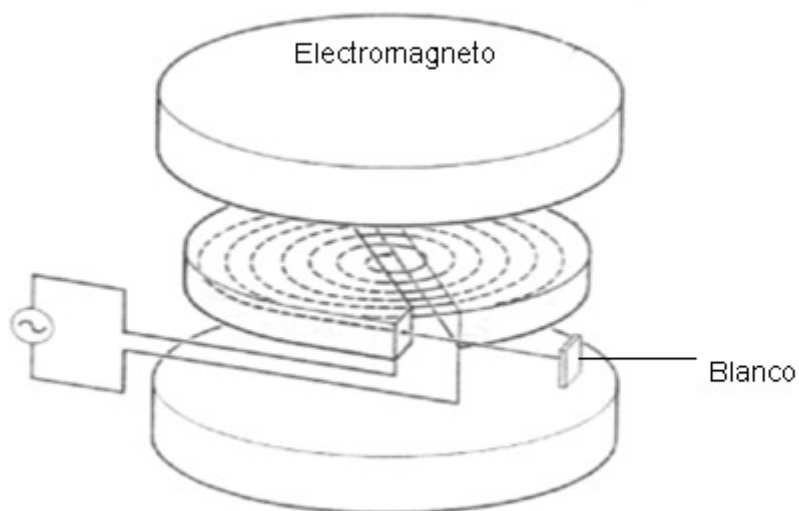


Figura 1.1b El haz sale del centro siguiendo una trayectoria espiral acelerándose cada vez que cruza la abertura entre las de´s. El haz es eventualmente extraído y direccionado contra un blanco deseado.

La energía que alcanzan las partículas se puede aproximar con la siguiente relación:

$$E \text{ (MeV)} \approx 4.3 \cdot 10^{-3} B^2 T \cdot r^2 \text{ (cm)}^2 A \quad (1.6)$$

En el primer ciclotrón construido por Lawrence y Stanley Livingstone en Berkeley en 1931, las *de's* tenían un radio de 12.5 cm y el ciclotrón permitía un haz de protones de energía de 1.2 MeV utilizando un campo de 1.3 T y frecuencia de alrededor de 20 MHz. En pocos años el radio había sido extendido a 35 cm y la energía de la partícula llegó hasta 10 MeV para protones y 5 MeV para deuterones. A finales de los años treinta el radio había llegado a los 75 cm y energías de hasta 40 MeV.

Una dificultad que presentan los ciclotrones está dada por las propiedades relativistas de las partículas cuando son aceleradas a altas energías. Si

reemplazamos el momento mv en la ecuación (1.1) por el valor γmv con $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

y $\beta = v/c$. Se ve de la ecuación (1.3) que para mantener las condiciones de resonancia cuando v crece, se tiene que incrementar B , lo cual implica que el campo tiene que ser mayor cuando el radio es mayor por lo que puede originar un estado indeseable, así que esta no es una manera aceptable de compensar los efectos relativistas, quedando limitado el tamaño del radio de los ciclotrones. Para protones, una energía de 40 MeV es el límite máximo que se puede alcanzar teniendo una $\gamma = 1.04$.

1.2 Ciclotrones biomédicos compactos

En las últimas dos décadas un gran número de ciclotrones biomédicos compactos de "bajo costo" se han venido desarrollando con el fin de producir radioisótopos de uso médico, principalmente en la tomografía por emisión de positrones (PET).

Estos ciclotrones pueden ser clasificados de acuerdo al tipo de partícula que acelera y las energías a las que funciona. Algunos ejemplos se muestran en la tabla 1.2

Tabla 1.2 Algunos ciclotrones biomédico compactos disponibles comerciales.

Fabricante	Modelo	Energía (MeV)	I _{max} (μ A)
Siemens	Eclipse RD	11(p)	80
	Eclipse HP	11(p)	120
GeneraElectric (GE)	PETrace	16.5(p), 8.4(d)	>100
	MiniTrace	9.6(p)	>50
Ion Beam A.(IBA)	Cyclone 10/5	10(p), 5(d)	100
	Cyclone 18/9	18(p), 9(d)	150
	Cyclone 30	30(p), 15(d)	400-1200
	Cyclone 70	70(p),35(d)	350-750
A.Cyclone S. (ACS)	TR-14	14(p)	>100
	TR-19/9	19(p), 9(d)	>300
	TR-24	24(p)	300
	TR-30/15	30(p), 15(d)	>1000
Sumimoto HI(SHI)	HM-18	18(p), 10(d)	>100
	HM-12	12(p), 6(d)	>100

Actualmente hay alrededor de 600 de estos ciclotrones funcionando en el mundo y los continuos avances en la tecnología han hecho posible la construcción de sistemas automatizados para la producción de radionúclidos.

1.3 Ciclotrón RDS 111

La Facultad de Medicina de la UNAM cuenta con un acelerador ciclotrón modelo RDS-111, que es un ciclotrón compacto diseñado para producir radionúclidos emisores de positrones (ver figura 1.3a).



Figura 1.3a Ciclotrón modelo RDS-111 de Siemens

El ciclotrón acelera iones negativos de hidrógeno en órbitas semiespirales, para producir un haz de protones de 11 MeV. Los iones negativos de hidrógeno son producidos por una fuente de iones. Los iones entran a la cavidad de aceleración, donde van ganando energía al cruzar el borde de cuatro electrodos llamados *de's*. La aceleración del haz ocurre en un campo magnético producido por una bobina electromagnética (Figura1.3b). El campo magnético provee la fuerza para curvar el haz que origina que las partículas del haz viajen en órbitas semiespirales hacia el radio de extracción y ahí es donde las partículas alcanzan la energía deseada para la reacción nuclear.



Figura 1.3b Bobina electromagnética

Las variaciones en el campo magnético originan una región de cresta (donde el campo es máximo) y una región llamada valle (Figura 1.3c) de los polos magnéticos, los cuales hacen que el haz quede bien centrado. Este haz centrado produce una alta eficiencia de transmisión que implica una baja activación interna, con lo que se reduce la exposición a la radiación.

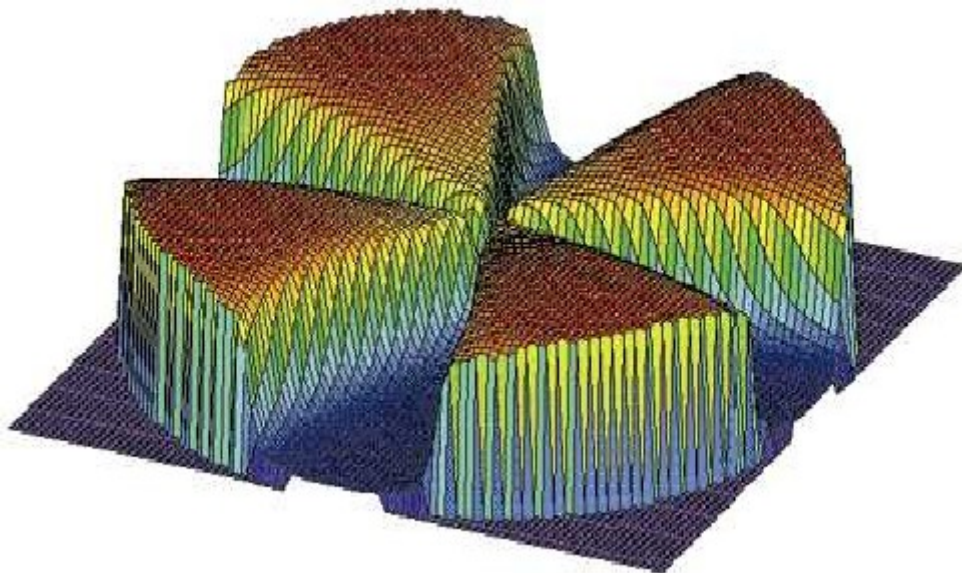


Figura 1.3c Simulación del campo magnético

Cuando los iones van a alcanzar los bordes de las *de*'s, el voltaje cambia a polaridad negativa, que hace que los iones negativos sean repelidos viajando hacia la siguiente *de*, la cual cambia a potencial positivo, atrayendo a los iones. La alternación de la polaridad de las *de*'s y el efecto de curvatura del campo magnético mueve los iones de hidrógeno de una *de* a otra y de esta manera las partículas van aumentando su energía cinética.

Durante la aceleración los iones se mueven cada vez más lejos del centro de su órbita hasta llegar al radio de extracción en el cual una fina laminilla de carbón intercepta el haz de iones. Los dos electrones del ion negativo de hidrógeno son arrancados, produciendo así iones positivos de hidrógeno. El cambio en la carga del haz de partículas invierte el arco de curvatura sacando al haz de su órbita hacia un puerto de extracción. Las laminillas de carbono están montadas en un carrusel que gira por medio de un sistema muy preciso que centra el haz en el blanco que está localizado al final del puerto de extracción.

El ciclotrón cuenta con varios componentes y sistemas, entre ellos: el de vacío, el magnético, de radio frecuencia, productor de iones, de extracción, de blancos y un blindaje para atenuar la radiación que se emite de las reacciones nucleares que se llevan a cabo. A continuación se describe brevemente el funcionamiento de las componentes más importantes del ciclotrón.

1.3.1 Sistema de vacío

Este sistema consiste en una cámara contenida entre dos electroimanes. La cámara de vacío es evacuada constantemente para remover los gases dentro de la cámara proveniente de la fuente de iones y de superficies aledañas. El proceso de vacío es realizado en dos etapas. Cuatro bombas de difusión están en la parte más baja del ciclotrón. Tres de estas bombas se comunican directamente con el tanque principal del acelerador. La cuarta bomba está fija al electroimán debajo de la fuente de iones para extraer el exceso de gas proveniente de la fuente de iones. Las cuatro bombas tienen una capacidad de bombeo de 1000 litros /segundo.

Una bomba mecánica extrae el gas de las bombas de difusión y también es usada para hacer un pre-vacío después de que la cámara fue abierta para servicio.

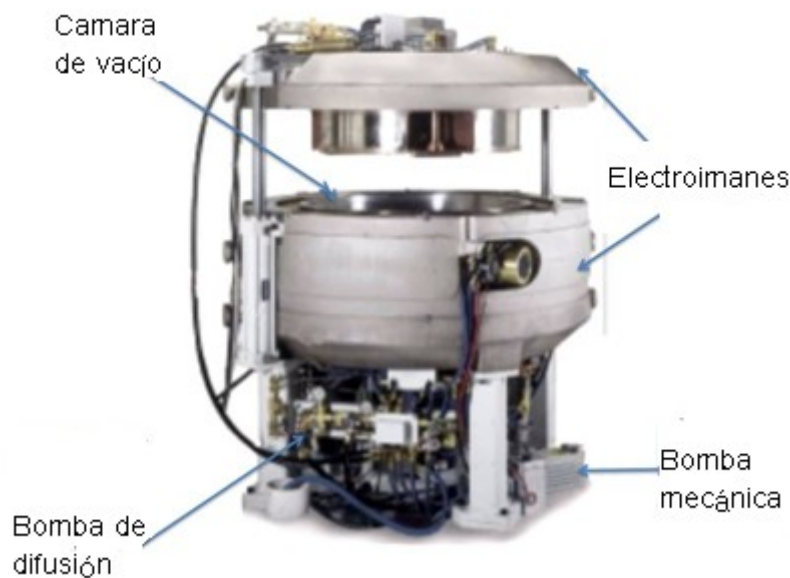


Figura 1.3.1 Acelerador tipo ciclotrón RDS-111

1.3.2 Campo magnético

El sistema magnético provee la fuerza para curvar el haz, consiste de dos electroimanes, uno en la parte superior y otro en la inferior, una bobina magnética (ver Figura 1.3.1) y una fuente de poder. El magneto es energizado aplicándole una corriente a la bobina montada entre los dos magnetos. La bobina está hecha de hojas de cobre con un material aislante entre cada separación. Este tipo de construcción de la bobina permite que el calor que se genera pueda ser disipado por conducción por medio de un sistema de enfriamiento con agua fría.

El campo producido por la bobina magnética se concentra en un pequeño hueco entre el polo superior e inferior que es el lugar donde el haz es acelerado. El haz de iones es expuesto alternadamente al fuerte campo magnético producido por crestas y valles del campo. Cuando el haz pasa por una región de cresta, toma una forma curva como consecuencia del intenso campo magnético, mientras que en las regiones de valle la trayectoria del haz es una línea recta hacia la siguiente región de cresta. El campo magnético alterno hace que el haz esté bien centrado y que las partículas permanezcan en el plano medio durante la aceleración.

1.3.3 Sistema de radiofrecuencia

El sistema de radiofrecuencia (RF) provee un alto voltaje alterno a la estructura de las *de´s*, la cual imparte energía a los iones H^- . La estructura de las *de´s* está compuesta de cuatro electrodos; estos están colocados en las regiones de valle. El haz de iones va adquiriendo energía cada que pasa por un borde de las *de´s*. En cada aceleración, el haz gana energía y su radio de órbita se incrementa hasta alcanzar un radio de extracción de 40 cm equivalente a una energía de 11MeV.

1.3.4 Fuente de iones

Este sistema es el encargado de producir iones negativos de hidrógeno y es controlado por un software de manera remota. El sistema productor de iones contiene dos cátodos de tantalio localizados equidistantemente sobre, y debajo del plano medio del ciclotrón y un ánodo cilíndrico localizado entre los dos cátodos. Un gradiente de potencial de más de 3kV entre los cátodos y el ánodo ioniza el gas de hidrógeno formando un plasma del cual se extraen los iones negativos para ser acelerados.

1.3.5 Sistema de extracción

El sistema de extracción consiste en dos extractores de haces que interceptan los iones negativos de hidrógeno con una laminilla de carbono, la cual arranca los dos electrones del ion, pues este material tiene una alta afinidad por electrones. Este cambio en la polaridad de ion negativo a positivo cambia la curvatura debido al campo magnético. Una vez despojado de sus electrones, el ion positivo va hacia un puerto de salida para colisionar con el blanco. Las laminillas de carbón están montadas en un carrusel que gira para centrar el haz, ajustándolo automáticamente y de esta manera se centra en el blanco. Cada hoja de carbón dura aproximadamente 250 horas de uso y tiene un espesor de $1\mu m$ a $5\mu m$.

El ciclotrón cuenta con dos puertos de extracción de haz opuestos (180°) donde se localizan los blancos nucleares a ser irradiados. En su versión original (RDS 111) cada uno de estos puestos de extracción podía contener hasta 8 blancos (Fig. 1.3.5 izq). La nueva versión, Eclipse HP, tiene capacidad para 4 blancos de mayor volumen (Fig. 1.3.5 der). Como se mencionó anteriormente, la Facultad de Medicina de la UNAM cuenta actualmente con un ciclotrón híbrido con un puerto de extracción RDS 111 y otro Eclipse HP.

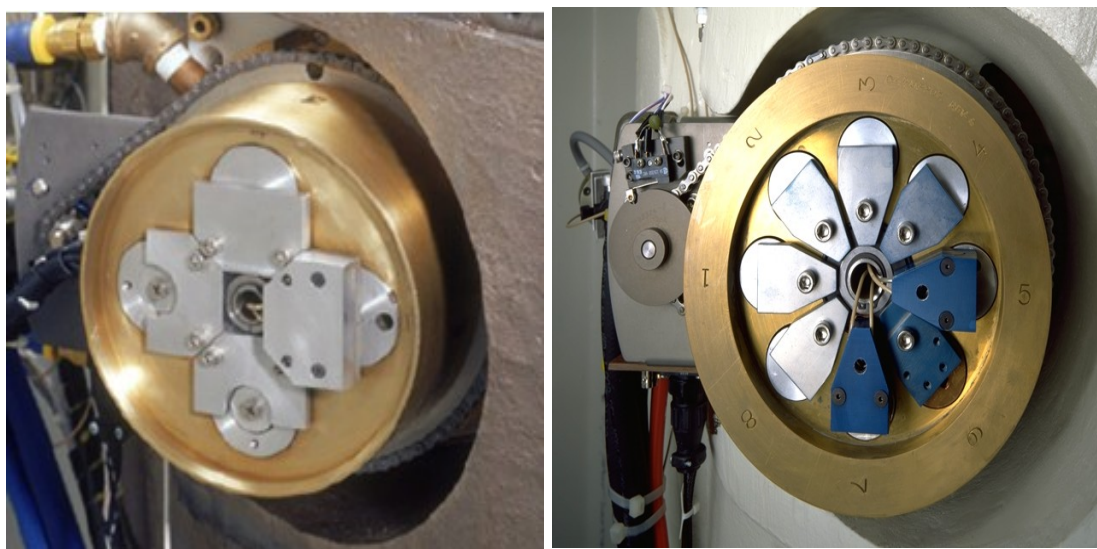


Figura 1.3. Derecha: carrusel 60µA (Eclipse HP), Izquierda: carrusel 40 µA (RDS 111)

1.3.6 Descripción de los blancos nucleares

El contenedor del blanco incluye un colimador y un sistema de vacío. El colimador está montado en el sistema para procurar un haz uniforme a través del diámetro del blanco. El colimador es un disco de carbono de 0.8 cm y resiste las altas temperaturas a las que se llega durante la producción del radionúclido. El colimador también contribuye a reducir el nivel de radiación debido a que el carbono no se activa cuando está expuesto al haz. Hay cinco opciones de blancos para el RDS 111, en su versión no actualizada, los cuales son: Flúor líquido (^{18}F), Flúor gaseoso ($^{18}\text{F}_2$), Carbono ($^{11}\text{CO}_2$), Oxígeno ($^{15}\text{O}_2$) y Nitrógeno (^{13}NH).

