

Índice General

1	Sobre el n_TOF	7
1.1	La instalación experimental	9
2	Interacción neutrón–materia	15
2.1	Moderación de los neutrones	16
2.1.1	La letargia	19
2.1.2	Poder de moderación y relación de moderación	20
2.1.3	Distribuciones energéticas de neutrones procedentes de una fuente monoenergética	22
2.1.4	Teoría de la difusión	24
2.1.5	Dispersión por protones	28
2.2	Procesos de captura	28
2.2.1	Reacciones nucleares (n,partícula cargada)	28
2.2.2	Reacciones de fisión	30
3	Detectores de neutrones	31
3.1	Detectores de ionización	31
3.1.1	Parámetros de la cámara	32
3.1.2	Contadores de BF ₃	32
3.1.3	Cámaras forradas con boro	37
3.1.4	Cámaras de fisión	37
3.1.5	Cámaras de ³ He	38
3.1.6	Contadores proporcionales por núcleos en retroceso	40
3.2	Detectores por moderación	42

3.2.1	El long counter	43
3.3	Monitores de neutrones en el n_TOF	46
3.3.1	Detectores de silicio	46
3.3.2	Parallel Plate Avalanche Chambers (PPAC)	46
3.3.3	MicroMegas (MicroMesh Gaseous Structure)	47
4	Trabajos de simulación	51
4.1	Parámetros de las fuentes utilizadas	51
4.2	Parámetros geométricos del detector	53
4.2.1	Características de los tubos contadores	54
4.2.2	Características del agujero central	56
4.2.3	Separación entre el agujero y los tubos	58
4.3	Resultados obtenidos en las simulaciones	60
4.4	Configuración final	63
5	Conclusión	65
A	MCNP	69
A.0.1	El método Monte Carlo	70
A.0.2	Introducción a las características de MCNP	71

Índice de Figuras

1.1	Instalación n_TOF	9
1.2	Blanco de espalación	10
1.3	Tubo TOF, 1ª parte	11
1.4	Tubo TOF, parte final	12
1.5	Zona del monitor	13
2.1	Dispersión elástica	17
2.2	Diagrama de las velocidades	18
3.1	Efecto pared en los contadores de BF ₃	33
3.2	Curvas integrales de discriminación	35
3.3	Curvas diferenciales de discriminación	36
3.4	Esquema del long counter	43
3.5	Eficiencia del dePangher long counter	44
3.6	Long counter de East y Walton	45
3.7	Montaje de los detectores de silicio	46
3.8	Esquema de un sistema de detección por PPACs	47
3.9	Esquema MicroMegas	49
4.1	Simulación del espectro del n_TOF	52
4.2	Longitud del tubo detector	55
4.3	Presión de los tubos	56
4.4	Anchura del agujero	57
4.5	Longitud del agujero	58
4.6	Longitud del agujero vs. energía	59

4.7	Separación entre ejes	60
4.8	Separación entre ejes vs. energía	61
4.9	Tasa para dos configuraciones del detector	62
4.10	Resultados para MCNP_X	63
5.1	Esquema del monitor	67
A.1	Ejemplo de comportamiento en un Monte Carlo	71

Índice de Tablas

2.1	<i>Propiedades dispersoras de algunos materiales</i>	20
2.2	<i>Valores del poder de moderación y de la relación de moderación</i>	22
2.3	<i>Edad de Fermi de los neutrones de 1.4 MeV y térmicos en varios moderadores.</i>	26

Capítulo 1

Sobre el n_TOF

La creciente preocupación por el impacto medioambiental debido al elevado consumo de energía, además de la motivada por el efecto invernadero y la escasez de combustibles fósiles prevista para un futuro no tan lejano, ha propiciado la aparición de nuevos campos de investigación que buscan opciones innovadoras. La producción de energía eléctrica mediante reactores nucleares convencionales, al margen de problemas estratégicos y de seguridad, plantea el problema del tratamiento de residuos radiactivos. La búsqueda de soluciones para la transmutación de residuos radiactivos y para la producción de energía con reducida producción de residuos ha propiciado el reciente interés por los *Accelerator Driven Systems* (ADS). Ahora bien, el diseño de un prototipo de ADS requiere un conocimiento completo y preciso de los datos nucleares en la forma de secciones eficaces para los procesos inducidos por neutrones en un amplio rango de energías, lo que, en el momento actual, no se tiene. Las medidas para diferentes tipos de secciones eficaces que se tomarán en la instalación n_TOF del CERN permitirán la elaboración de una base de datos experimentales de las secciones eficaces, pieza clave para su evaluación teórica, junto con el desarrollo de un sistema informatizado para el almacenaje y distribución de los resultados.

Por otra parte, la Astrofísica, con el Modelo Estándar describiendo satisfactoriamente el *Big-Bang* desde el punto de vista cosmológico, ha llegado al punto de permitirnos atacar gran cantidad de las cuestiones centrales acerca de nuestro Universo de un modo consistente y cuantitativo. En este contexto, las preguntas acerca del origen de los elementos químicos juegan un papel destacado: La producción de ^2H , ^3He , ^4He y ^7Li en el *Big-Bang* conlleva importantes consecuencias en cosmología y física de partículas, mientras que la nucleosíntesis de los elementos pesados, más allá del hierro, que tiene lugar en las estrellas evolucionadas y explosiones de supernovas, tiene implicaciones inmediatas en la evolución química de la Galaxia. Una de las tareas más difíciles que permanece sin resolver es la de comprender cómo se forman estos elementos pesados, ya que no sólo la física nuclear es complicada, sino que tampoco se conocen totalmente los mecanismos y los principios termodinámicos que la rigen. Para conseguir avances

en el conocimiento de estos procesos es necesario completar las medidas en laboratorio de las secciones eficaces de neutrones, lo que también se incluye en la agenda de trabajo de la colaboración n_TOF.

Las cuestiones anteriormente planteadas justifican la formación de una colaboración europea con el objetivo principal de conseguir medidas de gran exactitud de las secciones eficaces de procesos inducidos por neutrones [1]. El rango de energías en que se pretende trabajar va desde el eV hasta el centenar de MeV, por lo que la única opción que nos permite conocer la energía de los neutrones con la resolución que queremos en un rango de energías tan amplio consiste en utilizar técnicas de tiempo de vuelo (TOF), de donde ha tomado el proyecto su nombre. En este tipo de medidas, la resolución en energías mejora cuando trabajamos con grandes tiempos de vuelo, por lo que la instalación alcanza prácticamente los 200 *m* de distancia entre la fuente y la estación de medidas.

Para conseguir una razonable tasa de sucesos de interés con estas condiciones, es necesaria una densidad neutrónica sin precedentes en instalaciones similares. Se ha optado por el mecanismo de espalación como fuente de neutrones ya que en un blanco de espalación de plomo, un protón de 24 *GeV* puede producir hasta 760 neutrones. El acelerador PS en el CERN es capaz de acelerar 7×10^{12} protones por pulso, obteniéndose una cantidad de 2×10^{16} neutrones en cada pulso. Esta fuente extraordinariamente prolífica se concentra en pulsos de corta duración, del orden de 10 *ns*, lo que hace posible conseguir una gran precisión en la determinación de la energía del neutrón mediante la medida de su tiempo de vuelo.

A la pequeña incertidumbre en el tiempo debida a la fuente, hay que añadir las fluctuaciones en el tiempo de moderación necesario para producir un amplio espectro neutrónico, capaz de comprender todo el extenso rango de energías en el que se tienen que medir las secciones eficaces. La circunstancia que juega a nuestro favor es que el proceso de moderación en un material con número atómico *A* grande, como es el blanco de espalación, ocurre en un gran número de pasos en los que la pérdida de energía es pequeña ($\leq 1\%$). Así las fluctuaciones de tiempo en el proceso de moderación son también pequeñas, ya que el tiempo de moderación está fuertemente correlacionado con la energía del neutrón saliente.

Estas características, ya explotadas en el experimento TARC (Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing) [2], permiten conocer la distribución energética del flujo neutrónico de modo muy preciso. La intensidad de la fuente nos permite tener fluencias de 8×10^4 *n/cm*² por pulso para neutrones de energía mayor que 0.1 *eV* en la estación de medida, a una distancia de 185 *m*.

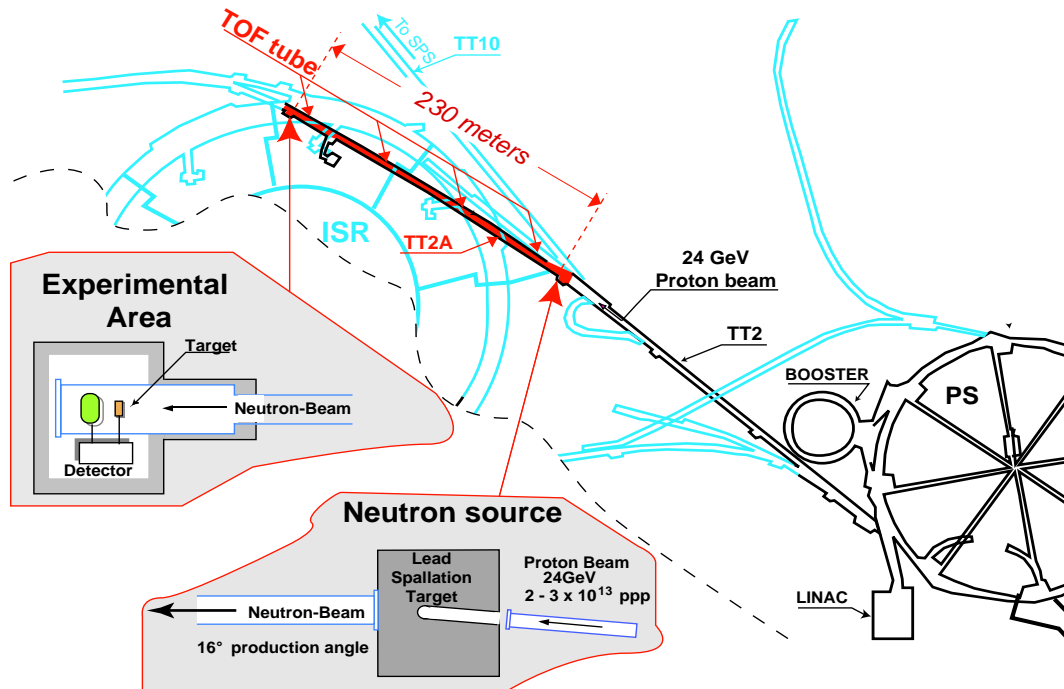


Figura 1.1: Vista general de la instalación n_TOF .

1.1 La instalación experimental

La instalación está pensada para el estudio sistemático y con excelente resolución de las secciones eficaces de prácticamente cualquier elemento, usando blancos de muy poca masa, incluso de unos pocos miligramos, condición necesaria cuando trabajamos con materiales inestables o simplemente muy costosos como los transuránidos.

La construcción de la primera parte de la instalación está a cargo de la división ETT (*Emerging Energy Technologies*) del CERN, mientras que el resto de la colaboración contribuye con las simulaciones y diseños de los elementos del haz, las estructuras que soportan los blancos y los detectores y la optimización del blindaje para minimizar el fondo ambiental, además de los detectores encargados de las medidas de secciones eficaces y los monitores del haz de neutrones. El trabajo se ha dividido en las siguientes fases [3]:

1. Del PS del CERN se extraerán paquetes de protones a $24 \text{ GeV}/c$ con una intensidad aproximada de 7×10^{12} protones/pulso que se dirigen sobre el blanco de plomo. Para desviar el haz de protones hacia el blanco de plomo se ha previsto

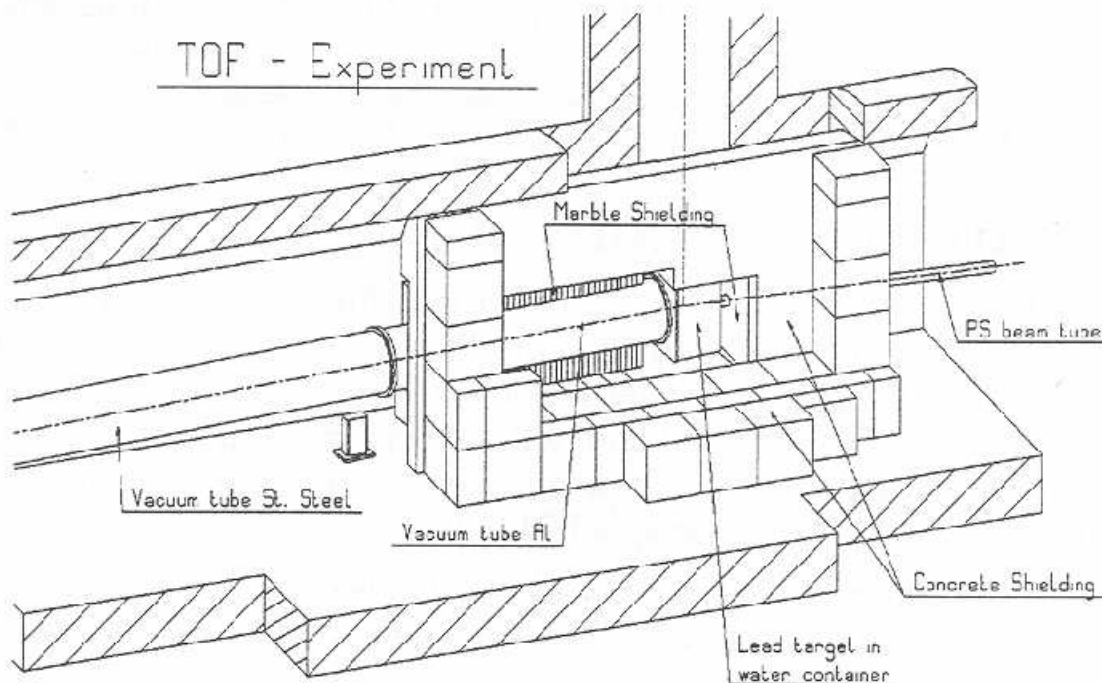


Figura 1.2: Esquema del área del blanco de espalación

una nueva línea de transferencia conectada a la FT12.

2. Se ha llevado a cabo un estudio general para optimizar el blanco de espalación, su longitud H y su diámetro R , más un moderador de espesor W . Como resultado del compromiso entre el máximo flujo neutrónico y la mejor resolución espacial en la fuente, se han obtenido los siguientes parámetros: $H = 80 \text{ cm}$, $R = 40 \text{ cm}$ y $W = 5 \text{ m}$, siendo el blanco de plomo y el material moderador, agua. Por cuestiones técnicas, el blanco se ha construido con forma rectangular y no cilíndrica, siendo sus dimensiones $80 \times 80 \times 40 \text{ cm}^3$. El blanco de plomo está montado en un soporte de acero inoxidable, que se encuentra sumergido en un contenedor lleno de agua. Debido a la enorme activación que sufrirá el blanco tras largos periodos de funcionamiento de la instalación, se ha pensado en rodearlo de gruesos bloques de mármol y hormigón, que actuarán como blindaje.
3. Los neutrones producidos por espalación serán canalizados hacia el área experimental, localizada a una distancia del blanco cercana a los 200 m , a través de un tubo al vacío, instalado en el la túnel TT2A que discurre siete metros por debajo del ISR. La dirección de emisión de los neutrones forma un ángulo de 10° con el haz de protones. El vacío que se requiere para el tubo del TOF es de 1 mbar , que se alcanza mediante tres bombas de palas rotatorias (de $35 \text{ m}^3/\text{h}$ de velocidad de vaciamiento).

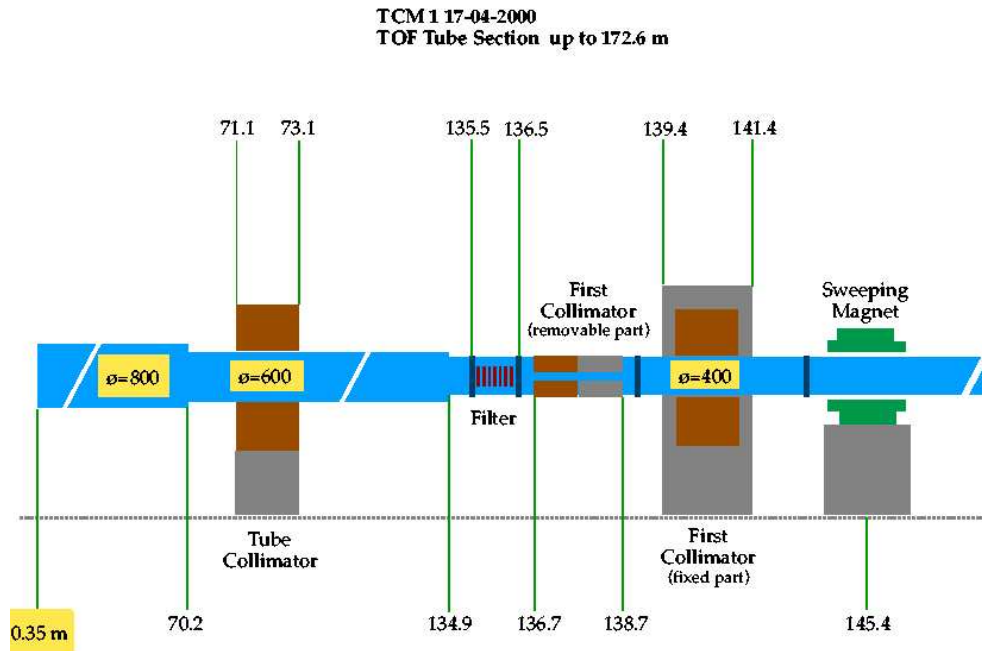


Figura 1.3: *Esquema de la primera parte del tubo del TOF*

4. El dipolo magnético, que tiene la misión de eliminar las partículas cargadas que contaminan el haz, tiene un entrehierro de 410 mm atravesado por el tubo del TOF. De las simulaciones con partículas cargadas se ha concluido que el campo magnético ha de ser del orden de 1.5 Tm.
5. La sección final de la instalación, a continuación de la estación de medida, está aún bajo estudio para minimizar la retrodispersión de neutrones. La opción propuesta consiste en montar una *Neutron Escape Line* para alejar los neutrones que no hayan interactuado en la muestra de la estación de medida. Dicha línea saldría de la estación de medida a través de un muro de hormigón de 1.6 m de espesor.
6. Para trabajar con el haz de neutrones es necesario montar sistemas de seguridad y detectores monitorizados que aseguren la protección del personal y del equipo. Esta tarea incluye la instalación y manejo de monitores, colocados dentro y fuera del haz, que controlen la radiación.

Nuestra colaboración en el proyecto tiene como objetivo el diseño, construcción y

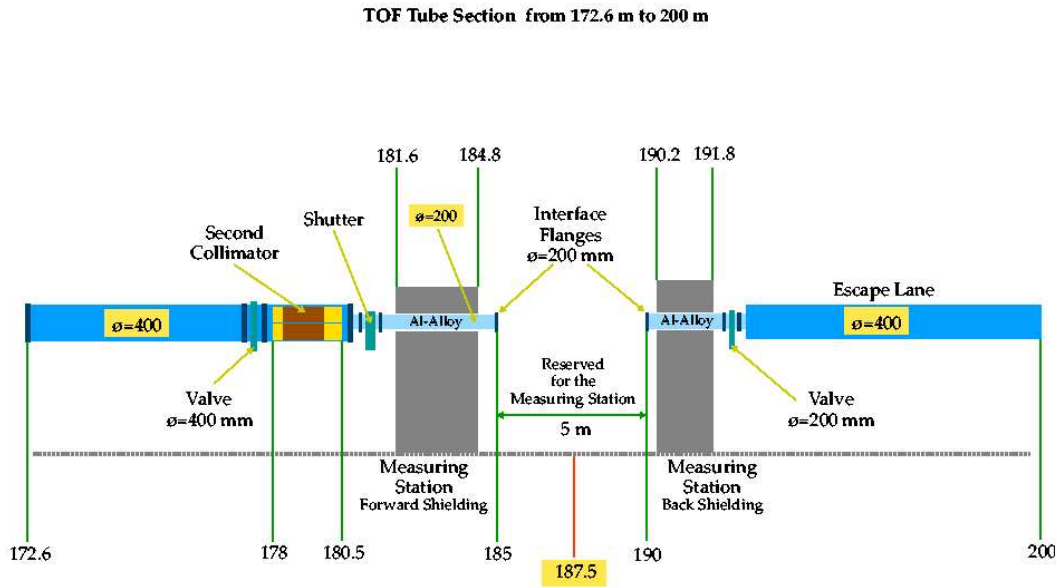


Figura 1.4: Esquema de la parte final del tubo del TOF

montaje, de un sistema de monitorización del haz de neutrones proporcionado por la fuente de espalación.

En la actualidad varios grupos de trabajo han propuesto diferentes detectores de neutrones para ser utilizados en la toma de medidas [4], de entre los cuales solamente las cámaras *MicroMegs* y unos detectores de silicio están pensados como monitores del haz de neutrones. Las *MicroMegs* deben estar colocadas en la trayectoria del haz, por lo que no parece viable su instalación permanente; sin embargo, proporcionarán una completa información del haz y de sus perfiles antes de acometerse las medidas de secciones eficaces.

La propuesta que hemos desarrollado nos proporciona un monitor de alta eficiencia y que no interrumpe el haz neutrónico que llega a la muestra, lo que permite obtener información simultáneamente con la toma de medidas. Sus características permitirán obtener medidas de la intensidad del haz cada poco tiempo y reconocer posibles desviaciones en la misma. El monitor se montaría al final del túnel de la instalación, a la salida de la *Neutron Escape Line* como se puede observar en la figura 1.5, por lo que el flujo de neutrones que le alcanza es similar al que ven las muestras, del orden del millón de neutrones por pulso y cm^2 . En la instalación del monitor hay que tener en cuenta que el suelo de la parte final del túnel presenta una apreciable pendiente, por lo que está previsto que se monte sobre una plataforma regulable en altura para facilitar su colocación.

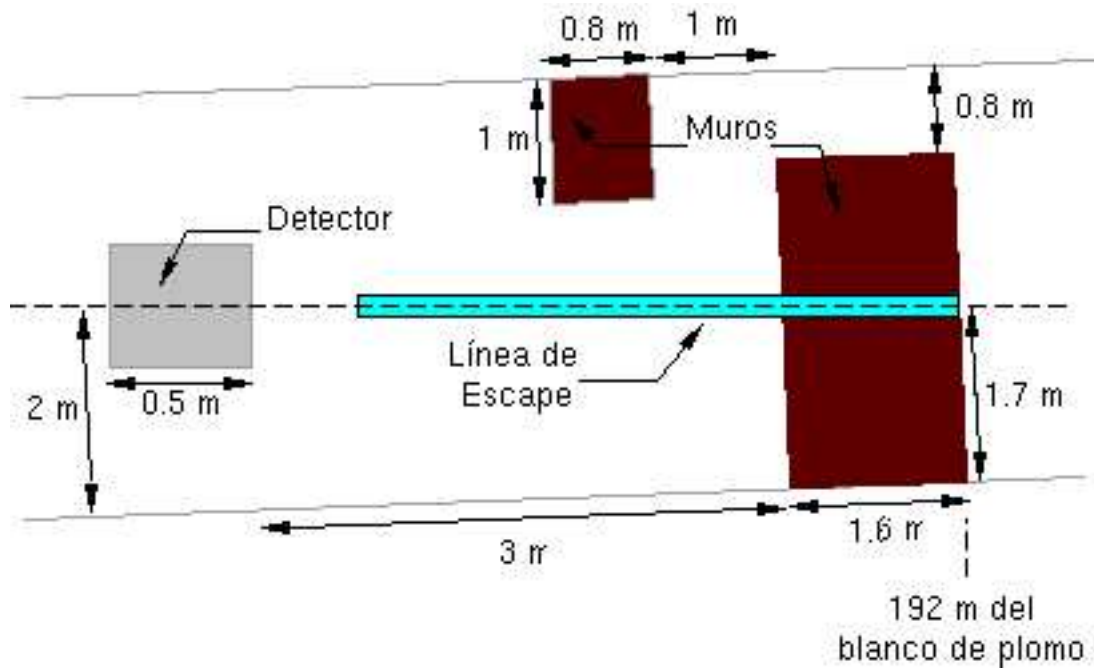


Figura 1.5: *Esquema del área de la Línea de Escape*

Capítulo 2

Interacción neutrón–materia

Antes de acometer el tema principal de este trabajo, parece necesario revisar los principales conceptos físicos relacionados con el mismo. El estudio del comportamiento de los neutrones al atravesar la materia tiene gran importancia en la física nuclear, por lo que encontramos abundante bibliografía al respecto,[5],[6],[7],[8].

Debido a la carga eléctrica nula que caracteriza a los neutrones, la detección de los mismos debe hacerse de modo indirecto. Para detectar los neutrones es preciso aprovechar los efectos secundarios resultantes de su interacción con los núcleos que constituyen el material detector. Algunos de ellos son:

1. Captura de un neutrón por un núcleo con emisión inmediata de una partícula cargada como partículas α o protones, o con emisión de radiación γ .
2. Captura de un neutrón con la subsiguiente fisión del núcleo compuesto formado.
3. Dispersión de un neutrón por un núcleo ligero, p. ej., un protón, que produce una ionización al retroceder.

Salvo el método por retroceso de protones, que sólo funciona para neutrones rápidos ($E_n > 1.0 \text{ keV}$), el resto de las interacciones se pueden utilizar con neutrones de cualquier energía. Sin embargo, unos métodos son mejores que otros según la energía involucrada. Por ello, la elección del mejor método en cada caso depende de la energía de los neutrones, del propósito del experimento y de las condiciones físicas en que se realizan las medidas.

Para el desarrollo de este capítulo vamos a dividir en dos los procesos con neutrones que nos interesan para el estudio de la detección de neutrones: la moderación y la captura.

2.1 Moderación de los neutrones

Los neutrones energéticos, al penetrar en la materia, experimentan un proceso característico de degradación energética llamado **moderación**. Mientras que en el caso de las partículas cargadas o de los rayos γ , la pérdida de energía se debe sobre todo a efectos electromagnéticos como, por ejemplo, la ionización para las partículas cargadas o el efecto Compton para los rayos γ , los neutrones pierden energía (*se moderan*) en las colisiones nucleares. Éstas pueden ser inelásticas, en las que el núcleo que recibe el impacto queda en un estado excitado, o elásticas, en las que el núcleo con el que choca el neutrón adquiere parte de la energía de éste en forma de energía cinética. En el primer caso el neutrón debe poseer energía suficiente, del orden de 1 MeV, para excitar el núcleo con el que choca. Por debajo de este umbral únicamente las colisiones elásticas contribuyen a la moderación de los neutrones. Este proceso continúa hasta alcanzar las energías térmicas y, partir de entonces, los neutrones unas veces pierden energía en las colisiones y otras veces la ganan, de modo que no se produce efecto neto sobre el promedio de la energía del neutrón: se ha alcanzado un estado de equilibrio térmico.

Para analizar las colisiones elásticas consideremos el uso de dos sistemas de referencia; el primero es el sistema del laboratorio (*s.l.*), en el que se considera que el núcleo bombardeado está en reposo antes de la colisión y que el neutrón incidente se aproxima al mismo; el segundo es el denominado sistema del centro de masas (*s.c.m.*), donde se considera que el centro de gravedad del conjunto neutrón-núcleo está en reposo, aproximándose a él las dos partículas, con lo cual el proceso de colisión puede describirse como si fuera contemplado por un observador que se desplaza con el *c.m.* Trabajando en esta descripción las ecuaciones que tenemos son más sencillas, se resuelven con relativa facilidad y los resultados se pueden referir al sistema del laboratorio mediante la transformación adecuada.

En la figura 2.1 se observa la relación entre los sistemas del laboratorio y del centro de masas. Según el primero, antes de la colisión el neutrón de masa m se mueve hacia el núcleo, situado a la derecha en la figura, con velocidad v_0 y energía E_0 , suponiéndose en reposo el núcleo de masa M ; la velocidad V_c del centro de gravedad vendrá dada por

$$V_c = v_0 \frac{m}{M + m} \quad (2.1)$$

Después de la colisión, el neutrón se mueve con una velocidad v y una energía E , según una dirección que forma un ángulo θ con la original, mientras el núcleo se aleja con velocidad V , siguiendo, a su vez, una trayectoria que forma determinado ángulo con la dirección original del neutrón.

En el *s.c.m.*, antes de la colisión, el neutrón se mueve hacia la derecha con una velocidad

$$v_0 - V_c = v_0 \frac{M}{M + m} \quad (2.2)$$

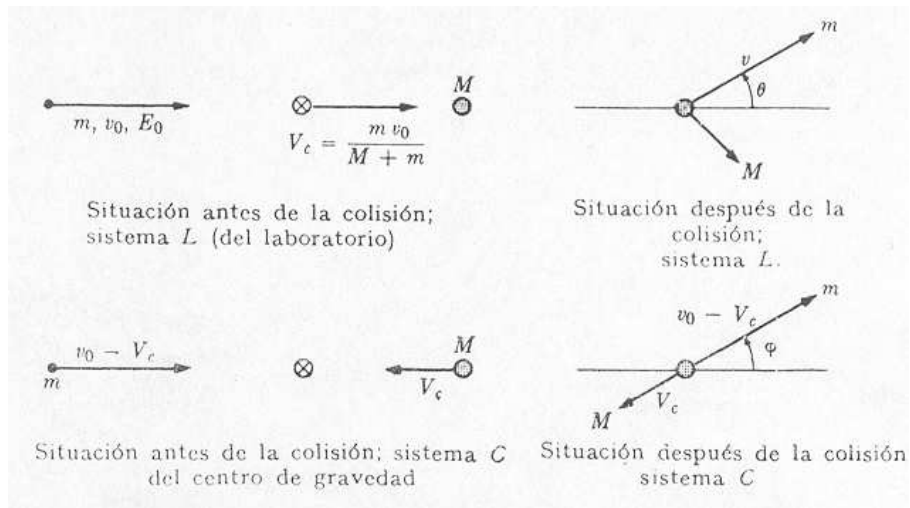


Figura 2.1: *Dispersión elástica por colisión entre un neutrón y un núcleo, descrita según los sistemas de referencia del laboratorio y del centro de masas*

y el núcleo se mueve hacia la izquierda con una velocidad V_c . La cantidad de movimiento referida al sistema centro de masas vale

$$m \left(\frac{M v_0}{M + m} \right) - M \left(\frac{m v_0}{M + m} \right) = 0 \quad (2.3)$$

ya que la cantidad de movimiento es una magnitud vectorial y la velocidad del núcleo tiene sentido opuesto a la del neutrón. Después de la colisión, el neutrón se mueve en una dirección que forma un ángulo ϕ con la inicial. Debido a la conservación de la cantidad total de movimiento, su valor tiene que ser nulo después de la colisión, y el núcleo deberá alejarse según la dirección que forma un ángulo $(180^\circ + \phi)$ con la del neutrón incidente.

El hecho de que la cantidad de movimiento total sea nula en el sistema centro de masas, antes y después de la colisión, hace que las operaciones matemáticas correspondientes sean más sencillas que cuando se aplica el sistema de laboratorio; el observador situado en el centro de masas presencia solamente un cambio en las direcciones del neutrón y del núcleo como resultado de la colisión y ve que las dos partículas se alejan en direcciones opuestas. Por otra parte, en una colisión elástica se conserva la energía cinética y la velocidad de las partículas en el *s.c.m.* debe ser la misma antes y después de la colisión; por consiguiente, el efecto del choque únicamente se refleja en una variación de la dirección de las velocidades.

En el sistema del laboratorio, varían las magnitudes de las velocidades y las direcciones no son opuestas. El neutrón dispersado según un ángulo θ tiene una velocidad v , que es la suma vectorial de la velocidad del neutrón según el *s.c.m.* y de la velocidad V_c del centro de masas. La relación entre las diferentes velocidades se puede ver en el siguiente diagrama vectorial

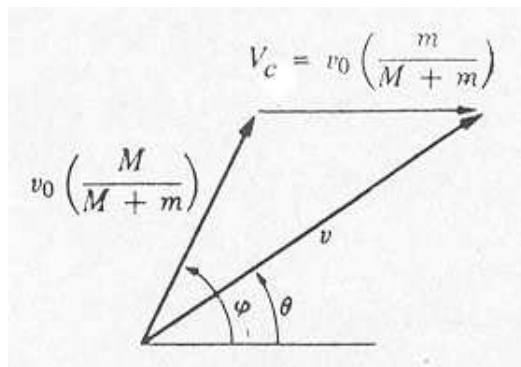


Figura 2.2: Diagrama vectorial de las velocidades del neutrón antes y después de la colisión.

con el que se obtiene, a partir de la ley del coseno, la expresión

$$v^2 = v_0^2 \left(\frac{M}{M+m} \right)^2 + v_0^2 \left(\frac{m}{M+m} \right)^2 + 2v_0^2 \left(\frac{M}{M+m} \right) \left(\frac{m}{M+m} \right) \cos \phi \quad (2.4)$$

la cual, traducida a masas atómicas, se nos simplifica a

$$v^2 = \frac{v_0^2}{(A+1)^2} (A^2 + 1 + 2A \cos \phi) \quad (2.5)$$

La razón entre las energías del neutrón en el sistema del laboratorio después y antes de la colisión, es, por lo tanto,

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1}{(A+1)^2} (A^2 + 1 + 2A \cos \phi) \quad (2.6)$$

lo que nos da inmediatamente la interesante desigualdad

$$\left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \leq \frac{E}{E_0} \leq 1 \quad (2.7)$$

La pérdida máxima de energía ocurre cuando $\phi = 180^\circ$, en cuyo caso el neutrón sale con una energía $E = \alpha E_0$, donde α está definida por la cantidad $(A - 1/A + 1)^2$. En el otro extremo, cuando $\phi = 0$, el neutrón mantiene su energía y dirección inicial, esto es, no hay colisión.

Se puede calcular la relación entre el ángulo de dispersión en el sistema de laboratorio y en el sistema centro de masas, obteniéndose

$$\cos \theta = \frac{1 + A \cos \phi}{(1 + A^2 + 2A \cos \phi)^{1/2}} \quad (2.8)$$

En la práctica lo que interesa conocer es el valor medio del $\cos \theta$, que se obtiene integrando la ecuación anterior sobre todos los valores posibles de ϕ . Para neutrones

de energía inferior a 10 MeV , la dispersión se debe solamente a la onda s ; con lo que el proceso presenta simetría esférica en el *s.c.m.* La ecuación 2.8 puede integrarse sobre el elemento de ángulo sólido:

$$\overline{\cos\theta} = \frac{2}{3A} \quad (2.9)$$

Cuando el valor de A es grande, lo cual corresponde a núcleos pesados, el promedio del coseno es pequeño y la dispersión es prácticamente isotrópica; esto equivale a decir que los neutrones que chocan con los núcleos pesados tienen la misma probabilidad de dispersarse en una dirección que hacia la opuesta. Cuando A es pequeño, como ocurre en los núcleos ligeros, se dispersan más neutrones en la dirección original de su movimiento que hacia la opuesta, esto es, los neutrones tienden a continuar moviéndose en su dirección original después de una colisión. Esto se conoce como “persistencia de la velocidad”, factor que se debe tener en cuenta al estudiar la difusión de los neutrones.