Para la producción de ^{18}F se utiliza un contenedor de blanco fabricado en plata para la versión RDS 111 y tantalio para la versión Eclipse HP. El blanco de tantalio tiene una cavidad de 2.4 ml con una ventana de Havar de 25 μm de espesor soportada por una rejilla de cobre (Fig. 1.3.6. izq). La ventana de Havar tiene la doble función de contener el agua enriquecida en la cavidad de irradiación y el vacío del tanque de aceleración. El calor generado en la ventana durante el bombardeo es disipado vía conducción a través de la rejilla de cobre en contacto directo con la ventana. El blanco de plata por otra parte, tiene una cavidad de 1.2 ml y también está cubierto por una ventana de Havar, pero el tanque de vacío tiene una ventana de aluminio, por lo que el enfriamiento de ambas laminillas se realiza vía convección de calor utilizando un flujo de helio que recircula a través de estas ventanas.



Figura 1.3.6 Contenedores del blanco. Izquierda: Blanco de Tantalio ($60\mu\text{A}$), derecha: blanco de plata ($40\mu\text{A}$).

1.3.7 Tipos de radiación producidos

Hay cuatro formas en que se produce radiación durante el funcionamiento del ciclotrón las cuales son: radiación instantánea, radiación residual, activación inducida por neutrones y activación del blanco.

Radiación instantánea

La radiación instantánea es generada como parte de las reacciones nucleares en los blancos y solamente ocurre durante el bombardeo con protones. La exposición fuera del blindaje es debida principalmente a emisión de rayos gamma. El nivel de radiación debida a gamas instantáneas en el cuarto del ciclotrón debe de estar debajo de los límites establecidos para personal ocupacionalmente expuesto (POE), la puerta del cuarto debe de estar cerrada para prevenir entrada de personas no autorizadas. También debe tener señalización como área controlada.

Radiación residual

La actividad residual del ciclotrón es extremadamente corta. La radiación residual debida al bombardeo directo de protones a los componentes del ciclotrón es insignificante pues los materiales utilizados presentan baja activación. La radiación residual inducida por neutrones en el acelerador y el blindaje también es baja, en cambio, la radiación residual debida a la irradiación directa de los componentes del blanco, rejillas, etc. puede ser peligrosa, por lo que solamente personal entrenado y autorizado puede trabajar con estos elementos, dejando

pasar un tiempo suficiente para que pasen algunas vidas medias de los componentes activados de radioisótopos de corta vida media.

Activación inducida por neutrones

Los neutrones son producidos en los blancos como producto de la reacción nuclear en la producción de radioisótopos. Por ejemplo en la producción de Flúor-18 se bombardea Oxígeno-18 con protones y como producto se obtienen Flúor-18.



El blindaje usa polietileno y carbono boratado con concreto. El hidrógeno de esta mezcla es aproximadamente de 90% con lo cual se atenúa eficientemente la dosis debida a neutrones, termalizándolos y absorbiéndolos.

Activación del material blanco

En contraste con la baja activación dentro del ciclotrón, la actividad residual en el blanco puede ser muy alta. Esto es debido a una activación por protones del blanco y de laminillas. Se debe de tener especial cuidado cuando se trabaje en estos componentes, principalmente después de una irradiación.

1.3.8 Blindaje

El blindaje consiste en un dispositivo hecho de polietileno, carbono boratado y cemento. Dos de estos blindajes pueden abrirse usando un mecanismo eléctrico.

Abriendo el blindaje se tiene acceso al carrusel de blancos, los componentes del ciclotrón, las cámaras de vacío, etc.

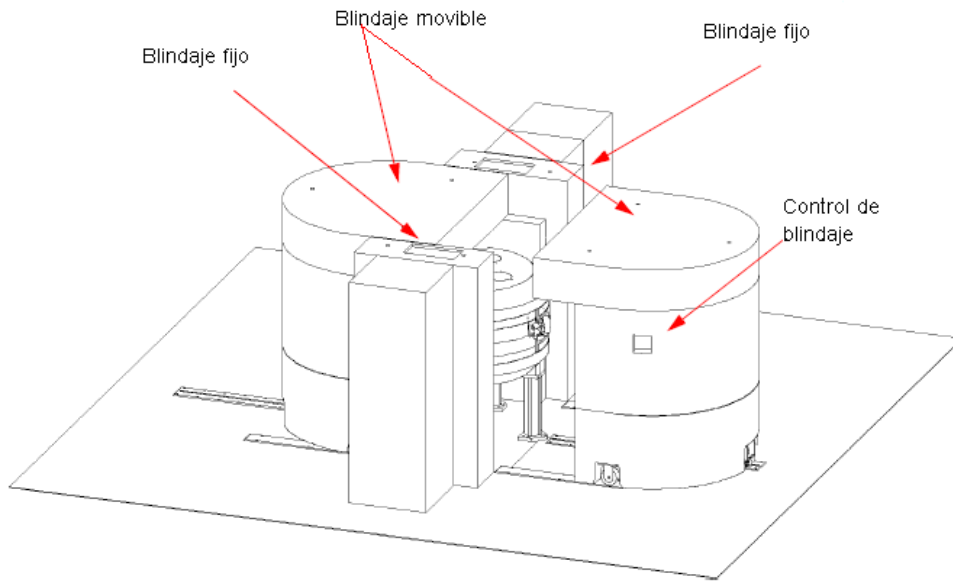


Figura 1.3.8a Blindaje del ciclotrón RDS-111



Figura 1.3.8b Izq: Blindaje del ciclotrón abierto y ciclotrón. Der: Interior del blindaje compuesto de carbono boratado.

La radiación producida en los blancos y en los componentes de la cavidad de aceleración es atenuada para tener niveles adecuados. Sin embargo no es recomendable que haya personas dentro del cuarto mientras el ciclotrón esté en operación. El blindaje es efectivo contra varias formas de radiación: neutrones rápidos, rayos gamma instantáneos y rayos gamma inducidos de alta energía. Los blindajes móviles (ver figura 1.3.8a) están compuestos, principalmente de dos componentes, una parte interna de 30 cm de grosor compuesta de una mezcla de

plomo, epoxi y carbono boratado(ver figura 1.3.8b Der). Este blindaje reduce la energía de los neutrones con energías de alrededor de 1-2 MeV, absorbiendo la mayoría de la radiación instantánea proveniente de las reacciones en el blanco, también absorbe los neutrones térmicos producidos por colisiones dentro del propio blindaje. Después de ese blindaje viene otro de 70 cm de grosor hecho de polietileno y de carbono boratado mezclado con concreto. La principal función de este blindaje es el de moderar neutrones a través de colisiones elásticas con átomos de hidrógeno de los componentes de agua y polietileno, disminuyendo la energía de los neutrones hasta que sean neutrones térmicos. Eventualmente el blindaje absorbe los neutrones térmicos con el boro, minimizando radiación secundaria causada por reacciones debidas a la captura de neutrones en hidrógeno u otros elementos. El movimiento del blindaje del ciclotrón es controlado por paneles montados al lado de cada blindaje. El panel de control contiene botones para mover el blindaje.

1.3.9 Modelo de caja

El modelo de caja define la frontera donde los niveles totales de radiación deben de estar por debajo de 20 $\mu\text{Sv/h}$ provenientes del acelerador funcionando. La caja imaginaria de (700x670x470cm) define la frontera donde los niveles de radiación deben de estar por debajo de los 20 $\mu\text{Sv/h}$.

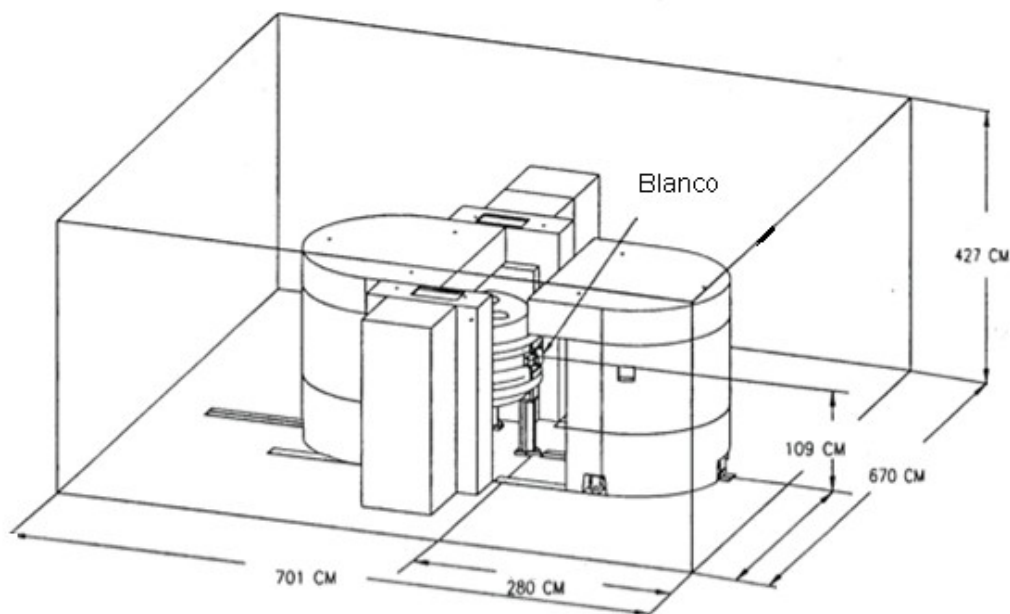


Figura 1.3.9a Modelo de caja del ciclotrón RDS-111.

En el modelo de caja tomamos 6 puntos de referencia para medir los niveles de radiación. Si escogemos un sistema coordinado en donde el blanco es el origen

como se muestra en la figura 1.3.9b, podemos localizar los puntos de la forma ordenada (x,y,z) . Así los seis puntos en los que tomaremos medidas son los siguientes: $P1=(3.35,0,0)$, $P2=(3.35,2.80,0)$, $P3=(0,2.80,0)$, $P4=(-3.35,2.80,0)$ y $P5=(0,0,1.95)$.

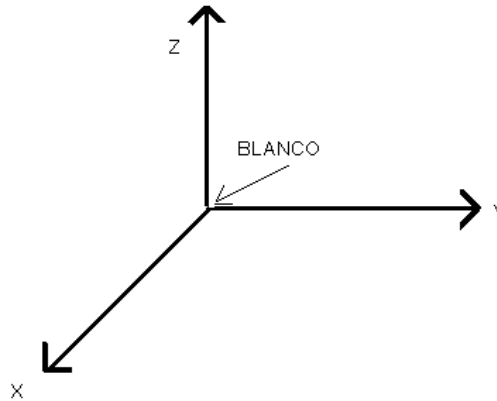


Figura 1.3.9b Sistema de referencia cuyo origen es el blanco nuclear.

Cabe señalar que la radiación que se medirá en el modelo de caja no es necesariamente la que reciben los trabajadores pues hay un blindaje extra en las paredes del cuarto del ciclotrón como se muestra en la figura 1.3.9c

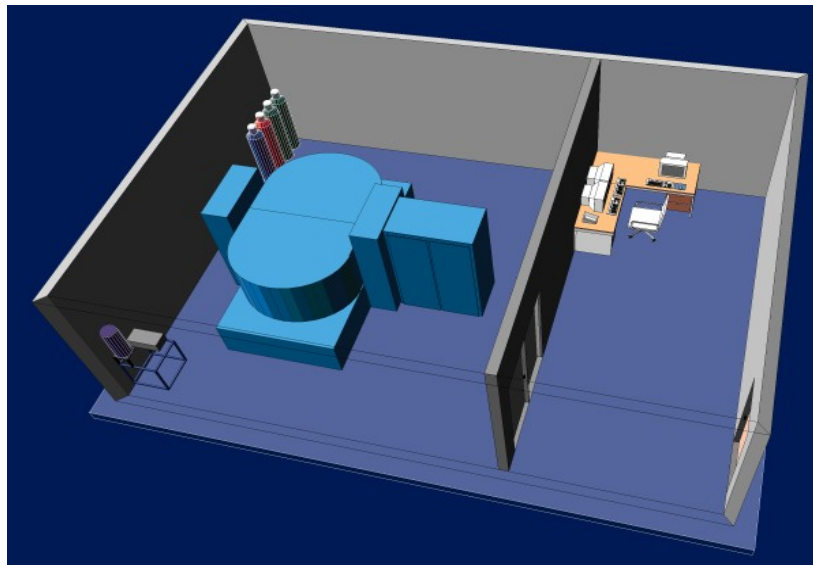


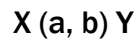
Figura1.3.9c Cuarto ciclotrón

1.4 Producción de radionúclidos vía ciclotrón

1.4.1 Reacciones nucleares

Cuando dos núcleos atómicos se fusionan, una reacción nuclear ocurre y como resultado nuevos núcleos son formados. El núcleo tiene carga positiva por lo tanto siente repulsión electromagnética con otros núcleos, así que para que interactúe con otros se tiene que superar la barrera coulombiana por medio de energía cinética del núcleo que colisionará con el blanco.

Las reacciones nucleares son procesos que involucran colisiones entre núcleos. En una reacción nuclear típica inciden partículas a sobre núcleos blanco X . Las partículas a y los núcleos X interactúan a través de las fuerzas nucleares (y electromagnéticas si alguno de ellos tiene carga eléctrica no nula) y producen nuevos núcleos b e Y . La reacción se representa de la siguiente manera:



Tanto la partícula a como la b suelen ser partículas livianas mientras que X y Y suelen ser núcleos más pesados.

1.4.2 Valor Q y energía umbral

El valor Q de una reacción está definido como la diferencia entre la energía cinética final e inicial

$$Q = [M_a + M_x - (M_b + M_y)]c^2 \quad (1.4.2a)$$

Si el valor Q de la reacción es positivo se dice que la reacción es exoenergética, si Q es negativa la reacción será endoenergética.

El valor Q es una cantidad muy importante en reacciones nucleares pues nos ayuda a saber si una reacción está permitida. Se puede consultar valores para las masas de las partículas involucradas en la reacción para hacer el cálculo del valor Q .

La energía umbral de una reacción es la energía cinética mínima requerida para que ocurra una reacción nuclear. Consideremos una partícula a de masa m_a que colisionará con el núcleo X de masa M_x , se define la energía umbral como:

$$E_{th} = -Mx + maMxQ \quad (1.4.2b)$$

La energía umbral es ligeramente superior al valor Q , únicamente tiene sentido cuando $Q < 0$, en caso contrario, una reacción nuclear sólo es posible si la partícula lleva una energía cinética suficiente para superar la barrera coulombiana.

1.4.3 Sección eficaz

El concepto de sección eficaz es un concepto relativamente simple, consideremos una pequeña sección de materia de área L^2 que contiene N esferas de radio R como lo muestra la figura 1.4.3

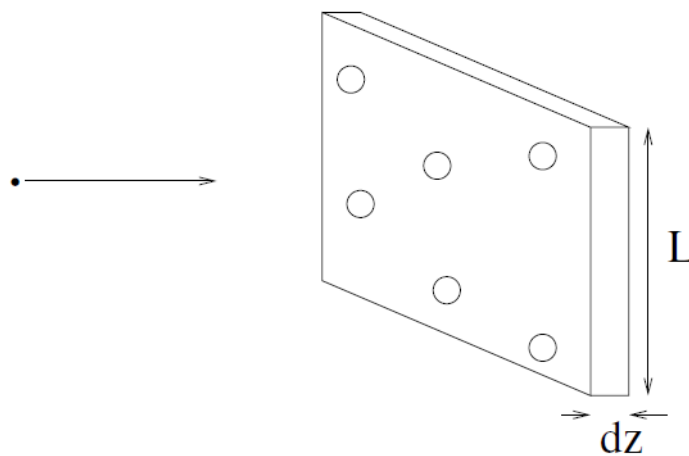


Figura 1.4.3 Representación gráfica de la sección transversal.

En general una partícula que incide aleatoriamente en la sección tendrá una probabilidad dP de colisionar con una de las esferas que es igual a la fracción del área superficial cubierta por la esfera.

$$dP = N\pi R^2 L^2 = \sigma ndz \quad (1.4.3a)$$

En el extremo derecho de la ecuación se ha multiplicado y dividido por el grosor dz e introducido el número n , relacionado con la densidad de esferas, $n=N/L^2dz$. La sección eficaz para colisionar con una esfera es $\sigma=\pi R^2$.