2.1.1 La letargia

Una cantidad importante al tratar la moderación de los neutrones es la pérdida media de energía por colisión, para cuyo cálculo conviene introducir una nueva magnitud, la letargia, que viene a ser la disminución en una colisión del logaritmo de la energía del neutrón:

$$u \equiv \ln\left(\frac{E_0}{E}\right) \quad (2.10)$$

Esta magnitud nos proporciona una escala logarítmica de energías.

Como E/E_0 es una función lineal de $\cos\phi$ y todos los valores de éste son igualmente probables, se deduce que también lo son todos los valores de E/E_0 . La probabilidad PdE de que un neutrón con una energía inicial E_0 tenga una energía comprendida entre E y $E + dE$, después de una colisión, viene dada por

$$PdE = \frac{dE}{E_0(1 - \alpha)} \quad (2.11)$$

donde $E_0(1 - \alpha)$ representa la serie completa de valores de la energía que puede tener un neutrón después de una colisión.

Llamamos ξ al valor medio de la letargia. Por definición:

$$\xi \equiv \overline{\ln E_0 - \ln E} = \overline{\ln(E_0/E)} \quad (2.12)$$

Entonces,

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha = 1 + \frac{\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \ln\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2}{1 - \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2} \quad (2.13)$$

que puede transformarse en

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln\left(\frac{A+1}{A-1}\right) \quad (2.14)$$

Para valores grandes de A puede darse a ξ el valor aproximado

$$\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \quad (2.15)$$

Cuando se conoce el valor de ξ puede calcularse fácilmente el número medio de colisiones necesarias para reducir en una proporción dada la energía de los neutrones. Este número viene dado por

$$n = \frac{1}{\xi} \ln(E_0/E) \quad (2.16)$$

Por ejemplo, para $E_0 = 1$ MeV el número requerido para alcanzar la energía térmica (1/40 eV) es de 17.6 choques en hidrógeno o 110 colisiones con carbono. En realidad, la ecuación anterior no es aplicable para valores E_n cerca de las energías térmicas, porque en esta región, dado que la energía de los núcleos dispersores es comparable con la de los neutrones, la colisión puede comunicar energía al neutrón en vez de quitársela. Además, para un medio moderador molecular o cristalino, cuando se alcanza una energía comparable a la del enlace químico del medio, el sistema con el que choca el neutrón no es ya un átomo libre, sino una unidad mayor (molécula, red, etc.), y las leyes que rigen la pérdida de energía pasan a ser bastante complicadas.

Elemento	A	ξ	Número de colisiones desde 2 MeV a 0.025 eV
Hidrógeno	1	1.00	18
Deuterio	2	0.725	25
Helio	4	0.425	43
Litio	7	0.268	67
Berilio	9	0.208	87
Carbono	12	0.158	114
Oxígeno	16	0.120	150
Uranio	238	0.0084	2150

Tabla 2.1: *Propiedades dispersoras de algunos materiales*

En la tabla 2.1 se recogen los valores de ξ y del número medio de colisiones elásticas para reducir en diversas especies nucleares la energía de los neutrones desde 2 MeV a 0.025 eV.

2.1.2 Poder de moderación y relación de moderación

Aunque la magnitud ξ es una medida de la capacidad moderadora de una sustancia, no basta por sí sola para explicar todo el fenómeno. Si nos guíamos por ella, el hidrógeno

sería el mejor moderador, pero la probabilidad de una colisión entre un neutrón y un núcleo de hidrógeno en fase gaseosa es pequeña debido a la escasa densidad del gas, lo cual pone de manifiesto la necesidad de tomar en consideración el número de átomos por unidad de volumen; puesto que también debe existir una interacción del neutrón por colisión, debe tenerse en cuenta la sección eficaz del material moderador para la dispersión; finalmente, la sección eficaz de absorción de un buen moderador debe ser pequeña, pues, de lo contrario, habría una pérdida excesiva de neutrones. Todo ello exige la introducción de otras dos magnitudes para expresar las propiedades de los moderadores; la primera de ellas es el **poder de moderación**, definido por

$$\xi N \sigma_d = \xi \Sigma_d = \frac{N_0 \rho \xi \sigma_d}{A} \quad (2.17)$$

donde N es el número de átomos por unidad de volumen; ρ , la densidad; N_0 , el número de Avogadro y σ_d , la sección eficaz de dispersión. El poder de moderación tiene dimensiones de $[\text{L}^{-1}]$. La cantidad Σ_d se denomina sección eficaz macroscópica de dispersión y define la probabilidad de que el neutrón sufra una dispersión al atravesar una unidad de longitud de moderador. Puesto que ξ es la disminución media de $\log E$ por colisión, puede decirse que el poder de moderación representa la disminución media del logaritmo de E por unidad de longitud de recorrido del neutrón y su valor debe ser relativamente grande en un buen moderador.

La segunda magnitud es la **relación de moderación**, definida por

$$\frac{\xi \Sigma_d}{\Sigma_a} = \frac{\xi \sigma_d}{\sigma_a} \quad (2.18)$$

donde σ_a es la sección eficaz de absorción. La relación de moderación mide el poder relativo de moderación de una sustancia respecto a su capacidad absorbente. La aplicación de esta magnitud a los elementos ligeros incluidos en la tabla anterior obliga a eliminar al litio como moderador, pues tiene una sección eficaz de absorción muy elevada (aproximadamente 65 barns para los neutrones con energía térmica); el hidrógeno y el deuterio pueden utilizarse en forma de agua líquida, ligera o pesada respectivamente, puesto que el oxígeno tiene buenas cualidades moderadores y el número de átomos de hidrógeno o de deuterio por unidad de volumen de agua en estado líquido es grande en comparación con el número correspondiente en estado gaseoso.

En la tabla 2.2 se resumen las propiedades de algunos buenos moderadores; para el cálculo de la relación de moderación las secciones eficaces de absorción para los neutrones térmicos, cuyos valores son mayores que los correspondientes a energías más elevadas, por lo que las cifras atribuidas a la relación de moderación tienen un carácter de límite inferior y no de valores exactos, pero son útiles para establecer su comparación.

De acuerdo con estos resultados, el mejor moderador es el agua pesada, y el menos eficaz, el agua ordinaria cuya baja relación de moderación se debe a la sección eficaz de absorción relativamente elevada del hidrógeno; ahora bien, el agua pesada es una sustancia extremadamente cara y sólo puede utilizarse en aplicaciones especiales donde

Moderador	Poder de moderación(cm ⁻¹)	Relación de moderación
H ₂ O	1.53	72
D ₂ O	0.370	12000
Be	0.176	159
Grafito	0.064	170

Tabla 2.2: Valores del poder de moderación y de la relación de moderación

el aspecto económico carezca de importancia; el berilio también resulta también caro y se emplea raramente; en cambio se utilizan con frecuencia el grafito, el agua o la parafina, compuesto de hidrógeno y carbono, sustancias que representan un compromiso satisfactorio entre la capacidad moderadora y el coste. En la instalación n_TOF, el material moderador empleado es el polietileno, de características parecidas al agua o a la parafina, pero más fácil de trabajar y manejar.

Al describir el proceso de moderación también hay que tomar en consideración aspectos como la distribución de la energía de los neutrones durante su moderación o la distancia recorrida por los neutrones durante el proceso.

2.1.3 Distribuciones energéticas de neutrones procedentes de una fuente monoenergética

En los desarrollos siguientes utilizaremos las secciones eficaces por unidad de volumen (es decir, el producto de la sección eficaz nuclear por el número de núcleos por unidad de volumen), que llamaremos Σ . Las dimensiones de Σ son [L⁻¹]. Podemos distinguir una Σ de dispersión, o Σ_d , y una Σ de absorción, Σ_a . El recorrido libre medio de dispersión λ_d es, evidentemente, $1/\Sigma_d$ y el de absorción, $\lambda_a = 1/\Sigma_a$.

Consideremos ahora el número total de neutrones en determinado intervalo de letargia $du = -dE/E$ y la corriente de neutrones q a lo largo del eje u . Las dimensiones de q son [T⁻¹]. En un cierto instante, cada neutrón se representa por un punto en la escala logarítmica de energía. Las colisiones mueven los puntos de izquierda a derecha, disminución de la energía, y obtenemos la corriente multiplicando $n(u)$, el número de neutrones por unidad de u , por el cambio de u por unidad de tiempo. Esta definición de q nos da sin más la relación

$$q = n \frac{v}{\lambda} \xi = nv \Sigma_d \xi \tag{2.19}$$

porque v/λ_d es el número de colisiones que experimenta el neutrón por unidad de tiempo y ξ es el incremento de letargia por colisión.

Veamos cual es el número de neutrones en un intervalo de energía dado en un medio moderador en el que tenemos un estado estacionario, siendo Ω la tasa de producción de neutrones en la fuente (dimensiones de $[T^{-1}]$).

En el caso de que no haya absorción, Ω neutrones por segundo deben atravesar cualquier letargia dada, es decir,

$$q(u) = \Omega = n \frac{v}{\lambda_d} \xi \quad (2.20)$$

y de ello deducimos el número de neutrones en cada intervalo de energía

$$n(u)du = -\Omega \frac{\lambda_d}{v\xi} \frac{dE}{E} \sim E^{-3/2} dE \quad (2.21)$$

si λ_d es independiente de la energía.

Normalmente lo que nos interesa es el flujo de neutrones nv en un cierto intervalo de letargias, que viene dado por:

$$-nvdu = \frac{\Omega \lambda_d}{\xi} \frac{dE}{E} \quad (2.22)$$

Si existe absorción, $q(u)$ deja de ser constante, puesto que los neutrones desaparecen por absorción, y para un aumento du de la letargia la corriente q disminuye de acuerdo con

$$-dq(u) = \frac{nv}{\lambda_a} du \quad (2.23)$$

Teniendo en cuenta como definíamos q en 2.19 podemos escribir

$$-\xi d(nv\Sigma_d) = n \frac{v}{\lambda_a} du = nv\Sigma_a du \quad (2.24)$$

$$-\xi \frac{d(nv\Sigma_d)}{nv\Sigma_d} = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_d} du \quad (2.25)$$

Esta ecuación se puede integrar entre la letargia inicial, u_0 , y un valor arbitrario de la misma,

$$-\xi \ln(nv\Sigma_d) \Big|_u^{u_0} = \int_u^{u_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_d} du \quad (2.26)$$

$$-\xi \ln\left(\frac{\Omega}{\xi}\right) + \xi \ln(nv\Sigma_d) = \int_u^{u_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_d} du \quad (2.27)$$

de donde

$$nv = \frac{\Omega}{\xi \Sigma_d} \exp\left(-\frac{1}{\xi} \int_u^{u_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_d} du\right) \quad (2.28)$$

En la anterior ecuación suponemos implícitamente que Σ_a varía lentamente con la energía, o mejor dicho que $\Delta\Sigma_a/\Sigma_a \ll 1$ si $\Delta E \cong \xi E$.

2.1.4 Teoría de la difusión

El estudio teórico del comportamiento de los neutrones en un medio moderador ya fue desarrollado por Fermi en los años cuarenta. Se pueden distinguir dos etapas en el proceso sufrido por los neutrones. En primer lugar, los neutrones cambian su energía media y se difunden hasta que alcanzan energías térmicas. La densidad de neutrones es, por consiguiente, una función tanto de las coordenadas como de la energía. En una segunda fase, los neutrones térmicos se difunden sin que cambie su energía media; la densidad es entonces función únicamente de las coordenadas. Consideraremos situaciones estacionarias, donde las fuentes o sumideros de neutrones aparecen como condiciones de contorno.

La ecuación de la edad

En esta primera parte de la teoría de la difusión es necesario introducir dos condiciones:

1. El recorrido libre medio no varía mucho con la energía.
2. Tienen lugar un gran número de colisiones.

Por estas razones, la teoría es una aproximación que resulta mucho mejor para un moderador constituido por núcleos más pesados que para un moderador basado en el hidrógeno. La λ_d para el hidrógeno es mucho mayor para las primeras colisiones que para las siguientes, variando desde unos 4 *cm* a energías de 1 *MeV* hasta 0.4 *cm* en el rango térmico. Además en éste bastan sólo 17 colisiones para moderar un neutrón de un 1 *MeV*, con lo que la ley de los grandes números no funciona tan bien como con núcleos más pesados que necesitan más de 100 colisiones para conseguir el mismo resultado.

A continuación deduciremos la ecuación de la difusión de neutrones energéticos, que también se conoce como ecuación de la edad de Fermi.

Sea $n(\mathbf{r}, u)$ el número de neutrones por unidad de volumen y por unidad de u .

Sea $q(\mathbf{r}, u)$ la densidad de corriente a lo largo del eje u , también llamada **densidad de moderación**, que viene dada por la igualdad

$$q(\mathbf{r}, u) = n(\mathbf{r}, u) \frac{v}{\lambda_d} \xi \quad (2.29)$$

Consideremos un elemento de volumen del medio y los neutrones con letargia entre u y $u + du$ contenidos en él. Este número puede variar por dos motivos: que los neutrones de la letargia dada se difundan en el elemento de volumen considerado o que los neutrones de letargia más baja alcancen la letargia considerada por colisión.

Para el primer mecanismo, la relación fundamental de la difusión viene dada por

$$\mathbf{j} = -D\nabla n \quad (2.30)$$

donde \mathbf{j} es la densidad de corriente de neutrones y D , el coeficiente de difusión; de acuerdo con la teoría cinética se sigue

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, u)}{\partial t} = D\nabla^2 n(\mathbf{r}, u) \quad (2.31)$$

El coeficiente de difusión D viene definido por la ecuación 2.30 y está vinculado con λ_d y v , conforme demuestra la teoría cinética, por

$$D = \frac{\lambda_d v}{3[1 - (2/3A)]} \quad (2.32)$$

donde la cantidad entre corchetes resulta de la persistencia de la velocidad, que ya habíamos comentado.

El segundo mecanismo antes mencionado contribuye también a la variación de n con el tiempo. En efecto, $q(u)$ neutrones penetran en el intervalo de letargia en cuestión, pero $q(u + du) = q(u) + (\partial q/\partial u)du$ salen de él por unidad de tiempo y por unidad de volumen. Por consiguiente,

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial u} \quad (2.33)$$

En un estado estacionario se tiene

$$-\frac{\partial q}{\partial u} + D\nabla^2 n = 0 \quad (2.34)$$

Conviene introducir una nueva variable, llamada *edad de Fermi*, definida por la relación

$$\tau(E) \equiv \int_{u_0}^u \frac{\lambda_d^2(u)}{3\xi[1 - (2/3A)]} du = \int_{t_0}^t D dt \quad (2.35)$$

Introduciendo la nueva variable τ , podemos escribir

$$\frac{\partial q}{\partial u} = \frac{\partial q}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial u} = \frac{\partial q}{\partial \tau} \frac{\lambda_d^2}{3\xi[1 - (2/3A)]} \quad (2.36)$$

y la ecuación 2.34 se convierte en

$$\frac{\lambda_d v}{3[1 - (2/3A)]} \nabla^2 n - \frac{\lambda_d^2}{3\xi[1 - (2/3A)]} \frac{\partial q}{\partial \tau} = 0 \quad (2.37)$$

que, recordando la ecuación 2.29, da inmediatamente la ecuación de la edad

$$\nabla^2 q = \frac{\partial q}{\partial \tau} \quad (2.38)$$

A pesar de su nombre, τ no es una unidad de tiempo, sino del cuadrado de una longitud. Esto se comprueba inmediatamente en la ecuación 2.38, ya que el operador laplaciano implica una doble derivación con respecto a la distancia. Así pues, la ecuación

2.38 representa una distribución espacial de la densidad de moderación, en un medio no absorbente.

Aunque la edad no representa un tiempo transcurrido, guarda, no obstante, cierta relación con la edad cronológica de los neutrones, es decir, el tiempo que transcurre entre la formación de un neutrón en la fuente y su moderación a una energía determinada. Esto se puede ver en la ecuación 2.34 que define la edad. Para $E = E_0$, es decir, cuando se trata de neutrones de energía la inicial, τ vale cero; mientras que, a medida que va disminuyendo E , se ve que $\tau(E)$ aumenta. Al irse moderando el neutrón, su edad aumenta.

Matemáticamente, la ecuación de Fermi coincide con la de Fourier para la conducción del calor

$$\frac{k}{\rho c} \nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.39)$$

Todas las técnicas matemáticas desarrolladas para esta ecuación son aplicables también a la ecuación de la edad.

Material	$\tau(1.4 \text{ eV})$ cm ²	τ_{ter} cm ²
H ₂ O	31	33
D ₂ O	109	120
Berilio	80	98
Grafito	311	350

Tabla 2.3: *Edad de Fermi de los neutrones de 1.4 MeV y térmicos en varios moderadores.*

Para ver algunas soluciones a casos particulares nos remitimos al trabajo de Fermi [5] y en la tabla 2.3 se presentan varios valores para la edad de Fermi en distintos materiales.

Neutrones térmicos

Como resultado del proceso de moderación, los neutrones llegan a un estado en que sus energías están en equilibrio con las de los átomos o moléculas del moderador donde se mueven. En estas condiciones, el neutrón puede ganar o perder una pequeña cantidad de su energía en una colisión con un átomo, por tanto, como se produce un gran número de colisiones entre neutrones y átomos, las ganancias de energía son tan probables como las pérdidas. Se dice que los neutrones están en equilibrio térmico con los átomos o moléculas del moderador. Su comportamiento es análogo al de los átomos en estado gaseoso y puede describirse con bastante exactitud con la teoría cinética de los gases.

Evidentemente, los neutrones deben hallarse en condiciones de poder chocar con los átomos del moderador un número suficiente de veces para que alcancen el equilibrio térmico antes de que sean absorbidos, lo cual exige que la sección eficaz de absorción a baja energía sea pequeña comparada con la de dispersión.