La sección eficaz definida como una área puede ser usada para definir la probabilidad dP_r para cualquier tipo de reacción r , mientras más grande sea el grosor dz del material y mayor sea la densidad de partículas blanco mayor será la probabilidad de que las partículas interaccionen, esto es:

$$dP_r = \sigma_r n dz \quad (1.3.4b)$$

La constante de proporcionalidad σ_r tiene dimensiones de área por unidad de partícula y es llamada sección eficaz para la reacción r .

Si el material contiene diferentes tipos de objetos i con densidad n_i y sección eficaz σ_i , la probabilidad de interacción es la suma de las probabilidades de cada una:

$$dP_r = \sum_i n_i \sigma_i \quad (1.3.4c)$$

Debido a que el radio nuclear es del orden de 10^{-15} podemos anticipar que la sección eficaz para reacciones nucleares será del orden de 1fm^2 . De hecho la unidad más usada para medir secciones eficaces es el barn [b].

$$1b = 100 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$$

1.4.4 Ecuaciones de transformación

Cuando se está produciendo un radionúclido en un ciclotrón el producto también está decayendo durante el bombardeo, así se puede llegar a un estado en el que la tasa de desintegración es igual a la tasa de producción. De esta manera, la tasa neta de producción está dada por la siguiente ecuación diferencial:

$$dN/dt = R - N\lambda \quad (1.4.4a)$$

Donde N es el número de de átomos del producto al tiempo t durante el bombardeo, R es la tasa de formación y $N\lambda$ es tasa a la cual se está desintegrando el producto. La solución de la ecuación (1.4.4a) es:

$$R = N\lambda(1 - e^{-\lambda t}) \quad (1.4.4b)$$

Es fácil ver que para tiempos de irradiación grandes ($t \gg 1/\lambda$) la exponencial tiende

a cero y la tasa de desintegración es aproximadamente la tasa de producción R. Este punto es llamado punto de saturación y el término $(1 - e^{-\lambda t})$ es conocido como el factor de saturación.

Cuando se llega al punto de saturación, la actividad en el blanco permanecerá constante sin importar cuanto tiempo continúe la irradiación. La eficiencia o

rendimiento de una reacción está dada por la integración (sobre la energía) de la sección transversal dividida entre el poder de frenado de la partícula:

$$Y_{EOB} = nI(1 - e^{-\lambda t}) \int E_1 E_2 (dE/dX)^{-1} \sigma(E) dE \quad (1.4.4c)$$

Donde n es la densidad atómica del núcleo blanco e I es el flujo incidente de partículas por segundo (corriente del haz). Esta expresión favorece a partículas con un poder de frenado grande del material blanco.

1.4.5 Vías de producción de los radionúclidos convencionales para PET

Para la producción de radioisótopos el material blanco puede ser líquido, gas o un sólido. Para su irradiación es necesario confinar este material en una cavidad que contenga el blanco.

Los radionúclidos ^{18}F , ^{13}N , ^{15}O y ^{11}C son producidos en un ciclotrón, distintas reacciones, con distintos blancos pueden ser utilizadas para hacerlo. En la unidad PET de la Facultad de Medicina se producen los 4 radionúclidos convencionales, sin embargo para realizar este trabajo se seleccionó la de ^{18}F pues esta reacción nos da neutrones y es la que se produce con mayor frecuencia.



Esta reacción usa un blanco enriquecido al 97% del isótopo estable ^{18}O el cual solamente tiene 0.2% de abundancia natural, razón por la cual es relativamente caro. Como la reacción tiene una sección eficaz grande, se tiene un gran rendimiento. Un blanco líquido de $\text{H}_2(^{18}\text{O})$ produce ^{18}F en forma de iones de flúor en una solución acuosa $(^{18}\text{F})_{\text{aq}}$. Todas las medidas tomadas en este trabajo fueron hechas durante la producción de ^{18}F .



Esta es la forma más común de producir ^{11}C . Este método produce una alta actividad específica. Si O_2 es agregado al blanco, la producción de ^{11}C se realiza como CO_2 , el cual es fácil de recuperar, separar y sintetizar. Si se agrega H_2 , se

produce $^{11}\text{CH}_4$ el cual es convertido en ($^{11}\text{CH}_3\text{I}$) o (H^{11}CN), usado como precursor para marcar muchos compuestos.

$^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$

Este es un método muy común en la producción de ^{13}N . El blanco es agua (H_2O). El ^{13}N es producido en forma química de nitratos, $^{13}\text{N-NO}_2^-/\text{NO}_3^-$. La pequeña cantidad de ^{18}O en el agua produce impurezas de ^{18}F .

$^{15}\text{N}(\text{p}, \text{n})^{15}\text{O}$

Esta es una reacción de baja energía de aceleración del protón. El blanco es isotópicamente enriquecido con ^{15}N (0.37 % de abundancia natural) por lo cual es muy caro y no es reusable. Por lo tanto esta reacción es impráctica para producción de rutina, razón por la cual no fue elegida para este trabajo a pesar de que en la reacción se emiten neutrones. La tabla 1.4.5 compara algunas características de las 4 reacciones nucleares.

Tabla 1.4.5 Reacciones nucleares producidas en la unidad PET.

Reacción	Blanco	Energía de producción (MeV)	Eficiencia (mCi/ μA)
$^{18}\text{O}(\text{p}, \text{n})^{18}\text{F}$	$\text{H}_2(^{18}\text{O})$ o $(^{18}\text{O})_2$	11	120
$^{14}\text{N}(\text{p}, \alpha)^{11}\text{C}$	$\text{N}_2+0.5\%\text{O}_2$ o H_2	11	80
$^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$	Agua natural, O_2	11	7
$^{15}\text{N}(\text{p}, \text{n})^{15}\text{O}$	Isótopo enriquecido+1% O_2	11	70

Capítulo 2

Interacción de la radiación con la materia

2.1 Ionización y excitación

La absorción de energía debido al paso de la radiación ionizante por un material puede producir excitación o ionización. El aumentar la energía de un electrón en un átomo o molécula, sin sacarlo de su órbita, se conoce como excitación. Si la radiación tiene suficiente energía para sacar al electrón de su órbita, entonces este electrón de carga negativa deja al átomo con carga neta positiva. A este fenómeno se le conoce como ionización. Así, cuando una cantidad suficiente de energía es utilizada para sacar a un electrón orbital del campo eléctrico del núcleo, se dice que el átomo está ionizado, y que el electrón negativo junto con lo que queda del átomo cargado positivamente, constituyen un par de iones. El electrón liberado, en este caso, es el ion negativo, y el átomo residual, el ion positivo. En algunos casos, un electrón puede ser atrapado por un átomo eléctricamente neutro, adquiriendo una carga neta negativa y convirtiéndose así en un ion negativo.

2.2 Radiación directamente e indirectamente ionizante

La radiación ionizante puede clasificarse según ionice directa o indirectamente. Todas las partículas cargadas ionizan directamente; esto significa que, siempre y cuando posean la energía cinética suficiente, pueden, a su paso a través del material absorbente, alterar directamente la estructura del átomo y producir cambios químicos y biológicos. En cambio, las partículas que carecen de carga tales como los fotones (rayos X y rayos gamma) y los neutrones, ionizan indirectamente. Éstas no producen cambios químicos y biológicos por sí mismas, sino que, primero transfieren su energía a las partículas cargadas del material a través del cual van pasando, las cuales adquieren energía cinética, y éstas a su vez, son las que depositan su energía en la materia.

2.2.1 Radiación gamma

La radiación gamma es un tipo de radiación electromagnética producida generalmente por elementos radiactivos o procesos como la aniquilación positrón-electrón. Los rayos gamma son producidos en núcleos excitados al pasar de un estado de mayor a uno de menor energía. También pueden producirse en los núcleos de isotopos radiactivos como una forma de liberar energía que tiene en exceso.

2.2.2 Neutrones

El neutrón es una partícula subatómica, que generalmente forma parte del núcleo atómico junto con el protón. Tiene una carga eléctrica nula. Es una partícula que

fuera del núcleo es inestable con una vida media de aproximadamente 12 minutos.

Los haces de neutrones pueden ser producidos con reacciones nucleares. No podemos acelerar neutrones con campos magnéticos como a las partículas cargadas, pero podemos reducir la energía de neutrones de muy altas energías a través de colisiones con átomos de varios materiales. Este proceso de disminución de energía es llamado moderación de neutrones. Los neutrones resultantes pueden tener muy baja energía, por convención se clasifican de la siguiente manera:

Tabla 3.2.2 Clasificación de neutrones según su energía.¹

<i>Tipo</i>	<i>Energías</i>
Térmicos	~0.025eV
Lentos	~1 eV
Rápidos	=100keV-10MeV

Los neutrones térmicos presentan una distribución de movimiento térmico característica de la temperatura del medio en el que existen. La energía cinética a 20°C es 0.025 eV. Sin embargo todos los neutrones con energías debajo de 0.5 eV son usualmente llamados neutrones térmicos.

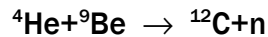
Neutrones que se encuentran entre el rango de energía de 0.5 eV y 10 keV son llamados neutrones lentos. Alrededor de los 10 keV la dosis en el cuerpo humano es mayormente debida a la contribución de protones de retroceso resultantes de dispersión elástica al interactuar con núcleos de hidrógeno. Debajo de esta energía la dosis se debe principalmente a rayos gamma resultantes de la captura de neutrones térmicos en el hidrógeno. Debido a lo anterior el factor de calidad de los neutrones sube alrededor de los 10 keV debido a que las partículas cargadas causan mayor daño biológico. Los neutrones rápidos son aquellos cuya energía es superior a los 100keV.

Fuente de neutrones

El isótopo estable de berilio ⁹Be , tiene enlace de neutrones relativamente bajo (1.7 MeV de energía de amarre). Si partículas alfa de alrededor de 5 MeV (valor

¹ Krane Kenneth S. Introductory Nuclear Physics. Pag.445.

típico en decaimientos radiactivos) interaccionan con el núcleo de ${}^9\text{Be}$ se produce la siguiente reacción, de la cual podemos obtener neutrones:



El valor Q de esta reacción es 5.7 MeV. Si mezclamos un isótopo emisor alfa de larga vida media como ${}^{226}\text{Ra}$ (1602 años) o ${}^{241}\text{Am}$ (458 años) con ${}^9\text{Be}$, tendremos una tasa constante de producción de neutrones. El ${}^{226}\text{Ra}$ y sus hijas emiten alfas con energías de entre 5 MeV y 8MeV. Los neutrones no son monoenergéticos pero la energía más probable es de 5 MeV y la tasa de producción de neutrones es de 10^7 neutrones por segundo por cada Ci de ${}^{226}\text{Ra}$. A pesar de que producir neutrones con fuentes de Ra es eficiente, generalmente se usan otros emisores alfa pues el ${}^{226}\text{Ra}$ y sus hijas emiten gammas muy energéticas. Se puede reemplazar el ${}^{226}\text{Ra}$ con ${}^{238}\text{Pu}$ (86 años) o ${}^{241}\text{Am}$ (458 años). Estas fuentes producen entre $2\text{-}3 \times 10^6$ neutrones por segundo por Ci de actividad.

2.3 Interacción de fotones con la materia

2.3.1 Efecto fotoeléctrico

Un fotón interacciona con un electrón de las órbitas más internas del átomo (K, L, M o N) transfiriéndole toda su energía (figura 2.3.1). El electrón sale de su órbita con una energía cinética (T) igual a la energía del fotón incidente ($h\nu$) menos la energía de amarre del electrón (E_b) y la energía de retroceso del átomo (T_a). Matemáticamente, podemos escribir:



(2.3.1a)

Como la energía de retroceso T_a es un valor muy cercano a cero, podemos decir que:



(2.3.1b)

El espacio vacante en la órbita, dejado por el electrón puesto en movimiento, es rápidamente ocupado por otro electrón de las órbitas más externas. En este proceso se pueden producir fotones que se conocen como radiación característica (rayos X característicos o de fluorescencia), ya que su energía es igual a la diferencia energética que existe entre las órbitas del electrón expulsado y el electrón que ocupa la vacancia. Esta energía es característica del átomo en cuestión. También existe la posibilidad de la emisión de electrones Auger, los cuales son electrones monoenergéticos producidos por la absorción interna en el átomo de rayos X característicos.



Figura 2.3.1 Ilustración del efecto fotoeléctrico

2.3.2 Efecto Compton

Un fotón interacciona con un electrón atómico “libre” (con el término libre se quiere dar a entender que su energía de amarre es despreciable comparada con la energía del fotón incidente). En este proceso, el fotón incidente desaparece, transfiriendo parte de su energía al electrón, el cual es expulsado de su órbita, y el resto de la energía es empleada para la creación de un nuevo fotón, el cual es conocido como fotón Compton (figura 3.3.2). La fracción de energía que le transfiere el fotón incidente al electrón, en forma de energía cinética (T), está dada por:



(3.3.2a)

donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente y $h\nu'$ es la energía del fotón Compton; la cual se puede obtener por medio de la expresión:



(3.3.2b)

donde $\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$ (m_0 es la masa en reposo del electrón y c es la velocidad de la luz en el vacío) y θ es el ángulo de emisión del fotón Compton. Los electrones puestos en movimiento pueden, a su vez, ionizar otros átomos del material absorbente, romper enlaces químicos e iniciar procesos, que finalmente, producen los daños biológicos.



Figura 3.3.2 Representación del efecto Compton.

2.3.3 Producción de pares

Si la energía del fotón incidente es mayor a 1.022 MeV, éste puede interaccionar a través de este proceso. El fotón interacciona fuertemente con el campo electromagnético de un núcleo atómico, cediendo toda su energía en el proceso de creación de un electrón y un positrón (figura 2.3.3a). Este fenómeno es el ejemplo de un evento en el cual la energía se convierte en masa, tal como lo predijo Einstein en su ecuación $E = mc^2$. Cabe aclarar que la masa en reposo del electrón es equivalente a 0.511 MeV, por lo que el mínimo de energía requerida para que se lleve a cabo la producción de pares es de 1.022 MeV. Así, podemos decir, que 1.022 MeV es la energía umbral para que ocurra este proceso. La ecuación de conservación de energía, despreciando la pequeña cantidad de energía cinética transferida al núcleo, está dada por:



(2.3.3a)



(2.3.3b)

donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente, m_0 es la masa en reposo del electrón, c es la velocidad de la luz en el vacío y T^- y T^+ es la energía cinética impartida al electrón y al positrón, respectivamente. Si la energía del fotón es mayor a la del umbral, el exceso de energía se reparte entre las partículas en forma de energía cinética. El electrón y el positrón no necesariamente reciben la misma energía cinética, pero su promedio está dado por:



(2.3.3c)



Figura 2.3.3a Ilustración del proceso de producción de pares.

En general, podemos decir que dependiendo de la energía de los fotones incidentes y de la naturaleza (número atómico y composición) del material absorbente, el depósito de energía de las radiaciones ionizantes con energías en el intervalo usadas en el ámbito clínico, se realizará por medio de alguno de los procesos explicados anteriormente. Así pues, la probabilidad de ocurrencia del efecto fotoeléctrico, del efecto Compton y la producción de pares, depende de la energía del fotón incidente ($E = h\nu$) y del número atómico Z del medio absorbente con el que interacciona la radiación ionizante. La figura 2.3.3b muestra las regiones de Z y $h\nu$ donde predomina cada interacción.



Figura 2.3.3b Importancia relativa de los tres procesos principales de interacción de fotones con la materia. Las curvas representan los valores de Z y E para los cuales los efectos contiguos son igualmente probables.

2.4 Interacción de neutrones en la materia

Los neutrones, al no tener carga interactúan con la materia a través de reacciones nucleares (generalmente del tipo (n,γ)) con los distintos elementos que se encuentran en el tejido principalmente con el hidrógeno, oxígeno nitrógeno y carbono. La tabla 2.4a muestra la composición atómica en porcentaje de peso de tejido muscular y de cuerpo entero.

Tabla 2.4a Composición del tejido humano en porcentaje de peso.

Elemento	ICRU Músculo (1977)	Cuerpo Entero
H	10.2	10.5
O	72.9	67.7
C	12.3	18.7
N	3.5	3.1
Otros	1.1	—
Total	100.0	100.0

Hay dos interacciones importantes entre el tejido humano y neutrones térmicos: captura neutrónica por nitrógeno $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ y captura neutrónica por hidrógeno $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$.

La interacción con el nitrógeno tiene un valor $Q=0.62\text{MeV}$ que es compartida por el protón (0.58 MeV) y el núcleo de retroceso (0.04MeV). La sección eficaz en este caso es $\sigma=1.84 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{átomo}$, y el número de átomos de nitrógeno por gramo de tejido muscular es 1.50×10^{21} . Ver tabla 2.4b.