Una vez satisfechas las condiciones necesarias para el equilibrio térmico, la velocidad de los neutrones sigue la ley de distribución de Maxwell y los neutrones térmicos son caracterizados por su velocidad más probable, $v_0 = (2kT/m)^{1/2}$, y la energía correspondiente, $E = kT$, donde k es la constante de Boltzmann. Las secciones eficaces que se citan en la literatura para los neutrones térmicos se refieren generalmente a los que tienen una velocidad de 2200 m/s o una energía de 0.025 eV .

La difusión de neutrones térmicos

Al estudiar el comportamiento de los neutrones térmicos se hace necesario conocer su distribución espacial, es decir, la relación entre la densidad de neutrones y la posición en que ésta se determina, problema que puede estudiarse con la ayuda de la teoría de la difusión.

Sea $n(\mathbf{r})$ la densidad de neutrones térmicos y sea

$$D = \frac{\lambda_d v}{3} \quad (2.40)$$

su coeficiente de difusión y λ_a su recorrido libre medio de absorción. La vida media de un neutrón térmico, T , es λ_a/v . Si Σ_a es proporcional a $1/v$ como ocurre a menudo, T es independiente de la velocidad. Los neutrones térmicos se producen en un medio cuando neutrones de energías más altas se termalizan por colisión. Sea $q_\tau(\mathbf{r})$ el número de neutrones por cm^2 que se transforman en térmicos por unidad de tiempo. La cantidad $q_\tau(\mathbf{r})$ es la densidad de moderación antes considerada cuando $\tau =$ edad térmica.

Establezcamos ahora una condición de estacionariedad. Tenemos, por unidad de volumen, una variación de la densidad neutrónica provocada por

difusión: $D\nabla^2 n$

moderación: q_τ

absorción: $-n/T$

Sumando estas tres contribuciones, nos queda, para el estado estacionario

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0 = D\nabla^2 n + q_\tau - \frac{n}{T} \quad (2.41)$$

o bien, sustituyendo la definición del coeficiente de difusión,

$$\nabla^2 n - \frac{3}{\lambda_d \lambda_a} n + \frac{3q_\tau}{\lambda_d v} = 0 \quad (2.42)$$

La magnitud $L = (\frac{\lambda_d \lambda_a}{3})^{1/2}$ se llama “longitud de difusión”. La ecuación 2.42 debe resolverse con condición de contorno $n = 0$ sobre la superficie del moderador. El término con q_r , que hace no homogénea la ecuación, hay que obtenerlo resolviendo previamente la ec. 2.38 con sus fuentes y condiciones de contorno. Como ejemplo, a continuación proporcionamos la solución que se corresponde con una fuente puntual de neutrones monoenergéticos situada en el origen y que emite Ω neutrones por segundo

$$n(r) = \frac{\Omega}{4\pi Dr} e^{-r/L} \quad (2.43)$$

2.1.5 Dispersión por protones

La dispersión elástica de neutrones mediante núcleos ligeros es el método más utilizado en la detección de neutrones rápidos. En la colisión, el neutrón transfiere parte de su energía al núcleo blanco, por lo que se produce un núcleo en retroceso. Si los blancos son núcleos ligeros, el núcleo en retroceso se comporta como un protón o una partícula alfa en el modo en que pierde su energía en el medio detector. Los núcleos más comúnmente empleados son el hidrógeno, el deuterio y el helio, aunque el hidrógeno es, de lejos, el más popular, bien formando parte del agua o de compuestos orgánicos.

Al ser la interacción una dispersión elástica, la energía cinética total se conserva y el valor de Q de la reacción es nulo. Para todos los efectos prácticos el núcleo se encuentra en reposo, y así la suma de las energías cinéticas de los productos (el núcleo en retroceso y el neutrón dispersado) debe ser igual a la energía del neutrón incidente. La cinemática del proceso es la misma que vimos en el caso de la moderación de neutrones, pero aquí la variable fundamental es la energía cedida al núcleo, que debe ser suficiente como para que la ionización que produce active el detector.

2.2 Procesos de captura

2.2.1 Reacciones nucleares (n,partícula cargada)

Este tipo de reacciones son muy utilizadas, especialmente en la detección de neutrones lentos. Se caracterizan por su gran sección eficaz para neutrones térmicos, y grandes valores de Q que hacen muy fáciles de detectar los productos de la reacción. En contrapartida, debido a que la energía cinética de los neutrones es despreciable frente a la energía liberada en la reacción, se pierde toda la información acerca de la energía de los neutrones.

Boro-10.

El boro es el material más popular en la detección de neutrones. La reacción del neutrón en el boro-10 -aproximadamente el 20% del boro natural- es $B-10(n,\alpha)Li-7$, que presenta dos ramas, una al estado fundamental del litio-7 ($Q=2.796 MeV$) y otra a un estado metaestable ($Q=2.314 MeV$), que se corresponde con el primer estado excitado.

Cuando la reacción es inducida por neutrones térmicos, sobre el 94% del total de las reacciones se producen a través del estado excitado y sólo el 6% van directamente al estado fundamental. La sección eficaz de la reacción (n,α) fue evaluada por Sowerby *et al.* [9], que proporcionaron la siguiente fórmula:

$$\sigma_{n\alpha} = \frac{13.837}{\sqrt{E}} - 0.312 - 1.014 \times 10^{-2} \sqrt{E} + \frac{2.809 \times 10^5}{\sqrt{E} \left[(170.3 - E)^2 + 2.243 \times 10^4 \right]} \quad (2.44)$$

donde E está en keV y el resultado en barns. La incertidumbre es del 1% por debajo de 1 keV, del 2% a 10 keV, del 3% a 100 keV y del 5% a 200 keV. La expresión da 3836 b a 2200 m/s (rango térmico), que concuerda con el valor (3837 ± 9) b dado en el **BNL-325**, 3ª ed. Para energías menores que 1 keV la desviación de la ley $1/v$ es menor del 2%

La “branching ratio”, cociente entre la sección eficaz directa y la total, fue medida por Deruytter en $(6.308 \pm 0.006)\%$. Es constante por debajo de los 10 keV, aumenta ligeramente entre 10 y 100 keV y significativamente por encima de los 100 keV.

A 2200 m/s, la sección eficaz de dispersión es de (2.23 ± 0.06) b, esto es, el 0.06% de la sección eficaz de (n,α) . Puede despreciarse a energías térmicas pero se vuelve significativa en el rango del keV y domina en el rango del MeV. Una reacción competitiva por encima de los 5 MeV es la reacción (n,d) .

Litio-6

La siguiente reacción en popularidad para la detección de neutrones lentos es la reacción (n,α) en el litio-6. La reacción para el 6Li -7.5% del litio natural- tiene un valor de Q de 4.786 MeV y una sección eficaz para neutrones térmicos de 940 ± 4 b. Presenta una amplia resonancia a 248 keV que limita la validez de la ley $1/v$. Para energías menores de 10 keV la sección eficaz puede ser estimada de:

$$\sigma(b) = \frac{149.56}{\sqrt{E}} - 0.024 \quad (2.45)$$

donde E viene dado en eV.

El 7Li tiene una sección eficaz de reacción muy baja y una sección eficaz de dispersión bastante similar a la del 6Li , por lo que puede ser utilizado en medidas de fondo.

Helio-3

En los últimos tiempos se ha convertido en una atractiva alternativa como material de detección de neutrones. Su abaratamiento ha tenido mucho que ver en su creciente popularidad. También que la reacción ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ presenta una alta sección eficaz (para energías térmicas es de 5333 ± 7 b) y que sigue la ley $1/v$ hasta energías de 2 keV.

En cuanto al valor del Q de la reacción, igual a 765 keV, es bastante menor que el del boro-10 lo que hace más difícil la discriminación frente al fondo gamma, pero, por otro lado lo hace más atractivo para espectrometría de neutrones de altas energías (en el rango de 0.5 a 5 MeV)

2.2.2 Reacciones de fisión

La alta energía de los fragmentos de fisión y su gran sección eficaz han llevado a los núcleos fisibles a ocupar un lugar destacado como materiales para la detección de neutrones. La mayoría de los contadores por fisión utilizan ${}^{235}\text{U}$ para neutrones térmicos y ${}^{238}\text{U}$ para neutrones rápidos.

Los fragmentos de fisión presentan, en un principio, una elevada carga eléctrica, que disminuye durante el proceso de frenado debido a la captura de electrones. Así, el poder de frenado y la transmisión de energía al gas contador decrece a lo largo de la traza de ionización.

Los gases que contienen elementos pesados no son adecuados como gases proporcionales; de modo que se utilizan cámaras convencionales llenas de gases como el argón o nitrógeno, con un recubrimiento de material fisible en las caras internas del detector. Estas superficies deben ser grandes porque el espesor del material está limitado por el alcance de los productos de la fisión, que es bastante corto.

Debido a que los valores de Q para reacciones de fisión son muy grandes, aproximadamente 200 MeV, comparados con los vistos anteriormente, los pulsos registrados son fácilmente discriminados de los debidos a reacciones competidoras o a rayos gamma. Casi todos los materiales fisibles presentan radiactividad α natural y fisión espontánea que producen un fondo intrínseco en el detector. Las partículas α aisladas tienen bajas energías y son fácilmente discriminables, pero en medidas de precisión deben tenerse en cuenta los efectos por apilamiento, además de la fisión espontánea.

Capítulo 3

Detectores de neutrones

En la búsqueda de un monitor de neutrones que se adaptase a las características de la instalación n_TOF y que nos proporcionase la mayor cantidad de información de interés posible, hemos llevado a cabo una amplia revisión de los diferentes tipos de detectores usados en la detección de neutrones.

De entre los artículos revisados, los detectores de centelleo se han convertido en la opción más utilizada para aplicaciones generales, fundamentalmente por los buenos tiempos de respuesta que permiten (del orden del ns). Estos detectores utilizan la luz de centelleo producida en el material para detectar una amplia gama de radiaciones ionizantes. Para neutrones lentos se usan principalmente cristales de silicio con litio [10], que aprovechan la gran sección eficaz del ^6Li para neutrones de bajas energías (ver Cap. 2), y que necesita la presencia de un activador como el cerio para producir la cantidad suficiente de luz de centelleo. En cuanto a los neutrones rápidos, los cristales orgánicos, que son los más utilizados, se basan en el retroceso de los protones por el choque de neutrones contra los núcleos de hidrógeno del cristal.

Las técnicas de centelleo conllevan la necesidad de fotomultiplicadores que conviertan la luz en pulsos eléctricos. Ante las dificultades que presenta la utilización de fotomultiplicadores en un entorno con alto campo de radiación γ , hemos preferido elegir un detector de ionización que resulta más fiable en un medio hostil como el del n_TOF.

3.1 Detectores de ionización

Los detectores de ionización fueron, históricamente, los primeros aparatos eléctricos desarrollados para detectar radiación. Estos instrumentos están basados en la recolección directa de los electrones e iones producidos en un gas al pasar radiación. Los tres tipos básicos de detectores desarrollados fueron: la cámara de ionización, el contador proporcional y el contador Geiger-Muller.

Cualquier detector de radiación puede ser utilizado como detector de neutrones si contiene o se complementa con un material que nos dé un proceso de conversión que transfiera la información de interés a partículas cargadas. El núcleo en retroceso de la dispersión de un neutrón, los productos de una reacción nuclear o los fragmentos de una fisión nuclear pueden ser usados en la detección de los neutrones primarios.

Los aparatos utilizados como detectores eran a menudo tubos, a los que se dio el nombre de *tubos contadores de radiación*, o abreviadamente, *contadores*, que para la detección de neutrones acabo en la combinación *contadores de neutrones*. Un término más general es *cámaras de neutrones*, que pueden ser contadores o espectrómetros. Entre los contadores de neutrones puros están las cámaras recubiertas con boro, las cámaras de trifluoruro de boro y las cámaras de fisión. Las cámaras con protones en retroceso y las de ^3He pueden ser usadas como contadores o espectrómetros.

3.1.1 Parámetros de la cámara

Los parámetros esenciales para la construcción de una cámara de neutrones son el alcance de las partículas, su poder de frenado y el número de pares ion-electrón producidos en función de la energía de la partícula. El alcance determina las dimensiones de la cámara, mientras que la producción de pares determina la resolución. Las pérdidas de energía sin formación de iones tienen lugar en colisiones elásticas con átomos y en excitaciones de niveles metaestables, y estas pérdidas empobrecen la resolución del detector, por lo que es conveniente minimizarlas.

El alcance de los iones en una cámara afecta a la distribución de alturas de pulso. Los iones que depositan únicamente parte de su energía en el volumen sensible de gas dan alturas de pulso que no son proporcionales a la energía; la distribución debe ser corregida y es la llamada corrección por efecto pared. El efecto pared en una cámara expuesta a un flujo uniforme e isotrópico de neutrones está relacionado con la función de distribución del número de longitudes de traza.

La señal en el detector depende del número inicial de pares electrón-ion creados. Para que la señal sea proporcional a la energía de la partícula se requiere que W , energía promedio empleada en crear un par electrón-ion, sea independiente de la energía. Según indican las medidas hechas, en el metano W es constante para protones pero no para iones más pesados. Aún más, la variación del número de pares formados a una energía dada muestra una dependencia de Z que indica una influencia de la estructura electrónica [10].

3.1.2 Contadores de BF_3

Los contadores de BF_3 [12] consisten en una cámara proporcional llena con gas de trifluoruro de boro, que cumple la doble función de blanco de neutrones y de gas

proporcional. El BF_3 es, de los gases que contienen boro, el que tiene las mejores propiedades como gas proporcional, además de una alta concentración en boro.

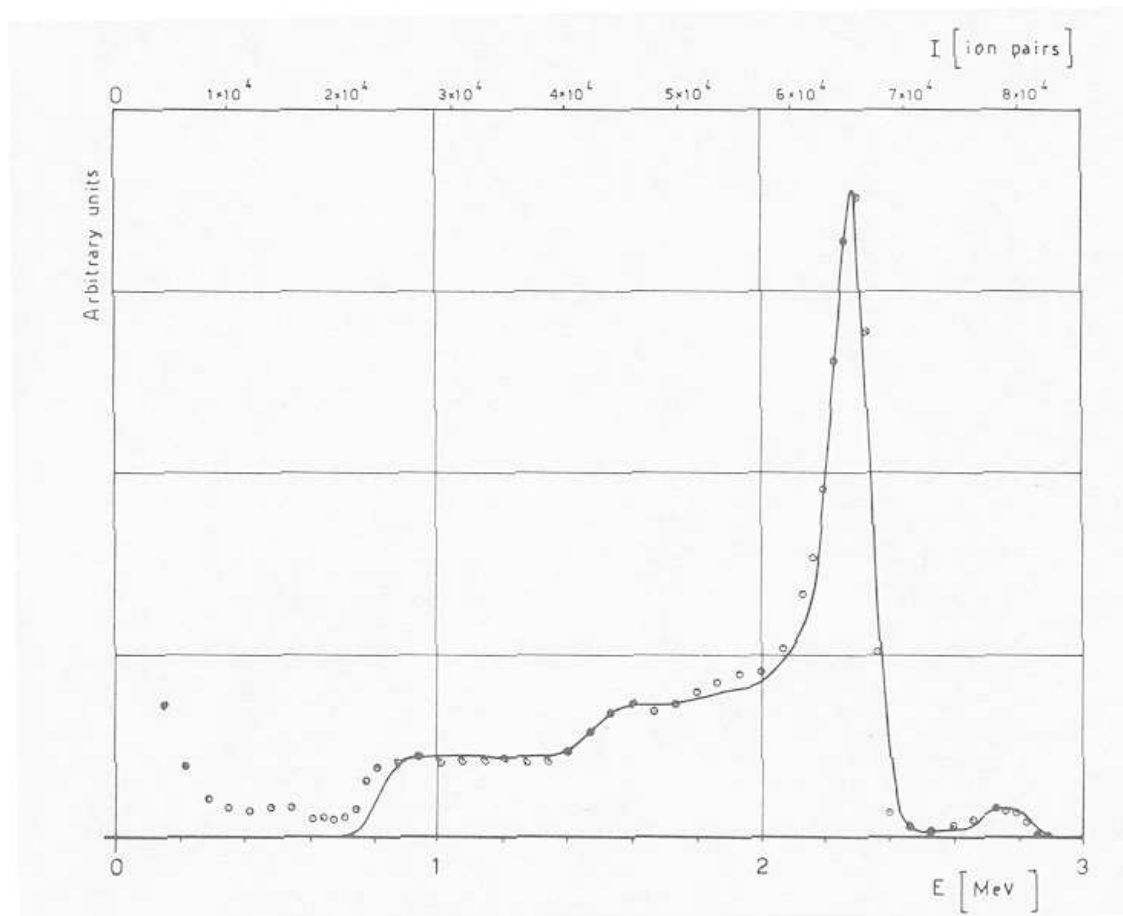


Figura 3.1: *Distribución teórica y espectro experimental para un contador proporcional de 2.5 cm de diámetro y 300 torr de presión*

Los contadores de BF_3 se basan en la detección de los productos de la reacción del neutrón con el ^{10}B , un ^7Li y una partícula α , que ionizan el gas en su recorrido. Esta reacción, como ya comentamos en el capítulo anterior, presenta una sección eficaz para neutrones térmicos bastante grande; que hacen de estos contadores un estándar en la detección de neutrones lentos. Para mejorar la sensibilidad del detector, el BF_3 natural se enriquece con ^{10}B , normalmente a más del 90%.