Tabla 2.4b Número de átomos por gramo por tejido muscular.

Átomo	Fracción en un gramo de tejido muscular.	Número de átomos por gramo de tejido muscular
Hidrógeno	0.102	6.09×10^{21}
Oxígeno	0.740	2.79×10^{22}
Nitrógeno	0.035	1.50×10^{21}
Carbono	0.123	6.17×10^{21}

Los neutrones térmicos tienen una alta probabilidad de ser capturados por los átomos de hidrógeno de los tejidos, a pesar de que $\sigma_H=3.32 \times 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{átomo} < \sigma_N=1.84 \times 10^{-24}$, pues hay 41 veces más átomos de H que de N en tejido. La energía cedida a los rayos gamma en la reacción es de 2.2 MeV.

2.5 Campos mixtos de radiación neutrón-gamma

Una de las reacciones más comunes cuando se tienen neutrones es la reacción (n, γ). Esta reacción puede ser producida por neutrones de diferentes energías, y es especialmente importante para el caso de neutrones térmicos en la reacción $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$.

La sección eficaz para neutrones térmicos en la reacción anterior es 0.33 b, y la energía de los rayos gamma es de 2.22 MeV. Cuando se producen neutrones en aceleradores de partículas, los neutrones pueden interactuar con diversos materiales hidrogenados que existen cerca de los aceleradores, por lo tanto, es muy común tener neutrones y rayos gamma, formando un campo mixto de radiación.

En la unidad PET cuando se realiza la reacción $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ los neutrones que se producen en la reacción interactúan con el blindaje cuyo material es rico en hidrógeno. Al ser capturados los neutrones se emite radiación gamma.

Otra forma en que se producen los rayos gamma durante la producción es mediante la llamada radiación instantánea la cual es emitida por elementos que quedan inestables y liberan el exceso de energía por medio de rayos gamma.

2.6 Transferencia lineal de energía

La Transferencia Lineal de Energía (LET, por sus siglas en inglés), como su nombre lo indica, se refiere a la energía transferida al medio por unidad de longitud, debido a una partícula ionizante que lo atraviesa, y se define por medio de la ecuación:

$$\text{LET} = dE_L/dl$$

(2.6)

donde dE_L es la energía promedio impartida localmente al medio absorbente por una partícula cargada, de energía específica, que lo atraviesa una distancia dl . El término "impartida localmente" se refiere a la energía impartida dentro de un volumen limitado del medio absorbente. El concepto de LET es de importancia fundamental en radiobiología ya que, en general, el efecto de la radiación ionizante sobre los sistemas biológicos no depende solamente de la dosis absorbida, sino también de la capacidad que tiene la radiación de ionizar los materiales que atraviesa. La LET, varía de acuerdo con la energía de las partículas. Tanto fotones como partículas directamente ionizantes, tienen su efecto biológico de acuerdo con la cantidad de energía que depositan en el material biológico y, este depósito de energía lo hacen a través de la ionización.

Cabe hacer la aclaración de que a la radiación electromagnética se le asocia un valor de LET correspondiente al LET promedio de los electrones secundarios generados durante su absorción y dispersión en el medio irradiado.

Durante el paso de la radiación ionizante por un material se van formando iones, de tal forma que, mientras más iones se formen por unidad de longitud lineal, mayor será su efecto biológico. Tratándose de fotones de baja energía, se obtiene una alta densidad iónica, comparada con la que se obtiene para fotones de megavoltaje, resultando los primeros con una efectividad biológica mayor. La LET es usualmente expresada en $\text{keV}/\mu\text{m}$, y su valor varía de acuerdo con la energía de la partícula.

La LET para rayos gamma provenientes de una fuentes de ^{60}Co está entre $0.2 \text{ keV}/\mu\text{m}$ y $2 \text{ keV}/\mu\text{m}$, para neutrones de 2.5 MeV está entre $15 \text{ keV}/\mu\text{m}$ y $80 \text{ keV}/\mu\text{m}$, para neutrones de 14.1 MeV la LET está entre $3 \text{ keV}/\mu\text{m}$ y $30 \text{ keV}/\mu\text{m}$.

Capítulo 3

Dosimetría de la radiación

La dosimetría de la radiación se refiere a la medición de la dosis absorbida, o rapidez de dosis, resultado de la interacción de la radiación ionizante con la materia. De manera más general, se refiere a la determinación (teórica o experimental) de las magnitudes antes mencionadas, así como también a cualquier otra magnitud radiológica relevante como puede ser exposición, kerma, fluencia, equivalente de dosis y energía impartida entre otras. Con la dosimetría de la radiación es posible evaluar y cuantificar el daño o alteración de la materia (viva o inerte) causado por la interacción de la radiación ionizante con ella.

3.1 Kerma

El kerma K se define en términos de la energía trasferida ϵ_{tr} y la energía radiante R . La energía trasferida en un volumen V es:

$$\epsilon_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} + \Sigma Q \quad (3.1a)$$

Donde $(R_{in})_u$ es la energía radiante de partículas no cargadas que entran al volumen V , $(R_{out})_u^{nonr}$ es la energía radiante de partículas sin carga saliendo del volumen V , exceptuando la energía radiante originada por variaciones de energía cinética de partículas cargadas en el interior V y ΣQ es la transformación de energía en masa dentro de V (si se transforma masa en energía la cantidad es positiva y si se transforma energía en masa la cantidad es negativa).

Se considera como pérdidas radiativas a la conversión de energía cinética de los electrones secundarios en fotones, este es el caso de bremsstrahlung (rayos X) y la aniquilación de pares.

El kerma está definido únicamente para radiación indirectamente ionizante, se define el kerma K en un punto de interés P en un volumen V como:

$$\kappa = d(\epsilon_{tr})/dm \quad (3.1b)$$

Donde $(\epsilon_{tr})_e$ es el valor esperado de la energía trasferida al interior del volumen finito V durante un tiempo t y dm es la diferencial de masa.

Así definido, el kerma es el valor esperado de la energía transferida a las partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés P incluyendo las pérdidas radiativas de energía.

La unidad del kerma es el Gy, siendo $1\text{Gy}=1\text{J/kg}=10^2\text{rad}$.

3.1.1 Cálculo de Kerma en neutrones

Para una energía dada del neutrón, tipo del átomo blanco y tipo de interacción, el kerma que resulta de una fluencia de neutrones $\Phi(\text{cm}^{-2})$ en un punto en un medio esta dado por:

$$K=1.602 \cdot 10^{-8} \Phi \sigma N_t m^{-1} E_{tr} \quad (3.1.1)$$

Donde σ es la sección eficaz del blanco, N_t es el número de átomos blanco en la muestra irradiada, m es la masa de la muestra en gramos y E es la energía cinética total cedida a las partículas cargadas por interacción. K tiene unidades de rad y es igual a la dosis absorbida si se cumplen las condiciones de equilibrio de partícula cargada.

3.2 Dosis absorbida (D)

La dosis absorbida, de acuerdo al reporte 60 de la Comisión Internacional de Unidades y Medidas de la Radiación (ICRU 1998), se define como:



(3.2)



donde E es la energía promedio impartida a un cierto material de masa m . Sus unidades de medida en el Sistema Internacional son de J kg^{-1} y el nombre especial para esta unidad es el gray (Gy), donde $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1}$. A diferencia de la exposición, que sólo está definida para fotones que interaccionan en aire, la dosis absorbida D está definida para cualquier tipo de radiación ionizante y para todo tipo de materia con la cual ella interacciona.

3.3 Equilibrio de partícula cargada

Dado un volumen V , se dice que existe Equilibrio de Partícula Cargada (EPC) en éste si cada partícula cargada de un tipo y energía dados que sale de él, es reemplazada por una partícula idéntica que lo penetra. Para lograr esto en la práctica experimental, los dosímetros a irradiar son cubiertos con un material, cuyo espesor debe ser al menos igual que el alcance de los electrones secundarios en dicho material, con el fin de que en éste se creen los electrones que entran al dosímetro, los cuales deberán compensar a los que salen de él, logrando así un balance de entrada-salida de partículas cargadas.

3.4 Equivalente de dosis (H)

Para definir estándares de protección radiológica de los seres vivos es necesario poder cuantificar el efecto biológico de los distintos tipos de radiaciones ionizantes que, en general, son diferentes. Por ejemplo, la radiación α pierde energía rápidamente y por lo tanto depositan prácticamente toda su energía en una distancia muy corta. En consecuencia producen mucho mayor daño que radiación γ o β , para los cuales la pérdida de energía se produce gradualmente. Para cuantificar estas diferencias se define la efectividad biológica relativa como el cociente de la dosis de una cierta radiación respecto de la dosis de rayos X que produce el mismo efecto biológico. Como es difícil de medir, en general se trabaja con el factor de ponderación de la radiación (w_R) que se calcula para un tipo de radiación dado a una dada energía de acuerdo a la energía depositada por unidad de distancia. Así, radiaciones que depositan poca energía por unidad de longitud tienen w_R cercanos a la unidad mientras que aquellas que depositan mucha energía por unidad de longitud pueden llegar a tener w_R del orden de 20. Los valores de w_R para distintos tipos de radiaciones y energías se indican en la tabla 3.3.

Tabla 3.3 Factores de ponderación de la radiación w_R para distintos tipos de radiación y energía.

Radiación	w_R
Rayos X y γ (todas las energías)	1
e y muones (todas las energías)	1
neutrones < 10 KeV	5
neutrones < 10 – 100 KeV	10
neutrones > 100 KeV hasta 2 MeV	20
neutrones > 2 – 20 MeV	10
neutrones > 20 MeV	5
protones > 2 MeV	5
α , fragmentos de fisión y núcleos pesados	20

La dosis equivalente H para daño biológico se define como el producto de la dosis D y el factor de ponderación de la radiación w_R . La unidad utilizada es el Sievert (Sv) siendo $1\text{Sv} = \text{Gy} \times w_R$. En cuanto a las dosis equivalentes aceptables para el ser humano, la International Commission for Radiation Protection (ICRP 60) recomienda una dosis equivalente máxima de 20 mSv / año, promediado en 5 años, sin que en un año dado la dosis sobrepase los 50 mSv.

3.5 Dosimetría termoluminiscente

Ciertos sólidos previamente irradiados tienen la propiedad de emitir luz si se eleva su temperatura a un valor suficiente por debajo de su temperatura de incandescencia. A este fenómeno se le conoce como radioluminiscencia térmicamente estimulada; sin embargo, por razones históricas se le llama simplemente termoluminiscencia. La importancia de este fenómeno en la dosimetría de la radiación ionizante radica en el hecho de que la cantidad de luz emitida es proporcional a la dosis absorbida por el material irradiado, esto hace posible que los materiales termoluminiscentes (TL) puedan utilizarse como dosímetros en el intervalo en que su respuesta es lineal con respecto a la dosis absorbida.

La dosimetría termoluminiscente fue propuesta originalmente por Daniels y colaboradores en 1949, quienes vieron en el fluoruro de litio (LiF) el material más viable para la dosimetría termoluminiscente. Daniels abandonó sus trabajos de investigación en aspectos de termoluminiscencia alrededor de 1954. El interés en el LiF como un material termoluminiscente fue revivido por Cameron y colaboradores, a principios de la década de los 60, quienes retomaron el trabajo que Daniels había iniciado. Es así como las investigaciones del grupo de trabajo de Cameron dieron como resultado el fluoruro de litio con impurezas de magnesio y titanio (LiF:Mg,Ti) mejor conocido como TLD-100.

Hoy en día, la dosimetría termoluminiscente es un método bien establecido utilizado prácticamente en toda actividad donde se requiere de mediciones experimentales de dosis absorbida.

3.5.1 Proceso termoluminiscente

Un dosímetro termoluminiscente es un cristal que cuenta con activadores apropiados para que se produzca el fenómeno de la termoluminiscencia. Estos activadores (o impurezas) forman dos tipos de imperfecciones en el cristal: trampas para electrones y trampa para iones positivos o huecos, ubicadas en la banda de energías prohibidas, los cuales capturan y retienen a los portadores de carga por ciertos períodos hasta ser liberados al cederles energía térmica, produciéndose así la recombinación y emitiendo fotones de luz que son la base de la dosimetría termoluminiscente (figura 3.5.1).



Figura 3.5.1 Diagrama de bandas de energía para representar el proceso TL, **a)** exposición del cristal a la radiación, **b)** calentamiento del cristal.

El proceso termoluminiscente se explica como sigue: al interaccionar la radiación ionizante con el cristal se puede proporcionar la energía suficiente para crear los portadores de carga, es decir, electrones e iones positivos producidos por la vacancia de electrones. Los primeros son transferidos de la banda de valencia a la banda de conducción, en donde se mueven hasta ser atrapado por una trampa para electrones, situada en la banda de niveles prohibidos de energía. Al mismo tiempo, el ión positivo producido por la vacancia se mueve en la banda de valencias hasta que es atrapado por una trampa para iones positivos (figura 3.5.1a). Posteriormente, durante el calentamiento del cristal se puede transferir la energía térmica suficiente para sacar al electrón de la trampa y llegar a la banda de conducción donde se mueve hasta que eventualmente puede caer a un centro luminiscente donde se recombina. La recombinación da como resultado un fotón de luz visible, que es la base de la termoluminiscencia (figura 3.5.1b).

3.5.2 Teoría de Randall y Wilkins

Hasta la fecha no existe ninguna teoría que explique completamente el fenómeno TL. Sin embargo, varios modelos tratan de explicarlo a partir de la existencia de tres elementos principales: los centros luminiscentes, los portadores de carga y las trampas. Uno de los modelos más aceptados es la cinética de primer orden que trata de explicar el proceso termoluminiscente, en términos de la temperatura absoluta T (K) del cristal de Randall y Wilkins, usando la siguiente ecuación:

$$p = 1 - \tau^{-1} \alpha e^{-E/kT} \quad (3.5.2a)$$

donde p es la probabilidad de escape de los electrones por unidad de tiempo (s^{-1}), τ es el tiempo de vida promedio en la trampa, α es un factor de frecuencia, E es la energía de la trampa (eV) y k es la constante de Boltzman ($k = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} = 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$). De la ecuación 3.5.2a es evidente que, debido a que los valores de k , α y E se mantienen constantes, aumentando T aumenta p y

consecuentemente disminuye τ . Lo anterior significa que cuando se calienta un cristal TL y aumenta su temperatura linealmente con el tiempo, desde la temperatura ambiente, la intensidad TL (luz emitida) se incrementa debido a que aumenta el número de electrones que escapan de la trampa, teniéndose un máximo a alguna temperatura T_m , y posteriormente disminuye ya que va decreciendo el número de electrones atrapados. Suponiendo que la intensidad de luz emitida es proporcional a la tasa de escape de electrones, a la temperatura T_m se obtendrá un máximo o pico de termoluminiscencia. Debido a que puede haber trampas a diferentes profundidades (energías) en la banda de energías prohibidas, y a que el proceso de emisión de luz TL implica la desocupación de dichas trampas a diferentes temperaturas, esto da lugar a una curva de termoluminiscencia (comúnmente conocida como curva de brillo) la cual es característica de cada material y puede presentar uno o varios picos.

El valor de T_m está relacionado con la tasa de calentamiento lineal q (K/s) mediante la siguiente relación de la teoría de Randall-Wilkins:

$$EkT_m = \alpha q e^{-EkT} \quad 3.5.2b$$

de donde se puede apreciar fácilmente que T_m crece gradualmente conforme aumentamos la tasa de calentamiento lineal q .

3.5.3 Características del TLD-600

Los dosímetros TLD-600 son una variedad de dosímetros TL, hechos a base de fluoruro de litio (LiF) e impurezas de magnesio (Mg) y titanio (Ti) (LiF:Mg:Ti). Estos cristales son producidos comercialmente por Harshaw Chemicals of USA. La

diferencia entre distintos tipos de TLD es la concentración de isótopos de litio (^6Li y ^7Li) siendo de 0.01% de ^6Li y 99.99% de ^7Li para el TLD-600.

Para neutrones térmicos, las principales interacciones que se pueden producir con los núcleos así como la sección eficaz de la reacción que forman los dosímetros TL se muestran en la tabla 3.5.3.

Tabla 3.5.3 Reacciones más comunes que se obtienen con neutrones térmicos.

Reacción	Sección eficaz (b)
$^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$	945
$^6\text{Li}(n,\gamma)^7\text{Li}$	40×10^{-3}
$^7\text{Li}(n,\gamma)^8\text{Li}$	33×10^{-3}
$^{19}\text{F}(n,\gamma)^{20}\text{F}$	9×10^{-3}

De la tabla se ve que la reacción más probable para neutrones térmicos es $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$, que es la principal fuente de depósito de energía.