Uno de los principales problemas que se presentan al trabajar con contadores de BF_3 es el **efecto pared** [13]: Si la reacción tiene lugar cerca de la pared del contador, hay una elevada probabilidad de que uno de las partículas cargadas producidas deposite sólo una parte de su energía en el contador, antes de chocar contra la pared. Como resultado de cada suceso de este tipo se produce un pulso de menor tamaño, que da lugar a la aparición de una continuo a la izquierda del pico en el total de energía (ver

figura 3.1). Los dos escalones o discontinuidades en el continuo se explican teniendo en cuenta que los dos productos de la reacción se alejan en direcciones opuestas, por lo que sólo uno de ellos golpea contra la pared. Por ello, en el espectro lo que aparece es la superposición de dos continuos.

El efecto pared puede ser minimizado, a la vez que se aumenta la eficiencia de detección del contador, si se incrementan las dimensiones del tubo. Mejoras análogas se consiguen aumentando la presión de llenado del gas. En la literatura, viene documentada la construcción y funcionamiento de tubos de hasta 15 *cm* de diámetro y casi dos metros de longitud. Las presiones utilizadas llegan hasta 2 *atm*, aunque la mejor resolución se consigue entre las 0.25 y 0.4 *atm*.

La carcasa del contador, que también hace la función de cátodo, puede fabricarse en acero inoxidable, aluminio o cobre. El aluminio es un material interesante para contadores de neutrones por su baja sección eficaz de absorción, pero el aluminio disponible comercialmente presenta un alto fondo de partículas α que contamina las medidas [14]. De distintas experiencias, se ha visto que las mejores características se obtienen con cobre, porque al soportar mayores temperaturas en el proceso de fabricación del contador, facilita el proceso de vaciado y relleno con BF_3 . Interesa que la carcasa sea lo más delgada posible para minimizar la absorción de neutrones en las paredes del contador. Hay referencias de cátodos de cobre de 0.2 *mm* de espesor [15]. La razón entre los diámetros del cátodo y del ánodo es aproximadamente de 500, lo que conlleva una avalancha que principia a un milímetro del ánodo y un campo suficientemente fuerte como para barrer a los electrones hacia el ánodo sin apenas pérdidas.

Los contadores de BF_3 son un claro ejemplo de los detectores en los que el espectro diferencial no proporciona información alguna de la energía de la radiación incidente, pues éste depende únicamente del tamaño y de la geometría del mismo detector. En cambio, sí puede interesarnos para buscar un punto de operación estable o un plató de conteo en el que la sensibilidad del contador no se ve afectada significativamente por pequeñas variaciones en los parámetros de operación; para encontrar dicho punto de operación es necesario tener en cuenta la relación entre el nivel de discriminación y la tasa de conteo. Las características que determinan el comportamiento de la tasa de conteo frente al nivel del discriminador dependen de las dimensiones del contador y de la presión del gas, los contadores de mayor tamaño muestran una mayor región de plató debido a la reducción del efecto pared.

En la figura 3.2 se puede observar el comportamiento de la tasa de conteo dependiendo del nivel del discriminador para contadores de 2.5 *cm* de diámetro a tres presiones de gas diferentes. Los mejores resultados se obtienen para altas presiones del gas, lo que se atribuye a la reducción del efecto pared, esto es, la proporción de partículas que dejan una gran parte de su energía en las paredes del contador es menor. Los recorridos máximos de las trazas de ionización en el gas de BF_3 a 200, 400 y 700 *torr* (266, 533 y 933 *mbar*) son de 2, 1 y 0.6 *cm*, respectivamente. Igualmente ocurre cuando aumentamos el diámetro del contador (figura 3.3).

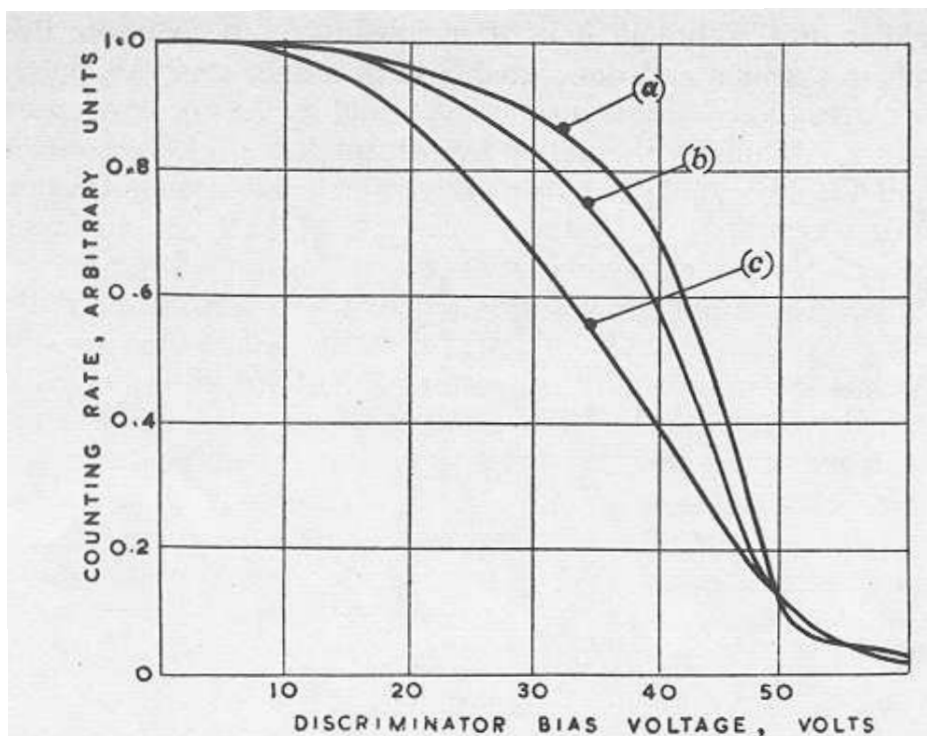


Figura 3.2: Curvas de nivel de discriminación frente a tasas de conteo para contadores de BF_3 de 2.5 cm de diámetro y presiones de: 700 torr (a), 400 torr (b), 200 torr (c)

Una característica muy importante a tener en cuenta es la capacidad para discriminar radiación γ , que en muchas aplicaciones representan un fondo que no se puede despreciar. Los rayos γ interactúan con la pared del contador creando electrones secundarios que inducen ionización en el gas. Como consecuencia del bajo poder de frenado de estos electrones en gases, depositarán sólo una pequeña fracción de su energía en el gas al atravesar el contador. Así pues, la mayoría de las interacciones de rayos γ originan pulsos de poca amplitud, fácilmente eliminables mediante una discriminación por la altura del pulso.

Sin embargo, si el flujo de rayos γ es demasiado alto, aparecen varias complicaciones que pueden reducir la efectividad de la discriminación por amplitud. Debido al apilamiento de sucesos pueden aparecer picos de amplitud considerablemente mayor que la que corresponde a un pulso individual. Para evitar este fenómeno es conveniente elegir constantes de tiempo cortas en la electrónica del detector que, en contrapartida, pueden ocasionar una reducción en la amplitud de los pulsos inducidos por neutrones, ya que no se completa la integración de la carga.

Otro efecto debido a la exposición a altas tasas de radiación es el cambio químico que sufre el gas de BF_3 . La disociación de las moléculas del gas degrada el espectro de

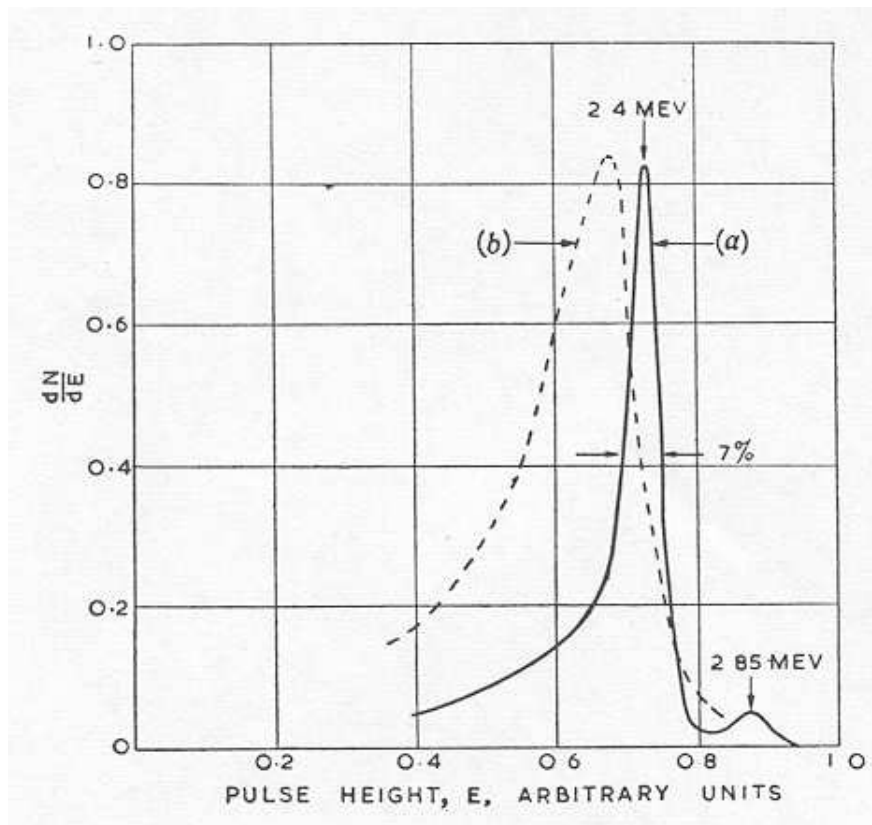


Figura 3.3: Curvas diferenciales de discriminación para contadores a 400 torr de presión y diámetros de: 5 cm (a) y 2.5 cm (b)

amplitudes que se obtiene en el detector, lo que también perjudica la separación de los sucesos gamma.

Varios autores han estudiado el deterioro gradual de las características del contador cuando se miden fluencias muy altas. Se ha visto que el factor de multiplicación del gas decrece con el flujo, y, aunque el efecto es pequeño hasta los 10^7 n/cm², se vuelve importante por encima de los 10^8 n/cm². El mismo efecto ocurre para irradiación con rayos gamma de 10^2 y 10^3 R (el *roentgen* es una unidad de exposición que equivale a 2.58×10^{-4} C/kg). Esto es debido al fluor que se produce por la disociación de las moléculas de BF₃ y que es absorbido por los materiales del contador, como el aluminio, quedándose como un recubrimiento en algunos detectores [16]. El tiempo de vida se ha extendido a los 10^{11} n/cm² o 10^4 R con el uso de recubrimientos de carbón activo sobre la superficie del cátodo.

3.1.3 Cámaras forradas con boro

Los contadores forrados con boro [17] son contadores proporcionales llenos de un gas típico como el argón que emplean la misma reacción que los contadores de BF_3 , salvo que el ^{10}B está recubriendo las superficies internas del contador. Como la reacción (n,α) tiene lugar en una capa delgada cercana a la pared, sólo una de las partículas tiene posibilidad de entrar en el volumen sensible del detector y producir un pulso; la otra es frenada en la pared.

La sensibilidad de este tipo de contadores aumenta con el espesor del recubrimiento, pero sólo hasta que se iguala con el alcance de las partículas α producidas en la reacción.

La ventaja de los detectores forrados frente a los de BF_3 reside en la flexibilidad en la elección del gas proporcional, pudiendo cambiarlo por uno más apropiado. Con ello se reduce el voltaje con el que opera el detector y se hace menos sensible a los rayos γ .

En cambio, debido a la limitación en la sensibilidad que presentan, su eficiencia es, normalmente, menor que la de los contadores de BF_3 . Comparando dos detectores cilíndricos de ambos tipos, se puede ver que la condición a satisfacer por el de BF_3 para conseguir mayor sensibilidad que la máxima posible en uno forrado, es que $pr > 1000$, donde p es la presión dada en pascales y r el diámetro en metros.

Ambos tipos de detectores se emplean para medidas de neutrones térmicos esencialmente, aunque distintos montajes con la utilización de moderadores aumentan su rango de actuación.

3.1.4 Cámaras de fisión

Las cámaras de fisión [17] son contadores gaseosos que detectan los fragmentos producidos por fisión. La característica más destacada de esta reacción es la gran cantidad de energía que libera (200 MeV), obteniéndose productos de fisión masivos y con alta carga que poseen energías cinéticas de entre 60 y 100 MeV . Estos fragmentos producen una alta ionización que hace innecesaria la multiplicación en el gas; por ello, las cámaras de fisión trabajan en la región de ionización.

Además los alcances de los productos de fisión son bastante pequeños, aproximadamente de la mitad del alcance de partículas α de 5 MeV , con lo que se pueden construir detectores de dimensiones reducidas. Al contrario que las partículas α , que pierden más energía al final de la traza (pico de Bragg), los fragmentos de fisión presentan al principio de la traza el máximo de la pérdida de energía, que después decrece debido a los electrones que recoge del medio en su avance y que le restan parte de su carga eléctrica.

El más común tipo de detector de fisión consiste en una cámara de fisión que tiene parte o toda su superficie interna forrada con un material fisible, de modo análogo a las que vimos forradas con boro. Cuando tiene lugar una fisión, uno de los fragmentos es emitido hacia el interior del contador, y es el que se detecta, mientras que el otro

se pierde en el material fisible o en la pared del contador. La tasa de contaje de un contador de fisión es proporcional a la tasa de fisión, que a su vez, es proporcional al flujo neutrónico.

El espesor del depósito de material fisible es un factor crítico en el espectro de energías que se obtiene. Para depósitos muy delgados en comparación con el alcance de los fragmentos, el espectro presenta un doble pico que se corresponde con las energías de cada uno de los fragmentos. Al aumentar el espesor la eficiencia de detección se incrementa, pero los fragmentos pierden parte de su energía en el depósito y se deforma la forma del espectro. Cuando el espesor iguala el alcance de los fragmentos la eficiencia deja de crecer, por lo que no reporta ningún beneficio hacer depósitos de mayor grosor.

Los contadores de fisión pueden ser utilizados tanto en la detección de neutrones rápidos como lentos [18]. Si la pared del contador se recubre con ^{235}U , fundamentalmente detectaremos neutrones térmicos ya que la sección eficaz de fisión del ^{235}U para neutrones térmicos es 500 veces mayor que para neutrones rápidos. En cambio, si forramos la cámara con ^{238}U o ^{232}Th , únicamente se detectan neutrones con energía cinética mayor de 1 MeV debido a que la sección eficaz de fisión de dichos isótopos tiene un umbral a esa energía.

Debido a que las reacciones de fisión tienen un Q muy grande, las cámaras de fisión no se usan en mediciones de la energía de los neutrones, sino únicamente detectan su número.

La sensibilidad de un contador de fisión decrece con la exposición a la fuente debido al agotamiento del isótopo fisible. La disminución de la sensibilidad se puede detener, hasta cierto punto, si forramos la pared del contador con una mezcla de materiales fértiles y fisibles. Una de estas combinaciones contiene un 90 % de ^{234}U y un 10 % de ^{235}U . El ^{235}U se repone parcialmente con los nuevos átomos producidos en la captura neutrónica por parte del ^{234}U .

Los contadores de fisión se usan ampliamente para medidas del flujo de neutrones, fuera y dentro del núcleo de reactores nucleares. Las cámaras de fisión comerciales para trabajar dentro del núcleo tienen normalmente diámetros de 15 mm , emplean uranio enriquecido hasta al menos el 90 % en ^{235}U como material sensible, y pueden medir flujos de hasta 10^{14} neutrones/ (cm^2s) .

3.1.5 Cámaras de ^3He

Con una sección eficaz mayor que la que presenta el boro [18], la reacción $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ es una atractiva alternativa para la detección de neutrones lentos. Además tiene una energía de reacción de sólo la cuarta parte que la de reacción del ^{10}B , por lo que puede ser usada en espectrometría.

Por su naturaleza de gas noble, el ^3He sólo puede ser utilizado en los detectores en forma gaseosa, siendo un aceptable gas proporcional cuando se consigue con suficiente

pureza. Si lo comparamos con el BF_3 , el ^3He nos permite trabajar a presiones mucho más altas (hasta 10 *atm* en contadores estándar), y por lo tanto preferible en aquellas aplicaciones en las que interesa maximizar la eficiencia de detección.

Como contadores, los detectores basados en ^3He presentan algunas desventajas debidas al menor valor de la Q de la reacción (765 *keV*) si la comparamos con el ^{10}B ; la discriminación frente a rayos γ es más difícil y también cobra mayor importancia el efecto pared. Debido a él, aparece un continuo en el espectro de pulsos, a la derecha del pico de energía completa, que reduce la separación entre los sucesos debidos a neutrones y los pulsos de baja amplitud inducidos por gammas.

El efecto pared, que es considerable en los detectores de ^3He debido al gran alcance de los productos de la reacción, puede disminuirse con el diseño de tubos del mayor diámetro posible o mezclándose el ^3He con gases más pesados, para aumentar el poder de frenado. La mezcla de gases se optimiza según los aspectos específicos de cada caso; así el kriptón da los mejores resultados para usos en espectroscopía, mientras que el dióxido de carbono nos proporciona menor sensibilidad frente a rayos γ cuando contamos neutrones térmicos. Como indicación, comentar que Batchelor *et al.* para una cámara proporcional cilíndrica llena con kriptón (216 *kPa*), dióxido de carbono (2.4 *kPa*) y ^3He (36 *kPa*), calcularon un efecto pared del 10% para neutrones térmicos y del 40% para neutrones de 1 *MeV*.

Se ha visto que los tubos de ^3He presentan comportamientos aceptables hasta temperaturas tan altas como 200–250°C. En general, la amplitud de los pulsos aumenta y la resolución disminuye cuando la temperatura se incrementa.

Como ocurre en todos los contadores proporcionales, la pureza del gas es crítica, y la mayoría de las causas de fallos están relacionadas con la filtración de aire dentro del tubo a lo largo de grandes períodos de tiempo. Otro factor es la producción con el uso de venenos electronegativos (como el oxígeno) en el gas. Como en los tubos de BF_3 , una capa de carbón activo dentro del tubo se ha mostrado efectiva para eliminar estos venenos y puede ampliar la vida útil del detector.

En cuanto a su interés como espectrómetros, el espectro que nos proporciona un detector basado en la reacción del ^3He debe mostrar tres rasgos característicos. Despreciando el efecto pared, toda la energía de los productos de la reacción es absorbida dentro del detector. La primera característica es un pico correspondiente a todas las reacciones (n,p) directamente inducidas por los neutrones incidentes. Este pico ocurre a una energía igual a la suma de la energía del neutrón más el valor de Q de la reacción. Segunda, aparece un continuo debido a la dispersión elástica del neutrón y una transferencia parcial de su energía a los núcleos de helio en retroceso (también es significativa la fracción de neutrones que colisiona con los núcleos de hidrógeno de gases como el metano que pueden acompañar al helio, y en cuyo caso puede darse hasta una transferencia total). La máxima energía del continuo es del 75% de la del neutrón. Tercera, un pico epitérmico que aparece debido a la detección de neutrones moderados a energías térmicas por materiales externos. Este pico aparece a una energía igual a Q

(764 keV).

Es posible que aparezcan problemas por fondo de partículas α procedentes de las paredes del detector cuando trabajamos a bajas intensidades.

Los detectores de neutrones basados en ^3He se hicieron habituales a partir de la década de los sesenta, cuando se pudo disponer de grandes cantidades de ^3He [9]. Principalmente, se ha trabajado con dos tipos de detectores: cámaras de ionización con rejilla y cámaras proporcionales.

De las primeras el más ampliamente usado es el diseño de Shalev/Cuttler [10], que está disponible comercialmente como el **FNS-1** de *Seforad-Applied Radiation Ltd*. Este detector consta de un cátodo cilíndrico de acero inoxidable de 4.8 cm de diámetro encerrando una rejilla de 2 cm de diámetro y un ánodo coaxial de 0.2 cm de diámetro. La longitud de volumen activo es de 15 cm y está definida por la presencia de tubos de campo rodeando los bordes del ánodo. El detector está lleno de helio, argón y metano a presiones de 6.2, 3.0 y 0.8 bar respectivamente. La cámara es extremadamente sensible a neutrones térmicos, por lo que, cuando se utiliza, se cubre con una funda hecha con acero, cadmio y nitrito de boro, que sirve de blindaje frente a estos neutrones térmicos y epitérmicos. Los potenciales en el ánodo y en la rejilla son normalmente 3.0 y 0.85 kV, respectivamente, con respecto al cátodo. Las resoluciones normales, *FWHM*, son de 13 keV para neutrones térmicos y de 25 keV para neutrones de un 1 MeV.

Los contadores proporcionales de ^3He se utilizan comúnmente en la detección y medida de neutrones lentos. Para neutrones rápidos el interés se concentra en las cámaras de ionización de ^3He que tienen mejor resolución que los contadores proporcionales. Sin embargo, para neutrones de mediana energía ($E_n < 2$ MeV) la resolución de un contador proporcional puede ser suficiente para medidas prácticas, ahorrándonos la construcción de una cámara que es mucho más compleja.

Un modo de aumentar la sensibilidad del detector de helio es aumentando la presión del gas. Como ejemplo, Kulidzhanov [10] vio que con el incremento de la presión de una mezcla de $^3\text{He} + 4\%$ Ar de 0.4 MPa a 1.2 MPa conseguía una eficiencia de casi el 100 % para neutrones térmicos. Sin embargo, esto motivó que el factor de multiplicación del gas decreciera un factor de tres, a pesar de haberse aumentado el voltaje de 1320 a 2540 V.

3.1.6 Contadores proporcionales por núcleos en retroceso

Son la mejor alternativa a los centelleadores orgánicos en la medida de neutrones rápidos. Como su nombre indica utilizan el retroceso de los núcleos del gas constituyente cuando son golpeados por las partículas incidentes. En las aplicaciones para neutrones se suele utilizar hidrógeno o gases que contienen hidrógeno como el metano, aunque también otros gases de bajo Z como el helio.

Debido a que el medio de detección es un gas, los contadores proporcionales de

retroceso tienen inevitablemente una eficiencia de contaje más baja que los centelleadores orgánicos típicos. Los valores conseguidos para neutrones del rango de MeV es de menos del 1 %. En compensación, las probabilidades de interacción para neutrones dispersados es también bastante baja y, por lo tanto, la función de respuesta de los detectores de gas está en gran medida libre de complicaciones debidas al scattering múltiple.

Otra consecuencia de que el medio de detección sea un gas a baja densidad es el comportamiento del detector en presencia de rayos γ . Los centelleadores por retroceso típicos tienen dimensiones que son grandes con respecto a los núcleos en retroceso producidos por interacciones de neutrones como también para los electrones rápidos creados en las interacciones de rayos gamma. Así pues, toda la energía de cada suceso casi siempre se deposita dentro del volumen activo del detector. En cambio, los contadores proporcionales basados en gases son a menudo de un tamaño no muy grandes comparados con los alcances de los núcleos en retroceso, y normalmente mucho menores que los alcances de los electrones producidos por rayos γ . Con lo que es probable que los sucesos inducidos por neutrones depositen toda su energía en el gas, mientras que los rayos γ únicamente dejan una pequeña parte.

Por otro lado, en contra de los contadores, tenemos la naturaleza de las interacciones de rayos γ en el detector, a la que se debe que la radiación frenada en las paredes y otros materiales constituyentes del detector den pulsos de señal en éste.

Se pueden utilizar blindajes de plomo para disminuir la influencia de la radiación γ . Se ha demostrado que, en un espectro ordinario, la influencia es pequeña para protecciones de menos de 5 *cm* de espesor. Es ventajoso rodear con plomo todo el detector; así los neutrones retrodispersados compensan las pérdidas por el blindaje.

La resolución final de un buen sistema es típicamente menor del 15 %, siendo factores determinantes la amplificación del gas y el factor de Fano.

Con respecto al gas del detector, aunque el hidrógeno es en muchos casos el blanco ideal para la dispersión de neutrones, su uso como gas de llenado de contadores proporcionales está limitado, en espectrometría, a energías inferiores a los 2 *MeV* por su baja presión de llenado (unos pocos cientos de kPa) y por su relativamente bajo poder de frenado de los protones en retroceso. El metano es una opción mucho más común, pero deben tenerse en cuenta los efectos introducidos por los núcleos de carbono [10].

El helio es también ampliamente usado como gas [24]. Los espectrómetros basados en el retroceso de partículas α permiten extender las medidas del espectro de neutrones de 10 a 20 MeV. Son bastante compatibles con las medidas por retroceso de protones a más bajas energías y pueden ser utilizados con prácticamente la misma electrónica. Sin embargo, tienen dos limitaciones importantes: la resolución no varía con la energía de la partícula detectada, de modo que el ruido electrónico o el efecto de apilamiento perturban en mayor medida el espectro medido de lo que ocurría para protones. La segunda es que la dispersión de neutrones por núcleos de helio no es isotrópica en el centro

de masas del sistema, lo que significa una mayor complicación en los procedimientos de diferenciación.

La evolución de los espectrómetros de neutrones usando el retroceso del protón llevó al desarrollo de dos tipos de detectores, uno cilíndrico y uno esférico, ambos con un hilo como ánodo. El detector esférico es independiente de la dirección; su campo eléctrico tiene una terminación óptima, que junto con la simetría esférica nos da un sistema de corrección simple. El detector cilíndrico tiene un sistema de corrección más complejo, pero, por otro lado, es más fácilmente incorporable en montajes experimentales [19].

3.2 Detectores por moderación

El problema que se presenta cuando trabajamos con cámaras basadas en el ^{10}B o ^3He es la caída en las secciones eficaces de reacción a medida que incrementamos la energía del neutrón, por lo que la sensibilidad de estos contadores es bastante baja para neutrones rápidos. Se puede conseguir un considerable mejora en la detección de estos neutrones rápidos encerrando el contador en un moderador de neutrones de modo que los neutrones son moderados antes de entrar en el tubo contador [18].

En la cantidad de moderador necesario para moderar cada tipo de neutrones entran en juego dos factores: primero, que cuanto mayor sea el espesor del moderador, mayor es probabilidad de que el neutrón pierda energía al atravesarlo a través de una o varias colisiones elásticas, y segundo, el aumento del recorrido en el moderador también aumenta la probabilidad de absorción, ya que las secciones eficaces de absorción suelen ser grandes a bajas energías.

Como resultado de estos factores, la eficiencia de un detector basado en la moderación de los neutrones, cuando se utiliza con una fuente prácticamente monoenergética, presenta un máximo a un cierto espesor de moderador. Para un moderador de material hidrogenoide como el polietileno o la parafina, el espesor óptimo va desde unos pocos centímetros para neutrones de keV hasta varias decenas para los del rango del MeV.

No obstante, esta ganancia en la eficiencia de detección se consigue a costa de una pérdida en la resolución temporal, puesto que al moderar el neutrón reducimos su velocidad de manera sustancial y el tiempo en que atraviesa el moderador es significativo.

Así se consigue un sistema de detección con buena sensibilidad tanto para neutrones rápidos como para lentos, pero cuya eficiencia depende normalmente de la energía de la fuente y de la geometría de la fuente y del detector. Estos factores hacen la interpretación de las medidas bastante difícil, particularmente cuando la fuente tiene una distribución de energías heterogénea. Como un intento de solventar este problema apareció el *long counter*.

3.2.1 El long counter

El término *long counter* se utiliza para designar un tipo de detector neutrónico basado en la moderación, propuesto ya en los años 40 por los investigadores Hanson y McKibben [20] del Laboratorio de Los Alamos.

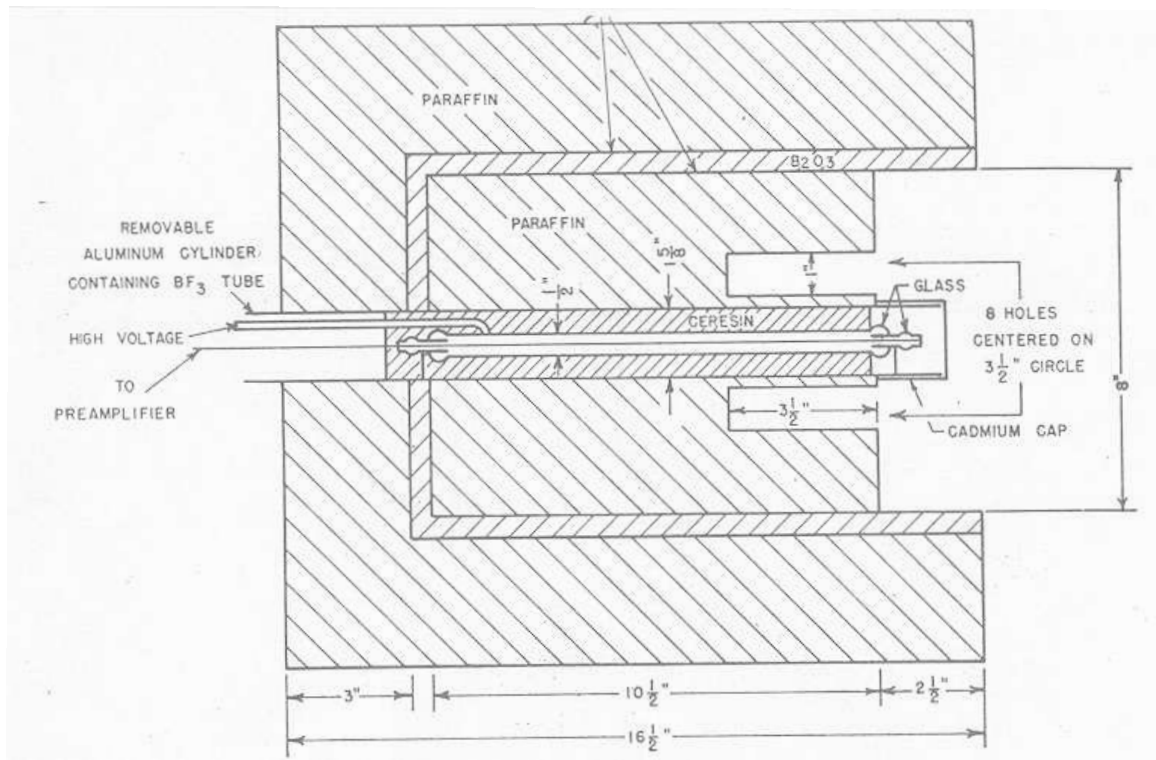


Figura 3.4: *Long counter* diseñado por Hanson y McKibben.

Su diseño consiste en un detector de neutrones lentos con forma de cilindro alargado rodeado por un material adecuado que actúa como moderador. El eje del contador apunta hacia la fuente. El material moderador es normalmente un material hidrogenoide como la parafina o el polietileno y como detector la mayoría utiliza tubos de BF_3 o de ^3He , aunque recientemente se ha probado con materiales centelleadores de fibra [25].

El principio del contador es que los neutrones de diferentes energías tendrán la misma probabilidad de escapar, ser absorbidos, o detectados. La penetración de los neutrones aumenta con la energía; sin embargo, la distribución de neutrones térmicos en un plano perpendicular al eje del cilindro es casi independiente de la profundidad de penetración. Un problema es que la pérdida de neutrones térmicos a través de la superficie frontal del moderador disminuye para las energías más altas; para disminuir este efecto se practican agujeros en la cara frontal, que permiten a los neutrones de menor energía penetrar más lejos en el moderador.

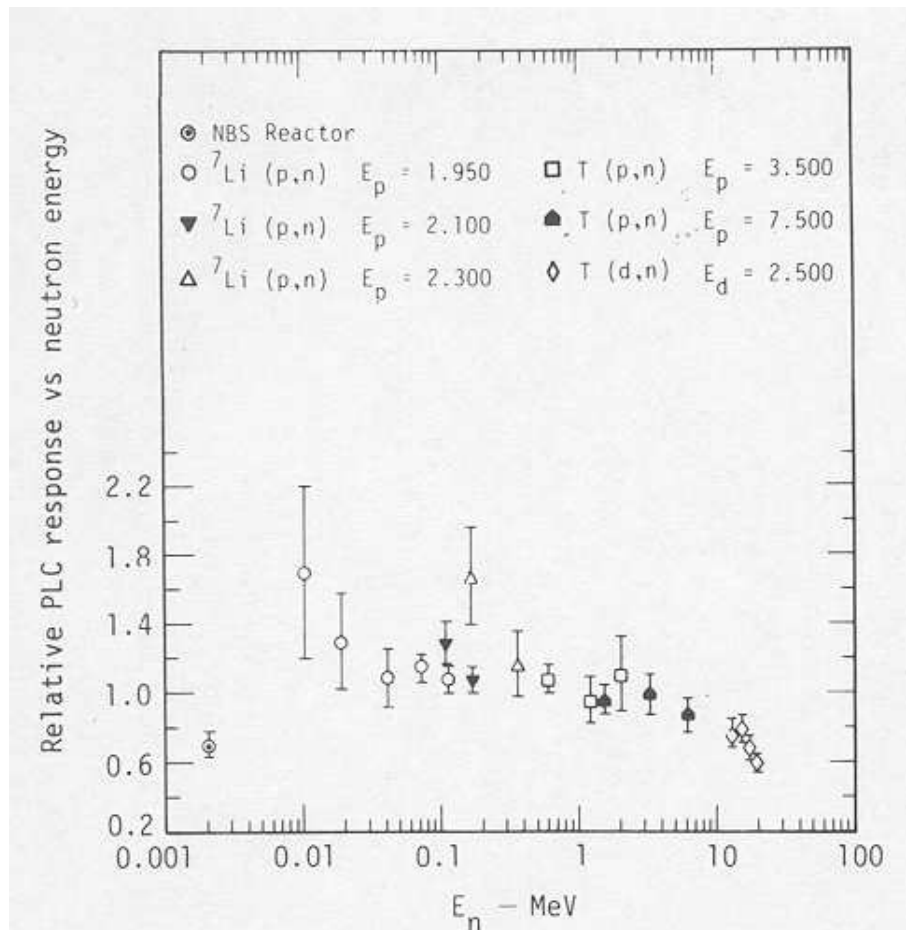


Figura 3.5: *Sensibilidad relativa del dePangher precision long counter frente a la energía del neutrón.*

Con esta configuración se consigue un detector cuya respuesta frente a un haz de neutrones incidentes en él, sea prácticamente independiente de la energía en cierto rango, de este modo la eficiencia de detección en función de la energía de los neutrones es prácticamente constante, por lo que también se los conoce como detectores de "respuesta plana". La sensibilidad de un *dePangher precision long counter* (PLC), modificación del original altamente reproducible, fue medida por Slaughter y Ruppel [21], viendo que la sensibilidad era independiente de la energía entre los 2 keV y los 6 MeV, pero que decrecía por encima de los 12 MeV (figura 3.5). Los errores en las medidas van del 5% al 30%.

El contador está diseñado para ser sensible sólo a los neutrones incidentes por la cara que se enfrenta a la fuente. Se encuentra blindado por su cara lateral, para reducir su sensibilidad a radiaciones de fondo, con una protección del mismo material moderador que rodea el montaje, separada del moderador interno por un absorbente, cadmio o

3.2. DETECTORES POR MODERACIÓN

una capa de óxido de boro. La sensibilidad de neutrones entrando por otros lados se reduce a menos del 30% de la sensibilidad en la dirección frontal.

La eficiencia absoluta, definida como la razón del número de neutrones contados por segundo y el número de neutrones incidentes en la superficie del moderador interno por segundo, es del orden del 1%. Utilizando montajes más complejos con varios detectores se consiguen eficiencias más altas, como el de East y Walton [22] que obtuvieron una eficiencia del 11.5% con 5 detectores de ^3He .