La reacción $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ tiene un valor Q de 4.78 MeV, lo que al incidir un neutrón térmico ($E_n \approx 0$) se reparte en 2.06 MeV de energía para la partícula alfa y 2.72 MeV para el tritio; por lo tanto, la componente importante en la dosimetría TL para neutrones térmicos utilizando fluoruro de litio es la concentración ^6Li .

Los dosímetros TLD-600 utilizados en éste trabajo son dosímetros cilíndricos de 1mm de diámetro y 6mm de altura.

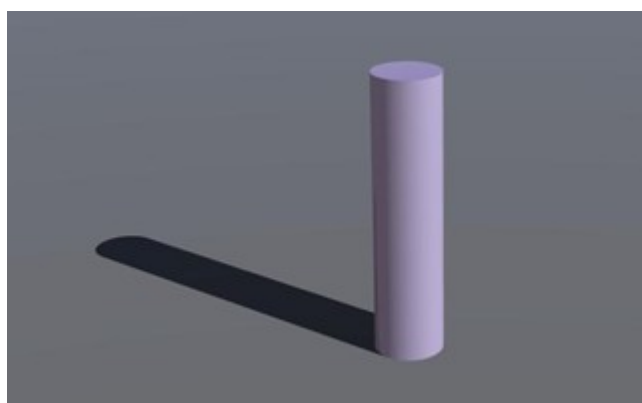


Figura 3.5.3 Geometría del dosímetro TLD-600

3.5.4 Características del GR-207

Los dosímetros GR son compuestos de LiF con magnesio (Mg), cobre (Cu) y fósforo (P), (Li:Mg,Cu,P). Existen tres tipos de dosímetros GR fabricados por Harshaw Chemicals of USA, el GR, el GR-206 y el GR-207. El dosímetro GR-207

será utilizado para medir el campo de radiación debido a gammas pues es muy sensible a ese tipo de radiación, respondiendo muy poco a neutrones térmicos.

El dosímetro GR-207 utilizado tiene la forma de la figura 3.5.4 con 3mm de lado y 0.5mm de espesor.

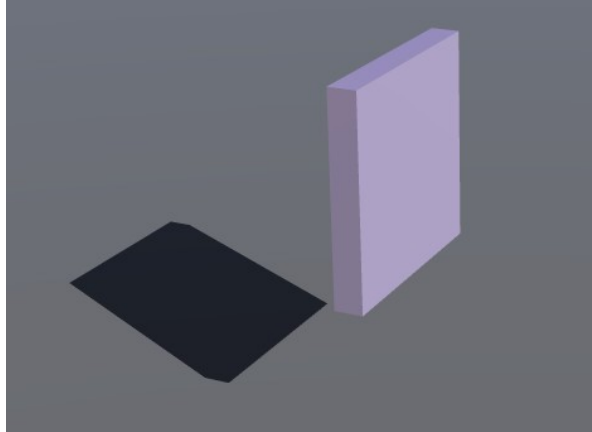


Figura 3.5.4 Geometría del dosímetro GR-207

3.5.5 Tratamiento térmico

Previamente a ser utilizados para cualquier estudio, los DTL deben recibir un tratamiento térmico cuyo objetivo es vaciar las trampas para los portadores de carga. El tratamiento térmico consiste en un horneado a alta temperatura para restablecer sus características, borrar la señal acumulada durante su almacenamiento y dispersar las impurezas a su configuración original, y un horneado a baja temperatura para estabilizar los picos de baja temperatura.

3.5.6 Equipo lector TL

El equipo lector TL consiste básicamente de los siguientes componentes: una fuente térmica que calienta la plancheta, un tubo fotomultiplicador (TFM) y un equipo electrónico para integrar en el tiempo la señal eléctrica generada en el TFM. En este trabajo se utilizó un equipo lector marca Harshaw modelo 3500. En la figura 3.4.6 se presenta un diagrama de bloques donde se pueden identificar las partes fundamentales del equipo. Para obtener la lectura de la señal termoluminiscente se coloca el dosímetro en una plancheta metálica por la que se hace pasar una corriente eléctrica para calentarla. El dosímetro se calienta por contacto y emite luz que llega al TFM, el cual convierte la señal luminosa en señal eléctrica y la amplifica. Esta señal (corriente eléctrica), se integra durante el tiempo total de la lectura, obteniéndose así un cierto valor de carga eléctrica que

es proporcional a la intensidad total de la luz emitida por el dosímetro. Cuando se leen los cristales termoluminiscentes es necesario suministrarle gas nitrógeno (N_2) al módulo donde se encuentra la plancheta, ya que los DTL se calientan a altas temperaturas y el metal de la plancheta puede reaccionar con el aire y contaminarse. Además, el N_2 ayuda a disminuir la emisión de infrarrojo de la plancheta cuando ésta se calienta. También evita contaminación en la superficie del cristal.

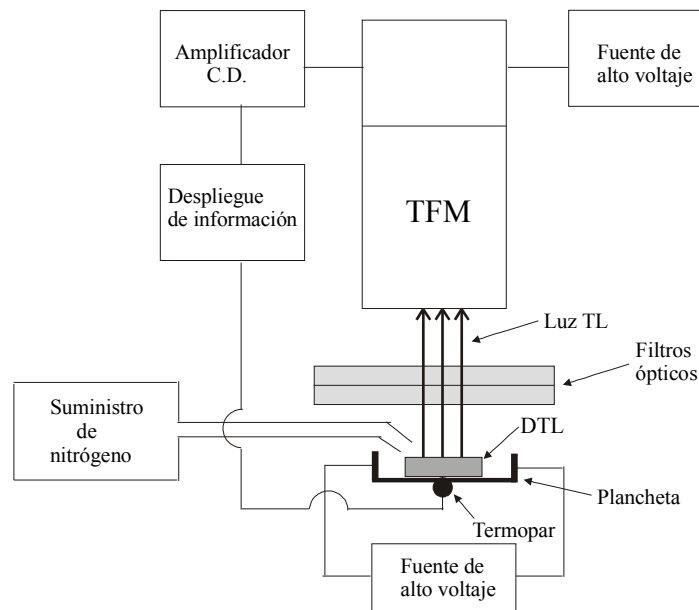


Figura 3.4.6 Diagrama esquemático de un lector TL típico.

Los parámetros de operación de un equipo lector TL son:

- a) Voltaje de operación: es el voltaje de operación del TFM.
- b) Tasa de calentamiento: es la rapidez con la que se calienta la plancheta.
- c) Tiempo de lectura: es el tiempo requerido para integrar la señal TL.
- d) Ventana de integración: es el intervalo de temperatura en el cual se integra la señal TL.

Además, para tener un control del funcionamiento del equipo se debe medir, cada vez que éste se utiliza, la señal de referencia, que consiste en la lectura de la señal luminosa emitida por una fuente emisora de luz con intensidad constante que queda expuesta al TFM cuando el módulo que contiene la plancheta se saca. Si ésta mantiene un valor constante para los parámetros de lectura habituales, se puede suponer que el equipo está funcionando adecuadamente. Otro parámetro que puede influir en la respuesta de un DTL es la temperatura ambiente, por lo

que se debe procurar que ésta se mantenga más o menos constante cada vez que se utiliza el equipo lector.

El parámetro dosimétrico a medir en los DTL, partiendo de la lectura obtenida, puede ser uno de los siguientes: el área bajo la curva de brillo, el área bajo la curva de uno o varios de los picos que componen la curva de brillo o la altura de alguno de los picos de la curva de brillo.

En este trabajo se utilizó el área bajo la curva de brillo como respuesta del dosímetro.

3.6 Dosimetría de un campo mixto neutrón-gamma

Los neutrones y los rayos gamma son radiación indirectamente ionizante que es atenuada más o menos exponencialmente al pasar a través de la materia. Reacciones (n,γ) pueden llevarse a cabo en cualquier intervalo de energía de los neutrones pero son especialmente importantes los que se encuentran en el intervalo térmico pues es en el cual se produce la captura neutrónica. Los campos de neutrones son generalmente acompañados de rayos gamma secundarios, como biológicamente los neutrones tienen más efectos biológicos que los rayos gamma, es deseable realizar un sistema dosimétrico que nos permita estimar la dosis debida a neutrones y la que es debida a rayos gamma. Esto hace que la medición sea más complicada.

Una manera de determinar la dosis debida a cada componente de radiación es usando un sistema de dosímetros con distinta sensibilidad para neutrones que para rayos gamma en el cual cada dosímetro responde de manera distinta a distinto tipo de radiación, la ecuación general de la respuesta de un dosímetro a un campo mixto de neutrones y rayos gamma puede ser escrita matemáticamente de la siguiente forma:

$$Q_{n,\gamma} = AD_{\gamma} + BD_n \quad (3.6a)$$

Donde $Q_{n,\gamma}$ es la respuesta total, A es la respuesta por unidad de dosis absorbida en tejido debida a rayos gamma, B es la respuesta por unidad de dosis absorbida en tejido debida a neutrones, D_{γ} es la dosis absorbida en tejido debida a rayos gamma y D_n es la dosis absorbida en tejido debido a neutrones.

Un campo mixto de radiación puede ser medido usando dos tipos distintos de dosímetros que tengan valores B/A diferentes, es decir distinta sensibilidad a radiación gamma y neutrones.

De la ecuación 3.6a podemos obtener que:

$$Q_{n,\gamma} = D_\gamma + BA D_n \quad (3.6b)$$

La ecuación (3.6b) puede ser aplicada a cada dosímetro y resolviéndola simultáneamente podemos obtener D_γ y D_n .

Si un tipo de dosímetro no es sensible a rayos gamma, A vale cero, entonces:

$$Q_{n,\gamma} = BD_n \quad (3.6c)$$

De esta manera podemos encontrar directamente D_n para ese dosímetro y sustituirlo en la otra ecuación para poder conocer D_γ .

Como se verá más adelante, en este trabajo no fue necesario utilizar las ecuaciones anteriores para nuestro sistema dosimétrico pues los dosímetros utilizados solamente respondían a un tipo de radiación en el intervalo de dosis que se trabajó.

Capítulo 4

Desarrollo experimental

La preparación y lectura de los dosímetros se llevó a cabo en el laboratorio de Dosimetría del Instituto de Física utilizando dosímetros GR-2007 y TLD 600 de la marca Harshaw propiedad del Instituto de Física.

Posteriormente los dosímetros seleccionados se utilizaron para medir y discriminar la dosis debida a neutrones y a radiación gamma que se produce durante el funcionamiento del ciclotrón de la Unidad PET de la Facultad de Medicina.

4.1 Protocolo para el manejo de los TLD

El protocolo utilizado para el tratamiento de los dosímetros fue el siguiente:

Se hornearon los dosímetros TLD-600 durante 1 hora a 400°C, después de diez minutos de ese horneado se realizó otro horneado de dos horas a 100°C. Los dosímetros GR-207 fueron horneados durante 15 minutos a 260°C. Los hornos utilizados para dicho fin fueron dos, uno de la marca Victoreen modelo 2600-62 y otro de la marca Thelco modelo 19.

Un día después de ser horneados, los dosímetros fueron expuestos al campo de radiación, después se les dio un horneado a 100 °C durante 10 minutos para estabilizar los picos de baja temperatura y posteriormente se leyeron con el equipo lector TL 3500-2.

Los dosímetros TLD-600 fueron leídos a una tasa de calentamiento de 10°C/s durante 33 segundos teniendo una ventana de integración de 0 a 330°C.

Los dosímetros GR-207 fueron leídos a una tasa de calentamiento de 10°C/s durante 24 segundos teniendo una ventana de integración de 0 a 240°C.

4.2 Fuentes utilizadas

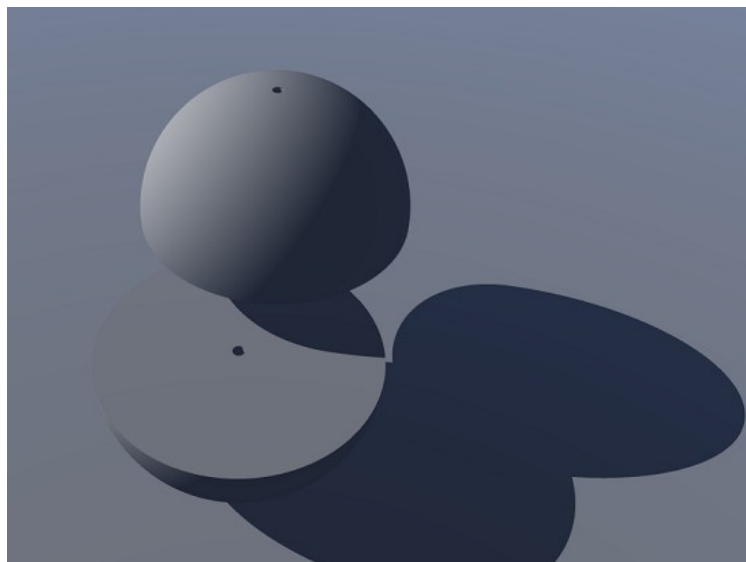
Las fuentes utilizadas para la selección y calibración de los dosímetros fueron dos, una fuente de ^{60}Co y otra de Am-Be.

La fuente de cobalto se encuentra en el laboratorio de dosimetría de la radiación del IFUNAM, la de Am-Be se encuentra en el edificio Van de Graff de dicho instituto.

La fuente de ^{60}Co emite rayos gamma de 1.173 y 1.332 MeV de energía, la tasa de dosis de la fuente era de 0.218 mrad/s. (Geometría lejana, diciembre 1993)¹. La fuente se encuentra en un contenedor de paredes de plomo.

La fuente de Am-Be emiten rayos gamma de 4.4 MeV de energía y neutrones que presentan un espectro de energía que va de 0 MeV a 11 MeV. En promedio la energía de los neutrones es de 4.4 MeV. La fuente fue calibrada por en ININ el 26 de Octubre del 2006, teniendo una actividad de 340 mCi, para Octubre de 2009 la actividad era de 338.4 mCi.

Los neutrones que son emitidos en la reacción nuclear son neutrones de altas energías por lo que es necesario usar una esfera de Bonner para termalizarlos. La esfera funge como moderador de neutrones pues los neutrones que salen de la fuente no son todos térmicos y casi no interaccionan con los dosímetros. La esfera es de polietileno, material que ayuda a termalizar los neutrones. Se utilizó una esfera de 20.3 cm de diámetro la cual tiene una eficiencia de moderación de neutrones de 22.85% para energías de entre 3 MeV y 6 MeV (Ver figura 4.2).



¹Buenfíl A.E. Reporte de Calibración de las fuentes de ^{60}Co y ^{90}Sr . Reporte Interno del IFUNAM.1993.

Figura 4.2 Esfera de Bonner

La fluencia ϕ de una fuente, a una distancia d puede ser calculada por la ecuación 4.2a.

$$\phi = \frac{N}{4\pi d^2} \quad (4.2a)$$

Donde N es el número de neutrones emitidos por la fuente.

Se sabe que el número de neutrones de una fuente de Am-Be con 37MBq es $2.2 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$. Usando el dato referenciado y la ec. (4.2a) tenemos que, para un punto a una distancia de 10.15cm (distancia al centro de la esfera de Bonner usada en este trabajo) y una actividad de 338.4mCi ($12.5 \times 10^3 \text{ MBq}$) la fluencia es:

$$\phi = \frac{2.2 \cdot 10^3 \cdot 12.5 \cdot 10^3 \text{ MBq}}{37 \text{ MBq} \cdot 4\pi \cdot (10.15 \text{ cm})^2} = 574.1 \text{ ncm}^2 \text{ s} \quad (4.2b)$$

Una vez que sabemos la fluencia de neutrones de la fuente de Am-Be del IFUNAM, calculamos el número de neutrones que atraviesan por unidad de área en una hora, para lo cual multiplicamos el resultado (4.2b) por los segundos que hay en una hora teniendo como resultado:

2 Ohyama, K. Simoen, C. J. Uemura. Radiation damage induced in Si photodiodes by high-temperature neutron irradiation. *Journal of Material Science: Material in Electronics* 14 (2003) 437-440.

$$\Phi = 2.1 \cdot 10^6 \text{ ncm}^2 \quad (4.2c)$$

En el centro de la esfera de Bonner se sabe que el 22.85% de los neutrones que llegan serán termalizados, entonces en ese lugar el flujo de neutrones térmicos Φ^* será:

$$\Phi^* = \Phi \cdot 0.2285 = 0.48 \cdot 10^6 \text{ ncm}^2 \quad (4.2d)$$

Para neutrones térmicos la fluencia de neutrones equivalente a 1 mSv es :

$$48.9 \cdot 10^6 \text{ ncm}^2$$

Entonces en el centro de la esfera de Bonner, dosímetros irradiados con la fuente de Am-Be durante una hora reciben una dosis aproximada de 10 μ Sv debida a neutrones, cantidad que se usará para seleccionar y calibrar los dosímetros.

4.3 Selección de dosímetros

Para medir el campo mixto de radiación neutrón-gamma se contó con un lote de 50 dosímetros GR-207 (responden únicamente a radiación gamma) y 27 TLD-600 (responden tanto a gamma como a neutrones).

El lote de dosímetros GR-207 fueron irradiados con rayos gamma provenientes de una fuente de ^{60}Co (IFUNAM) y los dosímetros TLD-600 se irradiaron en un campo mixto neutrón- gamma originado por una fuente de Am-Be (IFUNAM).

Los dosímetros Gr-207 fueron colocados en un portadosímetros de lucita en la posición marcada con una x en la figura 4.3a para ser irradiados. Cada dosímetro fue irradiado de uno por uno depositándole una dosis de $32.4\mu\text{Sv}$.



Figura 4.3a Posición del dosímetro dentro del portadosímetros.

La fuente de cobalto 60 se encuentra en un contenedor de plomo (4.3b), dicho contenedor tiene un hueco en el cual se coloca el dispositivo que contiene los dosímetros (4.3.c)

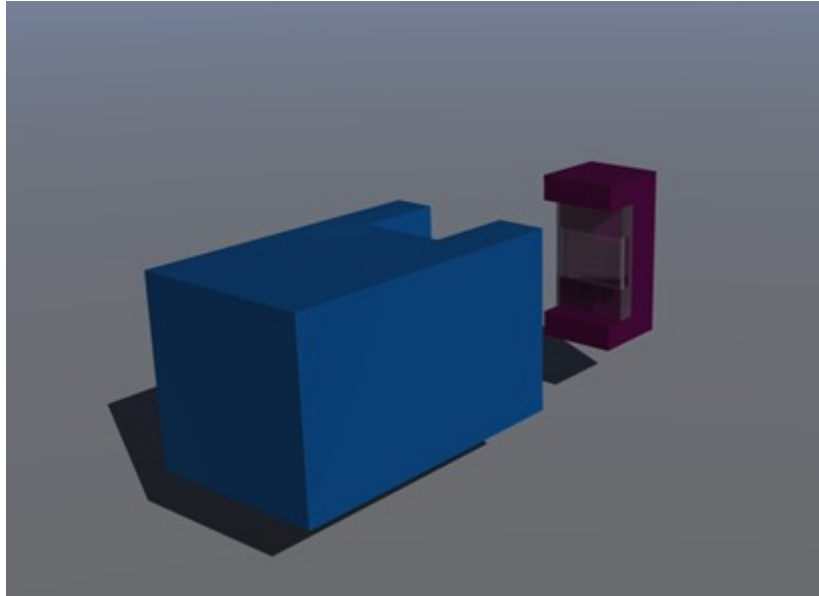


Figura 4.3b Contenedor de plomo

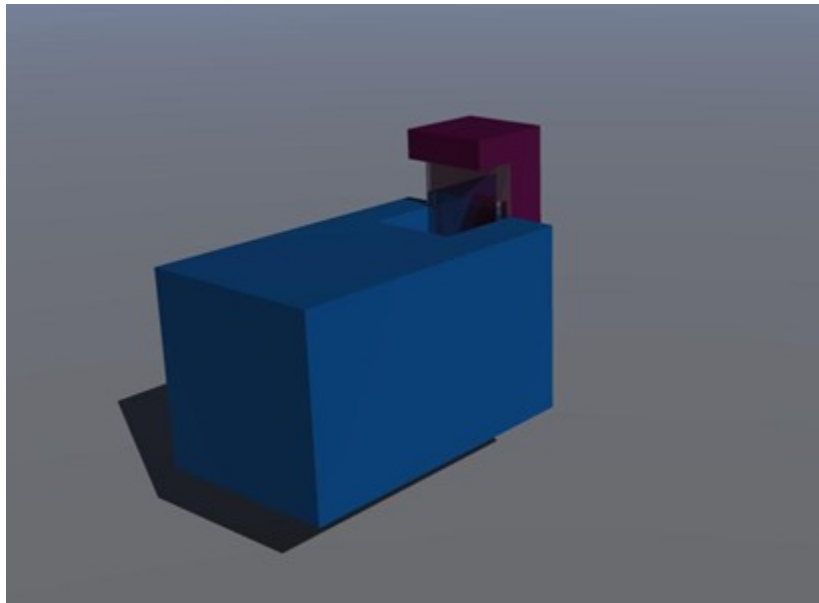


Figura 4.3c Introducción de dosímetros en el contenedor de dosímetros.

Los dosímetros TLD-600 fueron irradiados para su selección y calibración con la fuente de Am-Be, contenida en un contenedor de latón sujeta a una varilla metálica como lo muestra la figura 4.3d.

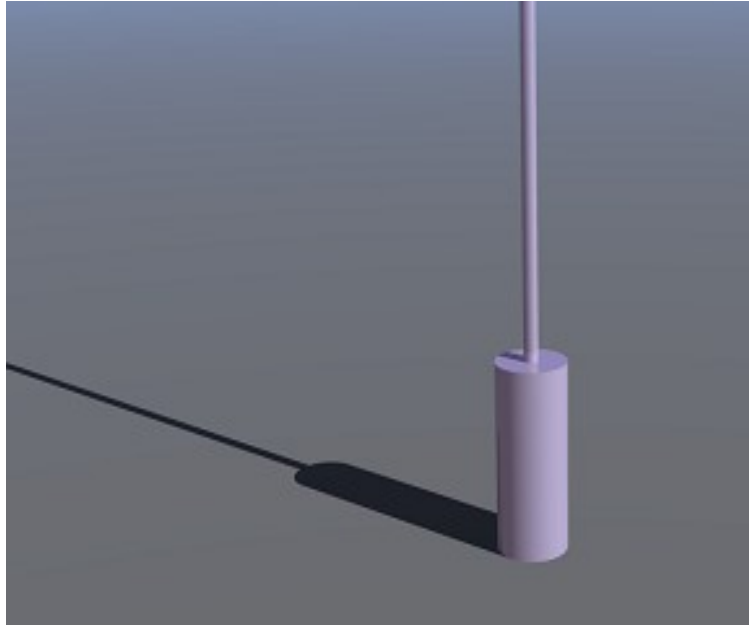


Figura 4.3d Contenedor de latón de la fuente Am:Be

Los dosímetros TLD 600 se colocaron en una cápsula y posteriormente se introdujeron en la esfera de Bonner, se les depositó una dosis de $10\mu\text{Sv}$ a cada dosímetro para seleccionarlos. La fuente se colocó como se muestra en la figura 4.3e.

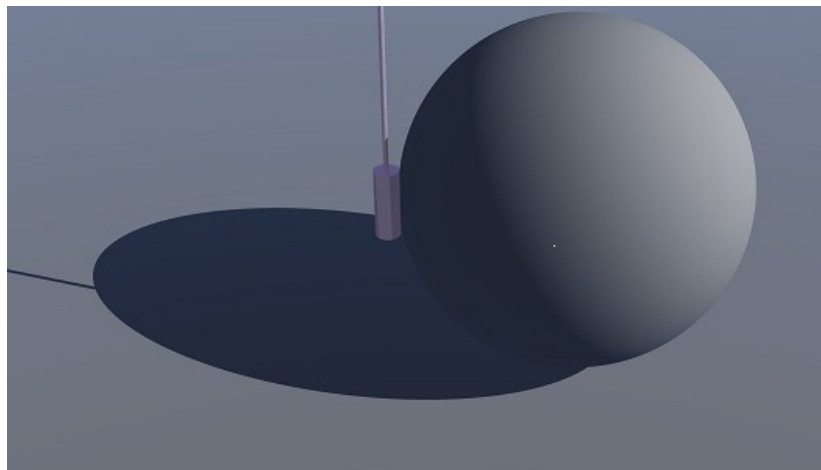


Figura 4.3e Irradiación de dosímetros con fuente Am-Be

4.4 Respuesta de los dosímetros a radiación gamma y neutrones

Los dosímetros GR-207 no son sensibles a neutrones, por lo tanto no es necesario calibrarlos con una fuente de neutrones.

Los dosímetros TLD-600 son sensibles tanto a radiación gamma como a neutrones. Por este motivo se tiene que calibrar tanto en la fuente que nos da un campo mixto (Am-Be) como en la fuente de gammas (^{60}Co).

4.5 Calibración de los dosímetros

Una vez seleccionados los dosímetros que se utilizaran para hacer las mediciones, se hizo la calibración.

Para dicho fin se irradiaron los 5 dosímetros TLD-600 seleccionados con la fuente de Am-Be siguiendo el mismo protocolo que para su selección, los dosímetros TLD-600 fueron irradiados de 2.5 μSv a 25 μSv debida a neutrones.

Los 30 dosímetros GR-207 seleccionados fueron usados para obtener una curva de calibración del lote. Para obtener una curva de calibración de los dosímetros GR-207 se irradiaron un conjunto de 4 dosímetros a una misma dosis. Después se colocó otro conjunto de 4 dosímetros y se irradiaron a una dosis mayor. El proceso se repitió hasta cubrir el intervalo de interés. Los dosímetros GR-207 fueron irradiados con dosis desde 1.31 μSv hasta 194.4 μSv .

Una vez obtenidos los datos se graficó con el programa OriginPro7 la respuesta (nC) en función de la dosis (μSv). Haciendo una regresión lineal se obtuvo una ecuación que fue usada para saber la dosis que se media en el acelerador.

4.6 Procedimiento para la irradiación de los dosímetros en el ciclotrón

Una vez seleccionados y calibrados los dosímetros que se utilizaran para medir el campo mixto de radiación, los dosímetros fueron acomodados en cajas de acrílico para proveer equilibrio de partícula cargada. Los dosímetros fueron tratados térmicamente y leídos siguiendo el mismo protocolo que se utilizó para la selección y calibración. En cada caja se acomoda de 1 a 2 dosímetros TLD 600 y 4 dosímetros GR-207. Dichas cajas fueron puestas de manera vertical quedando de frente al ciclotrón. Las posiciones en las que fueron colocadas se ilustran en la figura 4.6.

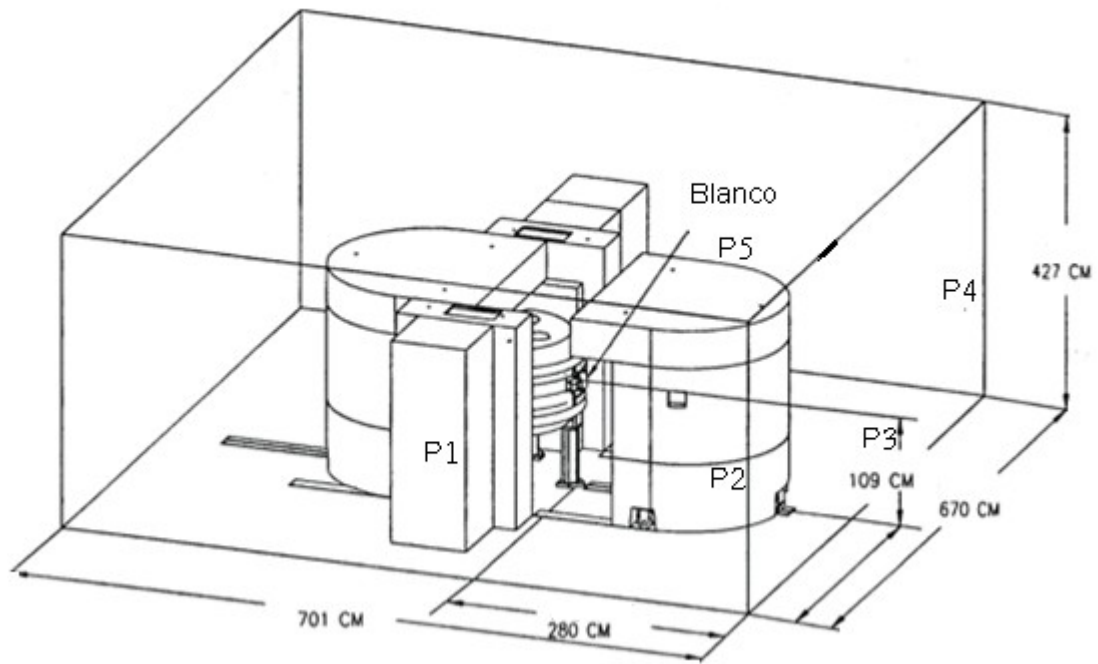


Figura 4.6 Puntos de irradiación en el modelo de caja.

Capítulo 5

Resultados y discusión

Es un error capital teorizar antes de tener datos. Sin darse cuenta, uno empieza a deformar los hechos para que se adapten a las teorías, en lugar de adaptar las teorías a los hechos.

Sherlock Holmes, en Escándalo en Bohemia, de Sir Arthur Conan Doyle.

5.1 Selección de dosímetros

A cada dosímetro Gr-207 se le depositó una dosis de $32.4\mu\text{Sv}$ debida a rayos gamma provenientes de la fuente de ^{60}Co del IFUNAM. Del lote de 50 dosímetros se seleccionaron 30 que presentaron una desviación estándar porcentual menor al 3.1%. En la figura 5.1a se muestra la respuesta de los dosímetros, los dosímetros que se encuentran entre las líneas punteadas son los que fueron seleccionados.



Figura 5.1a Respuestas de los dosímetros GR-207 irradiados a $32.4\mu\text{Sv}$. La línea continua representa el promedio y las líneas punteadas representan la desviación estándar.

Los dosímetros TLD-600 fueron irradiados durante una hora ($10\mu\text{Sv}$) con la fuente de Am-Be, de los 20 dosímetros TLD-600 irradiados, se eliminaron 10 por no presentar una curva de brillo a la dosis correspondiente de $10\mu\text{Sv}$, de los 10 restantes se seleccionaron 5 que dieron una respuesta mucho mayor al resto (ver figura 5.1b) presentando una desviación estándar porcentual de 4.2% entre ellos. Al realizar las medidas con la fuente de gamma se encontró que los dosímetros TLD-600 no son sensibles a la radiación gamma en los intervalos de interés de este trabajo, por tal motivo la respuesta que se mida de los dosímetros TLD-600 será una respuesta exclusiva de la interacción con neutrones.



Figura 5.1b Respuesta de los dosímetros TLD-600 irradiados a $10\mu\text{Sv}$.

Como se mencionó con anterioridad para seleccionar, calibrar y medir la dosis en la unidad PET, se utilizó el área bajo la curva de brillo. Las figuras 5.1c y 5.1d muestran las curvas de brillo de dos dosímetros GR-207 irradiados con la fuente

de cobalto y durante el funcionamiento del ciclotrón de la unidad PET, respectivamente.

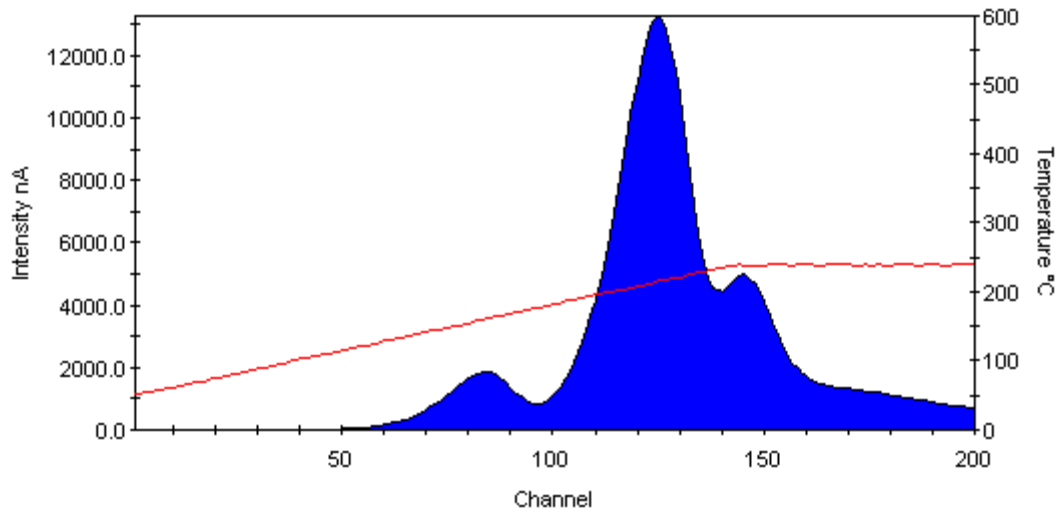


Figura 5.1c. Curva de brillo de dosímetro GR-207 irradiado con fuente ^{60}Co .