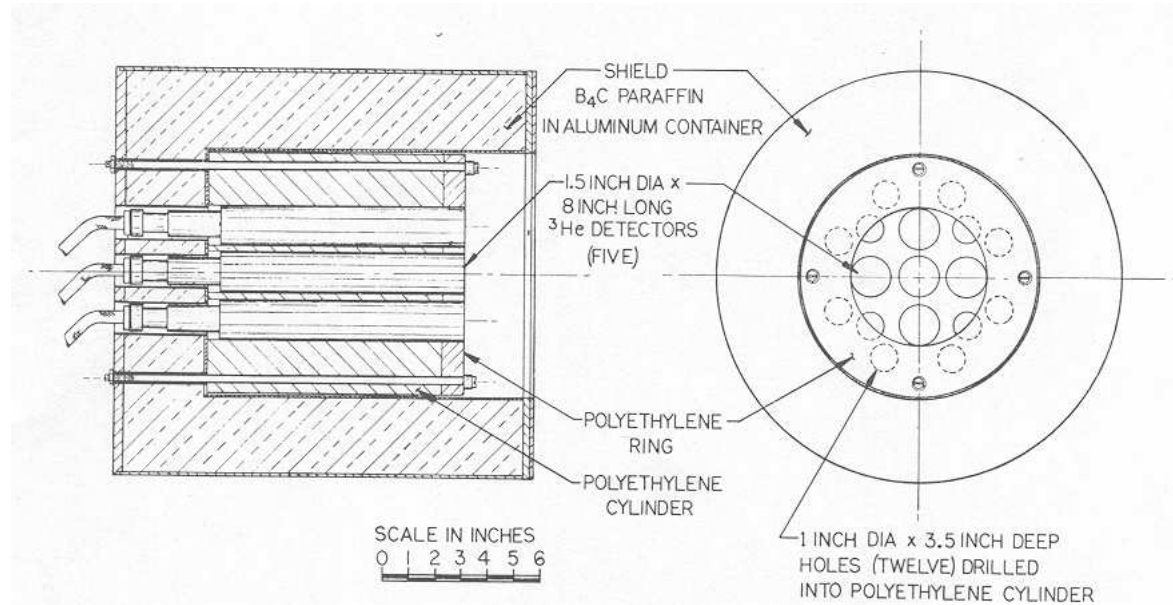


Figura 3.6: Características de un *long counter* de gran eficiencia que incluye varios contadores de ^3He .

Al final, se ha decidido utilizar esta idea del long counter para construir un monitor que nos proporcione información acerca del número de neutrones por pulso del haz en la instalación n_TOF, así como de posibles variaciones en la intensidad del haz. Este tipo de detector no permite obtener información de la energía, debido al proceso de moderación intrínseco al proceso de detección que utiliza, pero al ser sensible a neutrones de un amplio rango de energías con una eficiencia de detección casi independiente de la energía, podemos calcular la intensidad del haz integrada en energías, cantidad fácilmente comparable de un pulso a otro.

3.3 Monitores de neutrones en el n_TOF

Hemos creído conveniente indicar las diferentes líneas que sigue la colaboración del n_TOF en lo referente a la monitorización del haz de neutrones.

Las medidas de flujo para el n_TOF están basadas en reacciones con secciones eficaces bien conocidas como $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ y $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$, consideradas como estándar desde energías térmicas hasta los 250 keV y 1 MeV , respectivamente, además de $^{235}\text{U}(n,f)$, estándar desde 0.15 a 20 MeV . En el dominio de altas energías se tiene previsto utilizar reacciones como $^{238}\text{U}(n,f)$ y $^{209}\text{Bi}(n,f)$ para determinar el flujo; estas reacciones cubren energías desde 1 a 200 MeV y de 35 a 130 MeV respectivamente.

3.3.1 Detectores de silicio

Las medidas de las reacciones $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ y $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ se llevarán a cabo con detectores de silicio que emparedan el material blanco. Para su colocación en la instalación se ha diseñado una cámara de vacío de fibra de carbono (figura 3.7).

3.3.2 Parallel Plate Avalanche Chambers (PPAC)

Las reacciones $^{235}\text{U}(n,f)$, $^{238}\text{U}(n,f)$ y $^{209}\text{Bi}(n,f)$ se medirán con Parallel Plate Avalanche Chambers (PPAC).

Las PPACs han sido durante muchos años conocidas como precisos instrumentos en medidas de tiempo, aunque escasamente utilizadas antes del auge de la física de iones pesados, en la que los detectores gaseosos son los más adecuados. Una PPAC [9] consiste en dos delgadas hojas metálicas extendidas en paralelo con gas a muy baja presión entre ellas. El principio operacional es el mismo que el de las cámaras multihilos. La separación entre las hojas debe ser pequeño, de unos pocos milímetros, para mantener

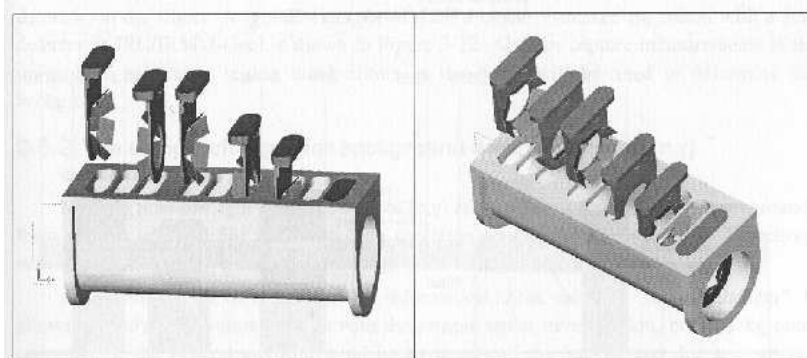


Figura 3.7: *Soporte previsto para los monitores de silicio*

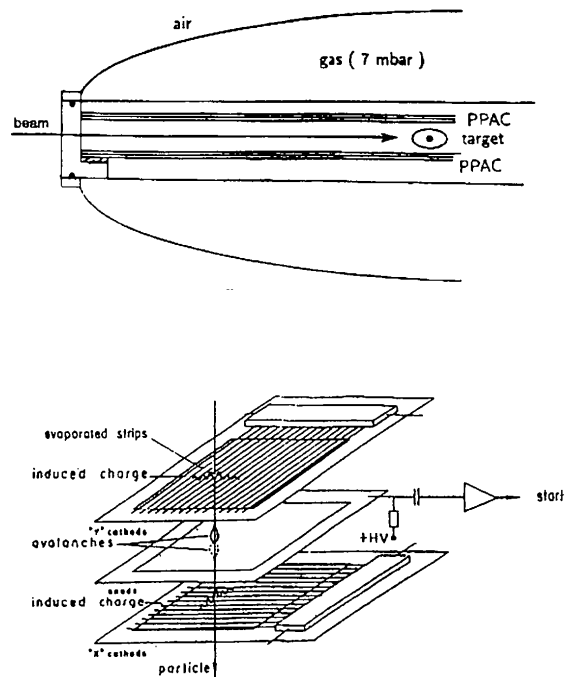


Figura 3.8: Esquema de una sistema de detección mediante PPACs

un campo eléctrico elevado, reducir la propagación temporal y conseguir una buena resolución temporal. Además tiene que ser uniforme para asegurar el mismo régimen operativo en toda la superficie activa del detector.

El blanco de material fisible debe depositarse en un delgado sustrato para permitir la detección de los dos fragmentos de fisión en coincidencia. Estos detectores son contruidos para operar con presiones de 1 a 20 *mbars*. Con estas condiciones, un voltaje de unos pocos cientos de voltios es suficiente para asegurar el régimen proporcional. Debido a la alta velocidad de los electrones y a la buena homogeneidad del campo, se recogen pulsos con tiempos de subida de 2 a 3 *ns*.

3.3.3 MicroMegs (MicroMesh Gaseous Structure)

Con el propósito de medir el perfil y la homogeneidad del haz de neutrones que llega al área experimental, se está desarrollando un sistema de detección que cubre una gran superficie, basado en cámaras *MicroMegs*, prácticamente sin masa.

La cámara *Micromegas* [24] es un nuevo detector gaseoso basado en una sencilla geometría de electrodos planos. Consta de un espacio de conversión donde la radiación

crea electrones por ionización, y de un delgado espacio de amplificación. Una rejilla (Micromesh) de $5 \mu m$ separa las dos regiones, de la cual toma nombre el detector. Los electrones libres derivan hacia la zona de amplificación donde los electrones producidos en la avalancha son recogidos por los electrodos, que se hayan divididos en pistas microscópicas (microstrips). Esta característica nos permite obtener precisas resoluciones espaciales. El principio de las *MicroMegas* se muestra en la figura 3.9.

Para poder trabajar como detector de neutrones, hay que utilizar un blanco adecuado que convierta los neutrones en partículas cargadas. El blanco puede formar parte del gas de relleno o depositarse en una delgada capa sobre la ventana de entrada como se hace al trabajar con el ${}^6\text{Li}$ o el ${}^{10}\text{B}$.

Se ha decidido colocar las *MicroMegas* en una cámara de vacío de aluminio, para conseguir un buen perfil del haz del n_TOF. La cámara estará conectada directamente al tubo del n_TOF.

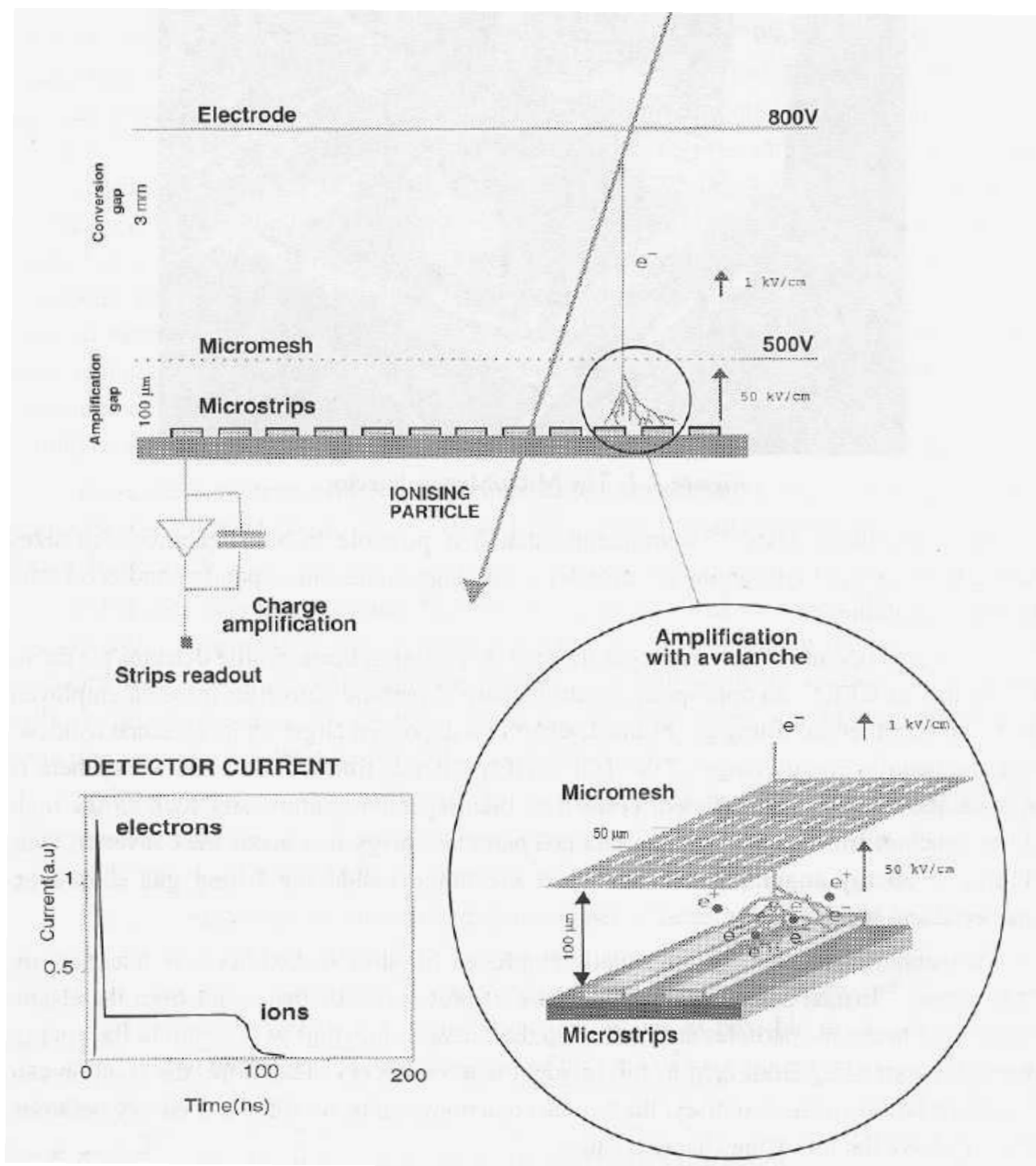


Figura 3.9: Esquema del principio de funcionamiento de las MicroMegas

Capítulo 4

Trabajos de simulación

Como quedó claro en el capítulo anterior, el monitor elegido es un sistema similar al *long counter* [18], con las adaptaciones necesarias a las características particulares del experimento. Con objeto de comprobar la viabilidad del detector propuesto, así como para encontrar la geometría más adecuada, hemos realizado un estudio mediante programas de simulación antes de acometer su construcción.

El programa de simulación utilizado es el *MCNP* (Monte Carlo N-Particle code), versión *4B*, que permite el transporte de neutrones, fotones y electrones (ver Apéndice). El rango de energías de los neutrones es de 10^{-5} eV a 20 MeV, y el de fotones y electrones va de 1 keV a 1 GeV.

Para su funcionamiento, este programa requiere que le proporcionemos determinada información referente a la situación real que pretendemos simular. Esquemáticamente:

La geometría del problema.

La descripción de los materiales con las referencias a las valoraciones de secciones eficaces a utilizar.

La localización y características de la fuente de neutrones.

Los tipos de respuestas, que reciben el nombre de **tallies**, que deseamos obtener.

Utilizando la información suministrada, el programa simula el comportamiento de las partículas y almacena los datos pedidos en un fichero al que tenemos acceso mediante una interfaz gráfica incluida en el propio programa.

4.1 Parámetros de las fuentes utilizadas

Como ha quedado dicho en el capítulo 1, el haz pulsado del PS incide sobre el blanco de espalación obteniéndose neutrones con energías que van desde los cientos de MeV

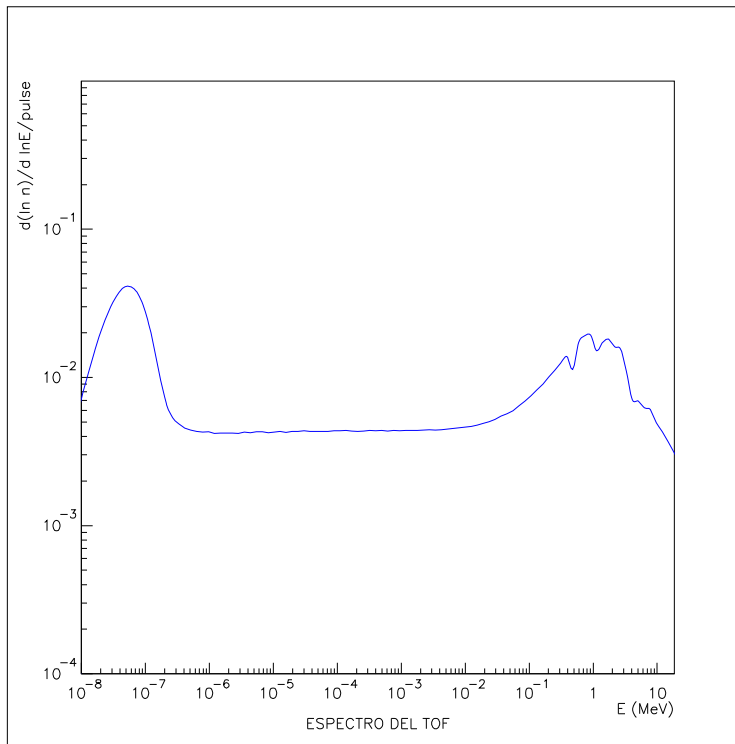


Figura 4.1: *Espectro de energías en la muestra, obtenido mediante simulación.*

hasta térmicas. Un tubo de vacío y un sistema de colimadores nos permiten tener un haz colimado de 5 cm de diámetro, en la zona de la muestra, cuyo espectro energético puede verse en la figura 4.1.

Hemos utilizado estos resultados obtenidos por simulación como fuente de neutrones para estudiar la respuesta de nuestro detector. Dicha fuente tiene la forma geométrica de un disco plano de 5 cm de diámetro paralelo a la cara frontal del moderador y del que salen los neutrones con dirección perpendicular a su superficie, esto es, en la dirección del haz. Ante la carencia de un perfil más detallado del haz, se ha considerado como una buena aproximación asignar a cada punto del disco igual probabilidad de emitir un neutrón. Este espectro de energías no es exactamente el que se espera obtener en la instalación, ya que, como se puede observar, está truncado a la energía de 18 MeV debido a las limitaciones del programa de simulación. De todos modos, esperamos extrapolar el comportamiento del montaje a más altas energías, a partir de las simulaciones realizadas con haces monoenergéticos de diferentes energías.

En este estudio previo no se contempla ningún tipo de fondo debido a los neutrones dispersados en las paredes de la instalación, ya que para ello sería necesario realizar una simulación que incluyera toda la geometría de la instalación.