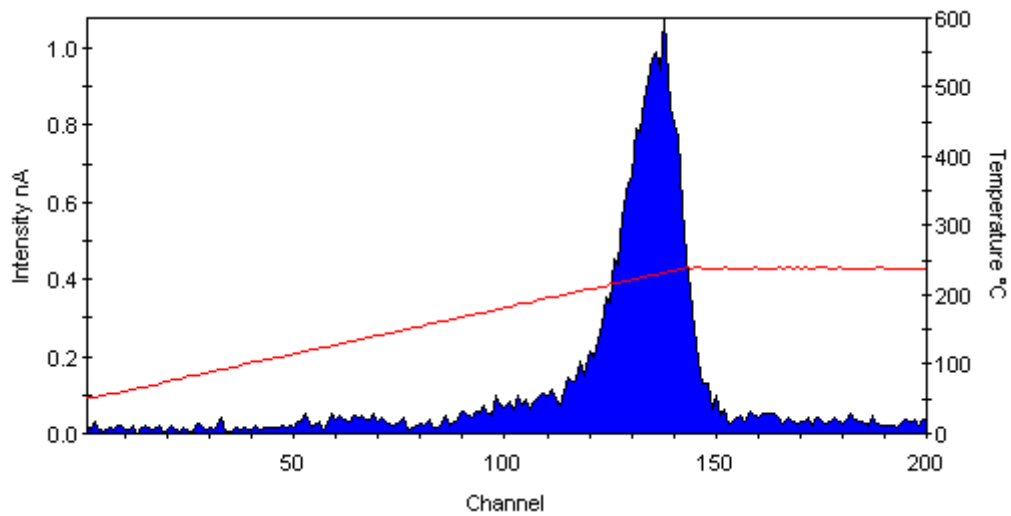


Figura5.1d Curva de brillo de dosímetro GR-207 irradiado en el ciclotrón de la unidad PET.

Una muestra de la curva de brillo obtenida con un dosímetro TLD-600 irradiado con la fuente de Am-Be se muestra en la Fig.5.1e, mientras que la Fig. 5.1.f presenta la curva del mismo dosímetro irradiado en la unidad PET.

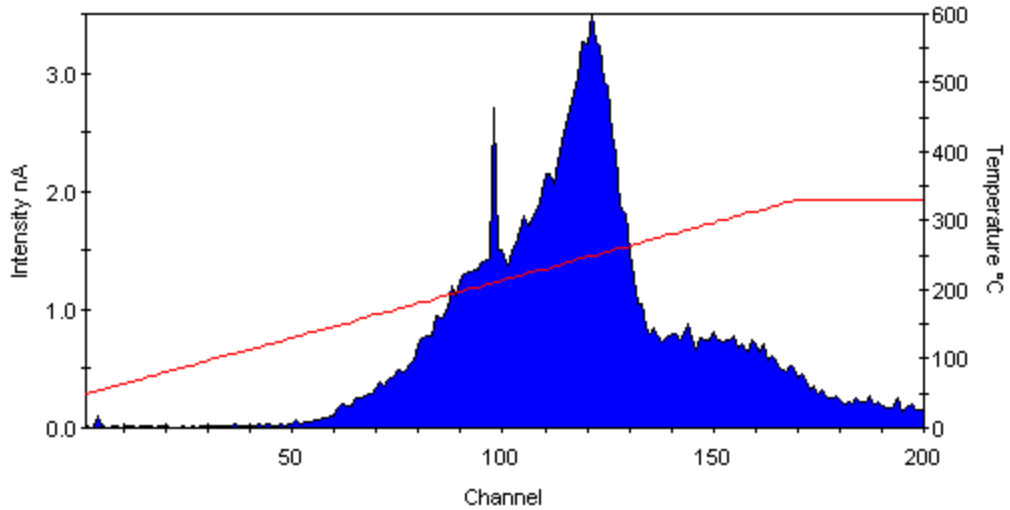


Figura 5.1e. Curva de brillo de dosímetro TLD-600 irradiado con la fuente de Am-Be.

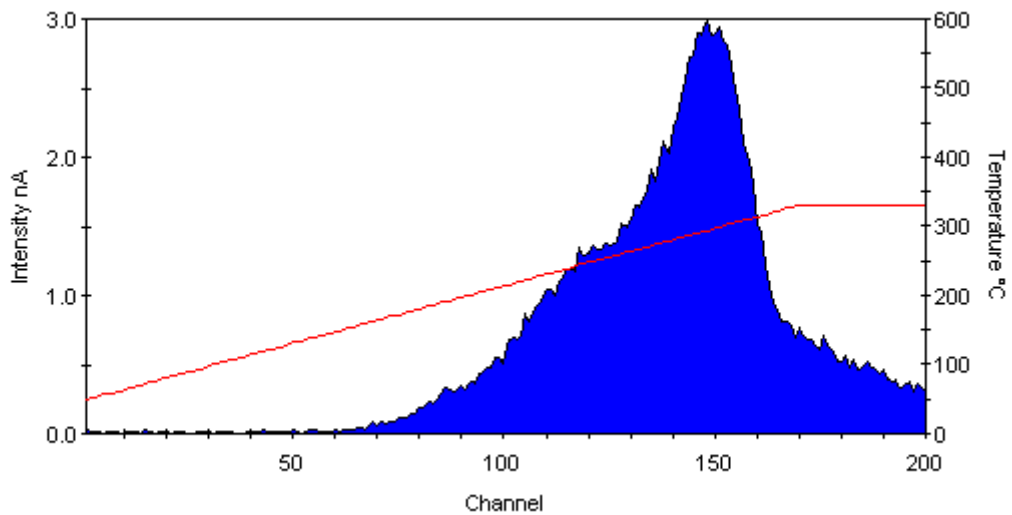


Imagen 5.1f. Curva de brillo de dosímetro TLD-600 irradiado en la unidad PET.

5.2 Curvas de calibración

Una vez seleccionados los dosímetros se utilizan para hacer una gráfica que relacione la señal obtenida con la dosis depositada (curva de sensibilidad). Para ello se irradian los dosímetros en distintos intervalos de dosis.

5.2.1 Curva de calibración del dosímetro GR-207

Los dosímetros GR-207 fueron irradiados con dosis desde 1.31 μSv hasta 194.4 μSv , teniendo la mayoría de puntos en dosis menores a 25 μSv que es el intervalo que nos interesa. Para obtener una mayor precisión se hizo una regresión lineal a los puntos entre 1.315 μSv y 15.78 μSv que es el intervalo de interés.

La curva de calibración de los dosímetros Gr-207 con la fuente de ^{60}Co es la mostrada en la Fig. 5.2.1, se irradiaron 4 dosímetros a cada dosis, el error en la gráfica es la desviación estándar entre los 4 dosímetros.

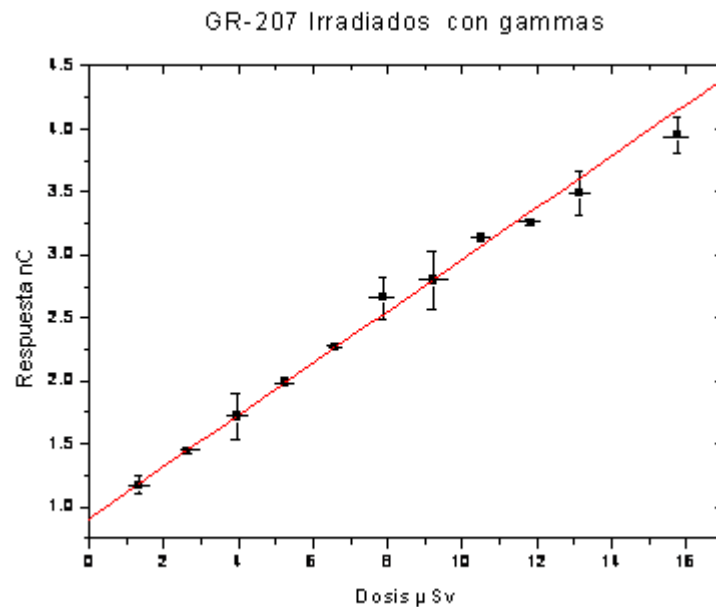


Figura 5.2.1 Respuesta de dosímetro GR-207 a rayos gamma.

Haciendo una regresión lineal con el programa OriginPro 7 obtenemos la ecuación de una recta con una precisión de 99.8%.

$$R_{\gamma} = 0.91296nC + 0.20525D_{\gamma} \text{ nC}/\mu\text{Sv} \tag{5.2.1a}$$

Donde R_{γ} es la señal en nC y D_{γ} la dosis en μSv .

De la ecuación (5.2.1a) obtenemos que la dosis se puede calcular como:

$$D_{\gamma} = 4.8721R_{\gamma} \mu\text{Sv}/\text{nC} - 4.448 \mu\text{Sv} \tag{5.2.1b}$$

5.2.2 Curva de calibración del dosímetro TLD-600

Los cinco dosímetros TLD-600 seleccionados fueron usados para obtener su curva de calibración, para lo cual fueron irradiados con la fuente de Am-Be a distintas dosis. Un par de dosímetros fue irradiado a cada dosis, la desviación estándar entre esos dos dosímetros es la barra de error de la Fig. 5.2.2 la cual es la curva obtenida para dosis entre 2.5 μ Sv y 10 μ Sv.



Figura 5.2.2 Respuesta de dosímetros TLD-600 a neutrones

La regresión lineal nos da 99.91% de confiabilidad, obteniendo:

$$R_n = 0.31697nC + 0.66484D_n nC/\mu Sv \quad (5.2.2a)$$

Con R_n la respuesta en nC y D_n la dosis en μ Sv debida a neutrones, teniendo la siguiente ecuación para calcular la dosis:

$$D_n = 3.1549R_n \mu Sv/nC - 0.4767 \mu Sv \quad (5.2.2b)$$

5.3 Resultados y análisis de las irradiaciones en el ciclotrón

Se encontró que para dosis bajas debidas a rayos gammas los dosímetros TLD-600 no son sensibles. Los dosímetros fueron irradiados con una fuente de ^{60}Co para determinar la dosis mínima a la cual responden a gammas encontrando que a 162 μ Sv los dosímetros dan una respuesta de 2.23 nC pero sin presentar curva de brillo. Por este motivo podemos inferir que la dosis que se mide en el ciclotrón

con los TLD-600 es debida exclusivamente a neutrones pues la contribución gamma es mucho menor a $162 \mu\text{Sv}$.

Los dosímetros GR-207 no son sensibles a neutrones, entonces las medidas que se tomen de cada dosímetro serán directas, así no se tendrá que hacer uso de las ecuaciones del capítulo 3 sobre dosimetría de campo mixto.

5.3.1 Modelo de caja

El modelo de caja establece la rapidez de dosis límite que debe de existir en las vecindades de ciclotrón, en las dimensiones mencionadas en el capítulo 1. Según este modelo los límites no deben exceder de $20 \mu\text{Sv/h}$ siendo, según el fabricante, de $16 \mu\text{Sv}$ debida a rayos gamma y $4 \mu\text{Sv}$ debidos a neutrones térmicos.

El ciclotrón cuenta con un blindaje extra al considerado en el modelo de caja en las mediciones que se realizaron en la parte superior (posición 5) (Figura 5.3.1) pues cuando fue instalado, la CNSNS sugirió que se añadiera ese blindaje para cumplir con la norma ICRP60 a pesar de que en México estaba vigente la norma ICRP26. Debido a este blindaje extra, en la posición 5 las lecturas están por debajo de las medidas en otros puntos del modelo de caja.



Figura 5.3.1 Blindaje extra en la parte superior

Los puntos en los que se midió la dosis tanto para radiación gamma como para neutrones fueron los propuestos por el modelo de caja que se muestran en la figura 4.6. Se tomaron varias medidas del ciclotrón funcionando tanto a $40 \mu\text{A}$ como a $60 \mu\text{A}$ durante distintos tiempos de irradiación y después se normalizaron las mediciones a una hora. Los resultados obtenidos se muestran en las tablas 5.3.11 a 5.3.14. De las curvas de calibración se obtienen ecuaciones lineales de la forma: $D=mR+c$, la incertidumbre asociada a cada medida estará dada por:

$$\delta D = (\delta(mR)^2 + \delta c^2)^{1/2} \quad (5.3.1a)$$

donde

$$\delta(mR) = [(\delta RR)^2 + (\delta mm)^2]^{1/2} R_m \quad (5.3.1.b)$$

Tabla 5.3.1.1 Dosímetros irradiados a 40 μ A durante 2 horas.

Posición	1	2	3	4	5
Dosis gamma μ Sv	15.17 \pm 2.85	24.21 \pm 3.21	18.81 \pm 3.14	27.20 \pm 3.88	9.78 \pm 3.11
Rapidez de dosis gamma μ Sv/h	7.58 \pm 1.43	12.10 \pm 1.61	9.41 \pm 1.57	13.60 \pm 1.94	4.89 \pm 1.55
Dosis neutrones μ Sv	3.48 \pm 1.58	4.88 \pm 2.28	3.98 \pm 1.59	6.56 \pm 2.39	2.89 \pm 1.39
Rapidez de dosis neutrones μ Sv/h	1.74 \pm 0.79	2.44 \pm 1.14	1.99 \pm 0.79	3.28 \pm 1.20	1.44 \pm 0.69

Tabla 5.3.1.2 Dosímetros irradiados a 57 μ A durante 2 horas.

Posición	1	2	3	4	5
Dosis gamma μ Sv	14.93 \pm 2.67	26.77 \pm 3.11	15.51 \pm 2.93	33.44 \pm 3.48	7.75 \pm 1.32
Rapidez de dosis gamma μ Sv/h	7.467 \pm 1.33	13.39 \pm 1.56	7.76 \pm 1.47	16.72 \pm 1.74	3.88 \pm 0.66
Dosis neutrones μ Sv	3.57 \pm 1.38	5.12 \pm 2.34	3.97 \pm 1.32	5.84 \pm 2.21	3.67 \pm 1.98
Rapidez de dosis neutrones μ Sv/h	1.78 \pm 0.69	2.56 \pm 1.17	1.98 \pm 0.66	2.92 \pm 1.11	1.83 \pm 0.99

Debido a que las posiciones 2 y 4 son simétricas, los resultados obtenidos en esos puntos son muy similares razón por la cual la posición 4 no fue considerada en las medidas siguientes. La posición 1 también fue suprimida ya que por estar a una

mayor distancia del lugar donde se produce la reacción nuclear los niveles de radiación en ese punto son más bajos comparados con los puntos 2 y 4.. Las siguientes tablas muestran las dosis medidas en los puntos seleccionados.

Tabla 5.3.1.3 Dosímetros irradiados a 60 μ A durante 1.5 horas.

Posición	2	3	5
Dosis gamma μ Sv	27.62 \pm 3.03	18.02 \pm 2.87	13.83 \pm 1.95
Rapidez de dosis gamma μ Sv/h	18.42 \pm 2.27	12.01 \pm 2.15	9.21 \pm 1.46
Dosis neutrones μ Sv	6.35 \pm 2.86	6.66 \pm 2.98	5.76 \pm 3.13
Rapidez de dosis neutrones μ Sv/h	4.23 \pm 2.145	4.40 \pm 2.235	3.84 \pm 2.35

Tabla 5.3.1.4 Dosímetros irradiados a 60 μ A durante 85 minutos

Posición	2	3	5
Dosis gamma μ Sv	18.99 \pm 4.32	14.35 \pm 2.34	5.43 \pm 1.09
Rapidez de dosis gamma μ Sv/h	13.40 \pm 3.05	10.13 \pm 1.64	3.83 \pm 0.76
Dosis neutrones μ Sv	3.87 \pm 1.67	4.26 \pm 2.11	3.03 \pm 1.69
Rapidez de dosis neutrones μ Sv/h	2.73 \pm 1.17	3.00 \pm 1.47	2.14 \pm 1.19

Las siguientes tablas muestran resultados adicionales realizadas con los dosímetros GR-207 debida a radiación gamma..

Tabla 5.3.1.5 Dosímetros irradiados a 40 μ A durante 110 minutos.

Posición	2	3
Dosis gamma μSv	14.41 \pm 3.76	9.88 \pm 2.39
Rapidez de dosis $\mu\text{Sv/h}$	7.86 \pm 2.05	5.39 \pm 1.30

Tabla 5.3.1.6 Dosímetros irradiados a 40 μA durante 75 minutos.

Posición	2	3
Dosis gamma μSv	10.30 \pm 2.76	7.49 \pm 1.94
Rapidez de dosis $\mu\text{Sv/h}$	8.24 \pm 2.21	5.99 \pm 1.55

Tabla 5.3.1.7 Dosímetros irradiados a 60 μA durante 70 minutos.

Posición	2	3
Dosis gamma μSv	14.37 \pm 2.65	10.93 \pm 2.39
Rapidez de dosis $\mu\text{Sv/h}$	12.32 \pm 2.27	9.37 \pm 2.06

Tabla 5.3.1.8 Dosímetros irradiados a 60 μA durante 77 minutos..

Posición	2	3
Dosis gamma μSv	14.87 \pm 3.45	6.35 \pm 1.32
Rapidez de dosis $\mu\text{Sv/h}$	11.59 \pm 2.69	7.95 \pm 1.03

5.4 Medida de dosis con los TLD600 a contacto con el blindaje

Además de tomar mediciones en el modelo de caja se tomaron medidas de dosis debida a neutrones a contacto sobre el blindaje. Cabe señalar que en esta posición la dosis será mucho más alta que en el modelo de caja pues la distancia al lugar donde se producen las reacciones nucleares es corta, por lo tanto los neutrones se han dispersado menos. La posición en la que se midió fue a la misma altura de cada punto que en el modelo de caja pero a contacto con el blindaje.

Cuando se realizó la irradiación con los dosímetros a contacto con el blindaje se encontró que la dosis máxima debida a gammas es de 122.36 μSv dosis que es menor a la que los dosímetros TLD-600 responden a gammas por lo cual se consideró que la dosis depositada en los TLD-600 era debida únicamente a neutrones.

Para tomar la dosis debida a neutrones se calibraron los dosímetros TLD-600 con la fuente de Am-Be en un intervalo más amplio para poder medir las dosis. Dicho intervalo fue de 10 μSv a 25 μSv . Se realizó esto para tener una mayor precisión en la medida, pues los dosímetros no presentan una respuesta lineal para dosis bajas. La Fig. 5.4 nos muestra los resultados de la curva de calibración para los dosímetros TLD-600 respondiendo a neutrones.



Figura 5.4 Calibración TLD-600 (intervalo amplio)

Haciendo una regresión lineal con el programa OriginPro 7 obtenemos la siguiente ecuación:

$$R_n = -4.03666nC + 1.10237D_n nC / \mu\text{Sv} \quad (5.4.3a)$$

Entonces la dosis se calcula de la ecuación:

$$D_n = 0.907R_n \mu\text{Sv} / nC + 4.0366 \mu\text{Sv} \quad (5.4.3b)$$

Se presenta en la tabla 5.4.3 los resultados obtenidos en 4 corridas distintas del ciclotrón, dos a 40 μA y dos a 60 μA . Se tomaron medidas únicamente en la posición dos debido a que es la posición más cercana al punto donde se realiza la reacción nuclear.

Tabla 5.4.3 Rapidez de dosis debida a neutrones a contacto con el blindaje.

Corriente μA	Rapidez de dosis $\mu\text{Sv/h}$
60	12.95 \pm 6.45
60	14.60 \pm 6.34
40	8.45 \pm 5.49
40	8.16 \pm 3.67

5.5 Discusión de resultados

Para distinguir si hay un cambio en la rapidez de dosis cuando el ciclotrón funciona a 40 μ A y a 60 μ A sacamos el promedio de la rapidez de dosis de cada posición. Los resultados se muestran en las tablas 5.5a, 5.5b y 5.5c. La incertidumbre es la desviación estándar de la rapidez de dosis medida en la misma posición en distintas corridas del acelerador, las cantidades que solamente se midieron en una posición se les asocia la misma incertidumbre que tenía en la sección de resultados.

Tabla 5.5a Rapidez de dosis debida a gammas (μ Sv/h) para el ciclotrón funcionando a 40 μ A y a 60 μ A.

Posición	1	2	3	4	5
40 μ A	7.58 \pm 1.43	9.40 \pm 2.35	6.93 \pm 2.17	13.60 \pm 1.94	4.89 \pm 1.55
60 μ A		13.93 \pm 3.08	9.87 \pm 1.69		6.52 \pm 3.80

Tabla 5.5b Rapidez de dosis debido a neutrones (μ Sv/h) para el ciclotrón funcionando a 60 μ A y a 40 μ A.

Posición	1	2	3	4	5
40 μ A	1.74 \pm 0.79	2.44 \pm 1.14	1.99 \pm 0.79	3.28 \pm 1.20	1.44 \pm 0.69
60 μ A		3.48 \pm 1.06	3.70 \pm 0.99		2.99 \pm 1.21

En las tablas anteriores se resumen los resultados obtenidos para la rapidez de dosis debida a radiación gamma y neutrones en la superficie imaginaria del modelo de caja. De ahí se pueden desprender dos resultados importantes. El primero es que el equivalente de dosis debido a cada una de las componentes del

campo mixto de radiación es siempre mayor cuando se opera el ciclotrón a 60 μA comparado cuando se opera a 40 μA , como era esperado. El segundo aspecto importante es que para los dos casos la rapidez del equivalente de dosis total está por debajo de los 20 $\mu\text{Sv/h}$ especificado por el fabricante. De igual manera, se cumple que la componente debida a neutrones es menor que 4 $\mu\text{Sv/h}$.

La Unidad PET cuenta con un sistema de vigilancia de los niveles de radiación debidos a radiación gamma en diferentes puntos de sus instalaciones. Este sistema consiste de detectores gaseosos calibrados en términos de equivalente de dosis en unidades de μSv o $\mu\text{Sv/h}$. Uno de esos detectores se encuentra dentro del cuarto que alberga el ciclotrón, localizado físicamente a una distancia compatible con el modelo de caja, de tal manera que durante la operación del ciclotrón se puede saber el nivel de radiación gamma en tiempo real, tal y como se muestra en las figuras 5.5a y 5.5b.

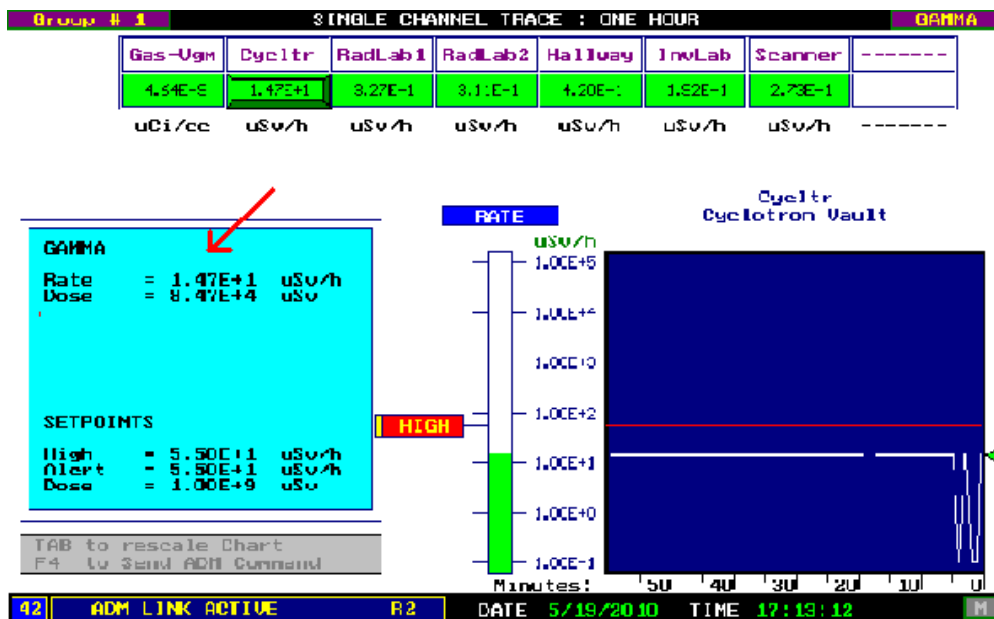


Figura 5.5a Nivel de radiación gamma dentro del cuarto del ciclotrón durante la producción de ^{18}F a una corriente de 60 μA .

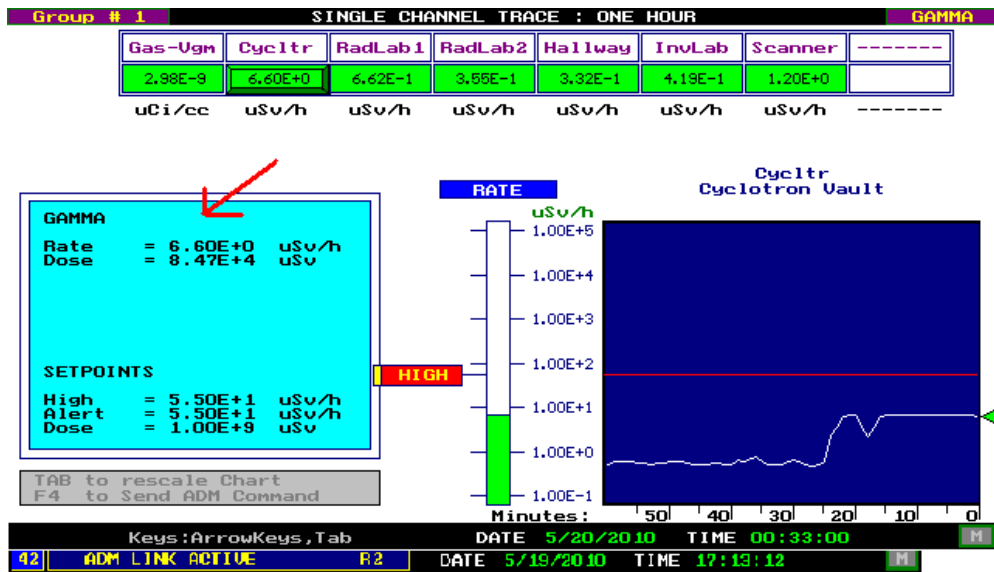


Figura 5.5b Nivel de radiación gamma dentro del cuarto del ciclotrón durante la producción de ^{48}F a una corriente de 40 μA .

Como puede verse de las tablas anteriores la rapidez del equivalente de dosis es de 14.7 y 6.6 $\mu\text{Sv/h}$ con el ciclotrón operando a 60 y 40 μA , respectivamente. Si comparamos estos valores con los valores máximos de la rapidez del equivalente de dosis debido a radiación gamma determinados con los dosímetros GR-207 utilizados en este trabajo, los cuales corresponden a 13.9 $\mu\text{Sv/h}$ para una corriente de 60 μA y 9.4 $\mu\text{Sv/h}$ para 40 μA , podemos observar que hay un buen acuerdo entre ellos.

Conclusiones

Debido a los riesgos radiológicos a los que está sometido el personal ocupacionalmente expuesto a las radiaciones ionizantes existen organismos nacionales e internacionales que regulan el límite de dosis que puede recibir una persona. Las normas mexicanas actuales están basadas en las recomendaciones del ICRP 26, en donde se establece que los trabajadores expuestos a radiación no deben recibir una dosis mayor a 50mSv/año. Recomendaciones más recientes (ICRP60) establecen que el límite no debe pasar de 20mSv/año promediado a 5 años sin que en un año dado sobrepase los 50 mSv.

Para la realización de este trabajo se contó con un sistema dosimétrico que permitió discriminar la dosis debida a cada una de las componentes del campo mixto de radiación neutrón-gamma. Los dosímetros utilizados fueron LiF:Mg,Cu,P, mejor conocidos como GR-207, los cuales son sensibles únicamente a radiación gamma, y dosímetros LiF:Mg,Ti, mejor conocidos como TLD-600, los cuales tienen una sensibilidad mucho mayor a neutrones que a radiación gamma. En el intervalo de dosis utilizado en este trabajo los dosímetros TLD-600 son sensibles únicamente a neutrones.

Para la selección y calibración de los dosímetros utilizados en este trabajo se uso una fuente emisora gamma de ^{60}Co y otra fuente emisora de neutrones de Am-Be propiedad del IFUNAM. Se tomaron medidas en las vecindades del ciclotrón según el modelo de caja en distintos puntos, midiendo los niveles de radiación cuando el ciclotrón operaba a 40 μA y a 60 μA . En todos los casos se encontró que la rapidez del equivalente de dosis era mayor cuando el ciclotrón funcionaba a 60 μA a que cuando el ciclotrón funcionaba a 40 μA . Los resultados obtenidos en este trabajo se encuentran dentro del límite establecido en el modelo de caja especificado por el fabricante para las dos corrientes estudiadas.

También se tomaron medidas del equivalente de dosis debido a neutrones con los dosímetros a contacto con el blindaje del ciclotrón. Se encontraron valores consistentemente mayores cuando el acelerador trabaja a 60 μA que cuando lo hace a 40 μA . Estos son valores útiles que nos permiten saber los niveles de radiación a contacto con el blindaje, ya que al no tener una fuente puntual no podemos aplicar la ley del inverso cuadrado de la distancia para llevar las mediciones en el modelo de caja a una distancia diferente.

Los resultados obtenidos en este trabajo para el equivalente de dosis debido a radiación gamma están en buen acuerdo con los equivalentes de dosis medidos por el sistema de vigilancia de la Unidad basado en detectores gaseosos, lo cual da confianza en los niveles de radiación medidos en tiempo real por este sistema.

De los resultados obtenidos en este trabajo se concluye que el modelo de caja especificado por el fabricante funciona y que con el blindaje original del ciclotrón

el modelo sigue siendo válido aún después de la actualización en la que se incrementó la capacidad de corriente de 40 a 60 μA .

Bibliografía y referencias

García Flores F. Determinación del campo de radiación neutrón-gamma en las vecindades de un acelerador de partículas. Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias UNAM, 1998.

Ávila Rodríguez M.A. Dosimetría en tratamiento de radiocirugía estereotáctica. Tesis de Maestría, Instituto de Física UNAM, 2001.

RDS-111 Operating Instructions.

Technical Reports Series N^o 465. Cyclotron Produced Radionuclides: Principles and Practice. IAEA, 2008.

Technical Reports Series N^o 468. Cyclotron Produced Radionuclides: Physical Characteristics and Production Methods. IAEA, 2009.

Attix F.H. Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. John Wiley and Sons, Inc, 1986.

Lilley J. Nuclear Physics, principles and applications. John Wiley and Sons, Inc., 2001.

Basdevant J. Spiro. Fundamentals in Nuclear Physics. Springer.2004.

Cottingham W.N. An Introduction to Nuclear Physics. Cambridge University.2004.

Wong. S. Introductory Nuclear Physics. Jhon Wiley & Sons.2004.

Gopal B. Basics of PET Imaging. Springer.2010.

Wernick M., Aarsvold J. Emissions Tomography, the fundamentals of PET and SPECT. Springer.2004.

Waterstram-Rich Nuclear Medicine and PET/CT.Elsevier.2007.

Glenn. F . Knoll. Radiation Detection and Measurement.John Wiley and Sons, 2000.

Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. Publication 60. 1990.

Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. 2nd Edition Publication 26. 1987.

Glosario

Acarreador. Elemento estable que se adhiere en cantidades detectables a un radionúclido del mismo elemento usualmente para facilitar procesos químicos.

Bequerel. Unidad de radioactividad. Un bequerel es igual a 1 desintegración por segundo.

Ciclotrón. Máquina que acelera partículas cargadas en orbitas semicirculares por medio de campos electromagnéticos. Las partículas son aceleradas hasta alcanzar altas energías y puedan causar una reacción nuclear en átomos blanco.

Constante de decaimiento (λ). Es la fracción de átomos de un elemento radiactivo decayendo por unidad de tiempo. Se expresa como $\lambda = \ln 2 / t_{1/2}$ donde $t_{1/2}$ es la vida media de un radionúclido.

Curie (Ci). Es una unidad de actividad. Un curie está definido como 3.7×10^{10} desintegraciones por segundo.

Dosimetría. Cálculo o medida de dosis absorbidas de radiación.

Dosímetro. Instrumento usado para medir la dosis de radiación acumulada recibida durante un tiempo.

Dosis. Es la energía de radiación absorbida por cualquier material.

Electrón (e). Partícula cargada negativamente que orbita los núcleos atómicos. Tiene una carga de 4.8×10^{-10} unidades electrostáticas y una masa de 9.1×10^{-28} g equivalentes a 0.511 MeV.

Electrón volt (eV). Es la energía cinética ganada por un electrón cuando es acelerado con una diferencia de potencial de 1V.

Energía de amarre. En un núcleo es la energía necesaria para separar un nucleón de otros nucleones.

Fotones de aniquilación. Fotones gamma de 511 keV de energía emitida a 180° después de que una partícula β^+ es aniquilada al combinarse con un electrón.

Gray (Gy). Es la unidad de dosis de radiación en unidades del SI. Un gray es igual a 100 rad.

Ion. Átomo o grupo de átomos con carga positiva (catión) o con carga negativa (anión).

Isótopos. Núclidos que tiene el mismo número atómico, es decir, el mismo número de protones en el núcleo.

Modelo de caja. Superficie imaginaria en la cual los niveles de radiación se encuentran por debajo de $20 \mu\text{Sv/h}$.

Neutrino (ν). Partícula sin carga emitida con energía variable durante la emisión β^+ y la captura electrónica.

Nucleón. Término usado para llamar a los neutrones o protones en el núcleo de un núclido.

Número de masa (A). Es el número total de protones y neutrones en un núcleo atómico.

Rad. Unidad de dosis absorbida de radiación. Un rad es igual a 10^{-2}J/kg .

Sección eficaz (σ). Es la probabilidad de ocurrencia de una reacción nuclear o de formación de un radionúclido en una reacción nuclear.

Transferencia lineal de energía (LET). Energía depositada por la radiación por unidad de longitud de materia a través de la cual pasa la radiación. Sus unidades usuales son keV/mm.

Vida media ($t_{1/2}$). Característica única de cada radionúclido, definido como el tiempo durante el cual la actividad inicial de un radionúclido es reducida a la mitad.