4.2 Parámetros geométricos del detector

En una primera fase, la geometría básica que se ha utilizado para determinar los parámetros básicos del detector consiste en:

1. Un bloque cilíndrico de polietileno. La simetría cilíndrica viene motivada para facilitarnos el manejo de las simulaciones. El polietileno es un material de buenas características moderadores, como se ha visto en anteriores capítulos, con una densidad próxima a la del agua (0.95 gr/cm^3). El moderador presenta medidas suficientemente grandes (100 cm de radio y 130 cm de longitud) como para que se puedan despreciar posibles efectos de borde. El cilindro está orientado con su eje coincidente con el eje del disco fuente que simula el haz de neutrones.
2. Tres tubos contadores de neutrones llenos de gas de trifluoruro de boro a una presión de 400 torr (533 mbar). Los tubos, de forma cilíndrica, tendrán una longitud y un diámetro a determinar mediante la simulación, dentro de las medidas comerciales disponibles. Los tres tubos se colocarán en el seno del moderador a cierta profundidad de la cara del moderador más próxima a la fuente y paralelamente al eje del cilindro, formando una configuración de triángulo equilátero con centro sobre el eje del haz y vértices sobre los ejes de los tubos. La separación entre cada tubo y el eje del haz es uno de los parámetros relevantes de la configuración. Hay que señalar que en las simulaciones no se ha considerado el volumen del detector no activo ni los conectores eléctricos, que pretendemos introducir en posteriores simulaciones, una vez tengamos las características de los detectores comerciales definitivos.
3. Un agujero de forma cilíndrica practicado en el bloque de polietileno en la cara de entrada de los neutrones, coaxial con el cilindro moderador. El diámetro de dicho agujero es de 6 cm de manera que el haz de 5 cm de diámetro entra entero en el agujero. La profundidad que debe alcanza el agujero es uno de los parámetros que más detenidamente se han estudiado. En realidad, durante el trabajo de simulación se ha visto que el parámetro determinante es la distancia entre el final del agujero y el final de los tubos, puesto que, si lo mantenemos constante, la tasa de contaje en los detectores apenas varía. Como hemos fijado la posición exacta de los tubos a 10 cm de profundidad, resulta que modificar dicha diferencia equivale a variar la profundidad del agujero.

Se ha llegado a esta configuración tras un detallado estudio de cada una de sus características, buscando conseguir tanto un detector de suficiente eficiencia para hacer un seguimiento del haz pulso a pulso, como para alcanzar una respuesta con la mayor independencia de la energía de los neutrones incidentes.

En el análisis de los resultados que nos proporciona el programa de simulación hay que notar que no son medidas de número de neutrones contados en los detectores, sino

únicamente el número de reacciones neutrón con ^{10}B producidas dentro del detector. Estas medidas pretenden ser una aproximación de la eficiencia del detector, pero se hayan sujetas a correcciones debidas a las propias características de los detectores: tiempo muerto, discriminación, electrónica... Por lo cual, es necesario tener en cuenta que todos los resultados presentados se han de leer como tasas de reacción, entendida como la cantidad de reacciones (n,α) por partícula emitida en la fuente.

A continuación se revisarán los resultados obtenidos en el estudio de cada uno de los parámetros de la geometría del montaje:

4.2.1 Características de los tubos contadores

Los parámetros que se refieren a las características de los contadores de BF_3 están sujetos a la disponibilidad comercial de los mismos, de modo que presentan menor margen de variación.

Longitud del tubo

Se ha estimado la tasa de reacción que se obtiene con la fuente de neutrones descrita anteriormente para tubos de distintos tamaños y, como se puede observar en la gráfica 4.2, la variación para longitudes de más de 20 *cm* son mínimas, con lo que no compensa utilizar tubos de mayor longitud. Teniendo esto en cuenta, se ha escogido un contador de 25 *cm* de longitud efectiva, que es una de las medidas disponibles comercialmente que se aproxima a nuestros requerimientos.

Anchura del tubo

Respecto al diámetro de los tubos de BF_3 , como vio en el capítulo anterior, cuanto mayor es el volumen efectivo de detección, mayor es la sensibilidad. Además el efecto pared disminuye su importancia cuando se utilizan contadores de gran diámetro, siempre mayor que el alcance de los productos de la reacción que es del orden de 1 *cm*. Así pues, nos hemos decidido por el que posee mayor tamaño de los ofertados comercialmente, con 5 *cm* de diámetro efectivo.

Presión del gas

La eficiencia del detector aumenta con la presión del gas de llenado (ver gráfica 4.3), pero a presiones de más de una atmósfera es necesario utilizar voltajes muy elevados, lo que dificultan su utilización. Además, las propiedades como gas proporcional del gas BF_3 empeoran al aumentar la presión. Las presiones óptimas referentes a la multiplicación del gas son de entre 0.26 y 0.53 *atm*, y como los resultados conseguidos con

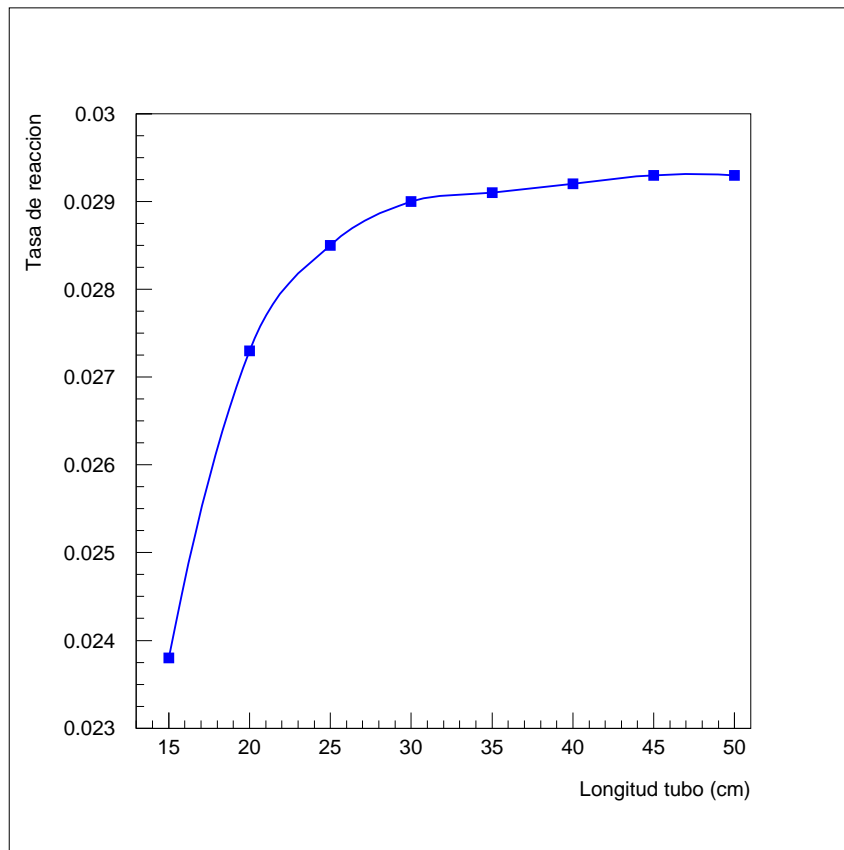


Figura 4.2: Tasa de reacción medida para diferentes longitudes de los tubos de BF_3 con un diámetro de 5 cm y a una presión de 0.53 atm.

media atmósfera de presión presentan suficiente sensibilidad, la presión se ha fijado en 0.53 atm de acuerdo con el valor más cercano dado por el fabricante. Este valor se corresponde con una densidad del trifluoruro de $2.44 \times 10^{-3} g/cm^3$, a la temperatura ambiente que es la información que pide el programa de simulación.

En el capítulo 3, se explicó que $pr > 1000$ era la condición teórica a satisfacer para que la sensibilidad de una cámara de trifluoruro de boro fuera más alta que la máxima posible en una cámara cubierta de boro; si tenemos en cuenta que 40 cm de Hg son aproximadamente 50 kPa y el radio del tubo es de 0.025 m, dicha condición se cumple para nuestro caso.

Finalmente, las características del detector para el resto del estudio por se han fijado de acuerdo con la información que aparece en el catálogo de *CENTRONIC Ltd.* del contador modelo 25EB/40/50: 25 cm de longitud activa, 5 cm de diámetro y presión del gas de 40 cm de Hg. La carcasa de cobre se ha supuesto de 1 mm de espesor.

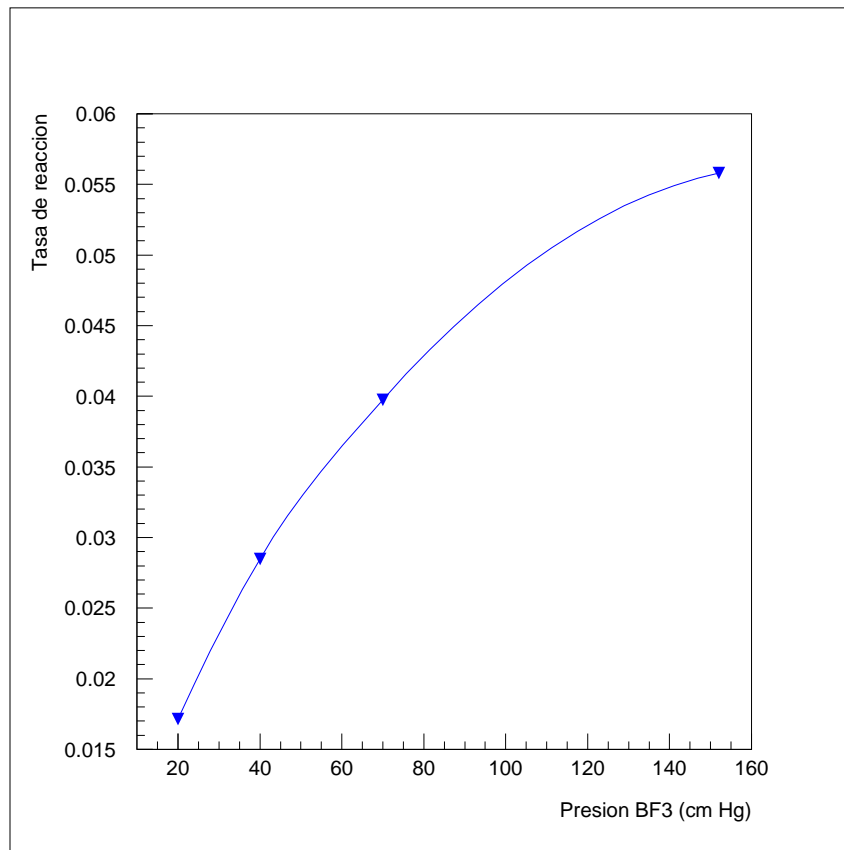


Figura 4.3: Variación de la tasa de reacción con la presión de llenado de los tubos de gas BF_3 .

4.2.2 Características del agujero central

La idea de practicar un agujero central en el polietileno, coincidiendo con la región de entrada de los neutrones, proviene de la adaptación de los *long counters*, que incluyen varios agujeros para la entrada de los neutrones (ver Cap. 3), a la particular geometría del haz del n_TOF. La motivación de tales agujeros es el aumento de la sensibilidad a neutrones de baja energía; en estudios realizados se ha comprobado un incremento que puede llegar hasta un factor 3 en la eficiencia del detector.

Para determinar las dimensiones más favorables hemos estudiado independientemente la anchura y la profundidad del agujero.

1. Anchura del agujero. Como queda claro en la gráfica 4.4, al aumentar el radio del agujero, la tasa de conteo aumenta hasta que toda la sección del haz cae dentro del agujero. A partir de dicho valor el aumento en el conteo es menos

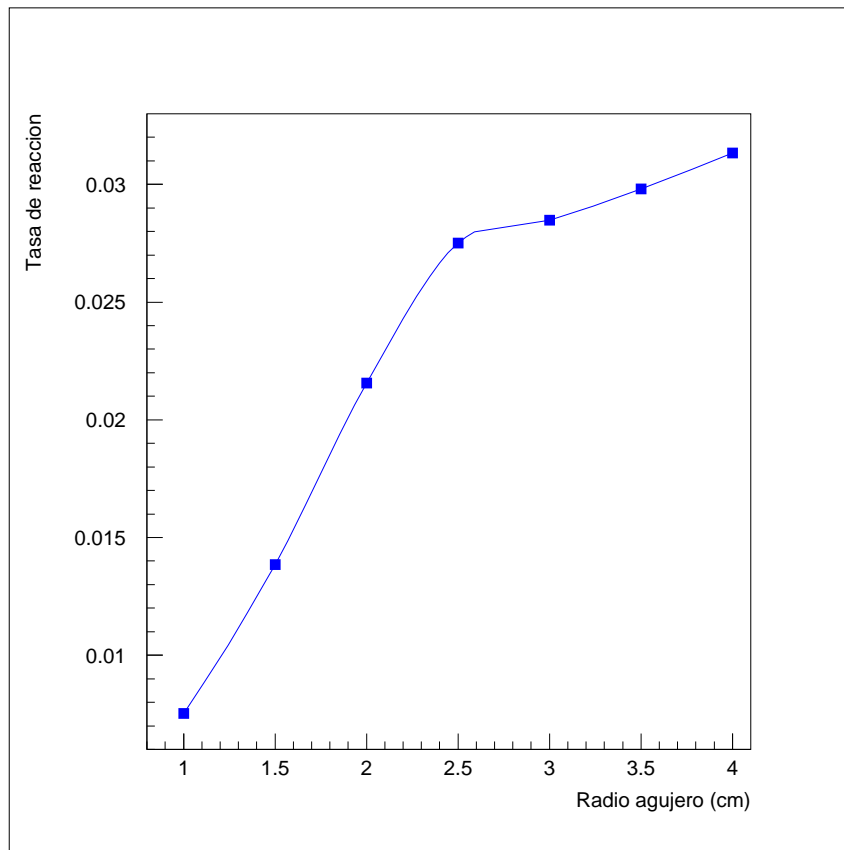


Figura 4.4: *Relación entre la tasa de reacción y el radio del orificio de entrada del haz de neutrones en el polietileno para una profundidad de 20 cm.*

pronunciado. En consecuencia, hemos fijado la anchura del agujero en 6 *cm* de diámetro.

2. Longitud del agujero.

En realidad, en los estudios realizados se observa que el parámetro significativo es la posición de los detectores de BF_3 , con respecto al fondo del agujero. Sin embargo, al haber fijado la posición de los contadores a 10 *cm* de la superficie del moderador, variar la diferencia entre el principio de los tubos y el final del agujero es lo mismo que variar la profundidad del agujero.

De las simulaciones realizadas sobre la profundidad que debe tener el agujero, se ha visto que los valores más altos de la tasa de reacción se obtienen entorno a los 25 *cm* de longitud, esto es, 15 *cm* de diferencia entre el final del agujero y comienzo del tubo, ver figura 4.5.

Sin embargo, la configuración elegida presenta una abertura un poco más corta, para la que, siendo la tasa total sólo un poco menor, se consigue una mayor

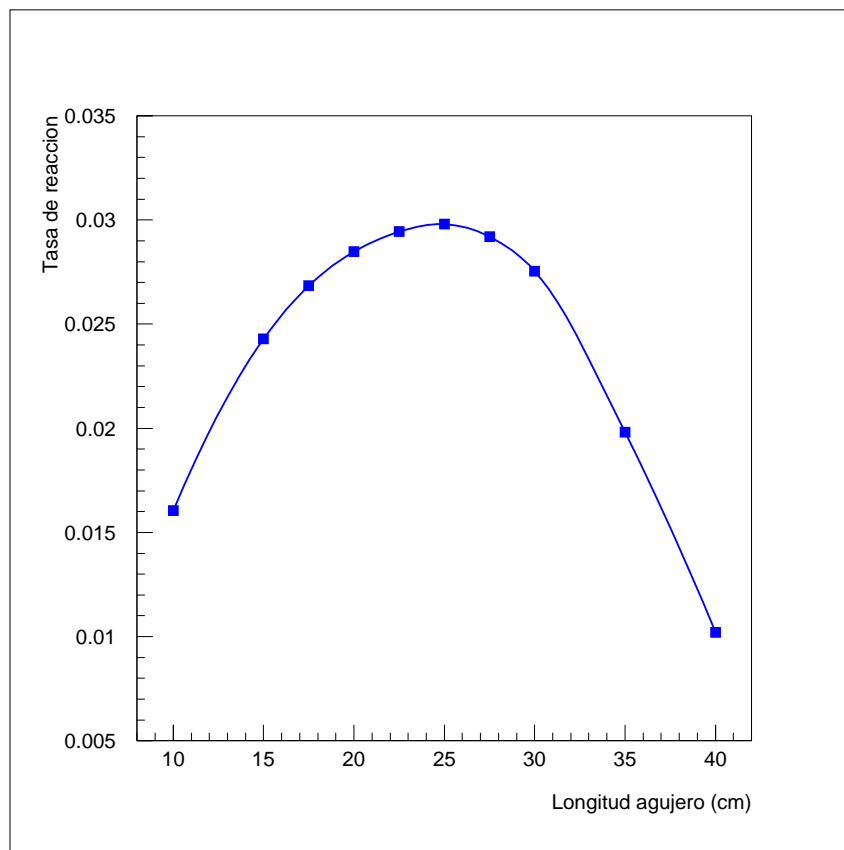


Figura 4.5: *Comportamiento de la tasa de reacción dependiendo de la profundidad del agujero de entrada para una distancia de 7.5 cm entre eje del agujero y cada eje de los tubos contadores y el diámetro del agujero fijado a 5 cm*

sensibilidad para neutrones con energías superiores al MeV (ver figura 4.6). El agujero se ha fijado finalmente con 20 cm de profundidad.

4.2.3 Separación entre el agujero y los tubos

La distancia a la que se han de colocar los contadores del eje del haz es el otro parámetro determinante para nuestro estudio por simulación. El comportamiento de la tasa de reacción frente a la distancia entre el eje del agujero y el de los tubos queda reflejado en la figura 4.7.

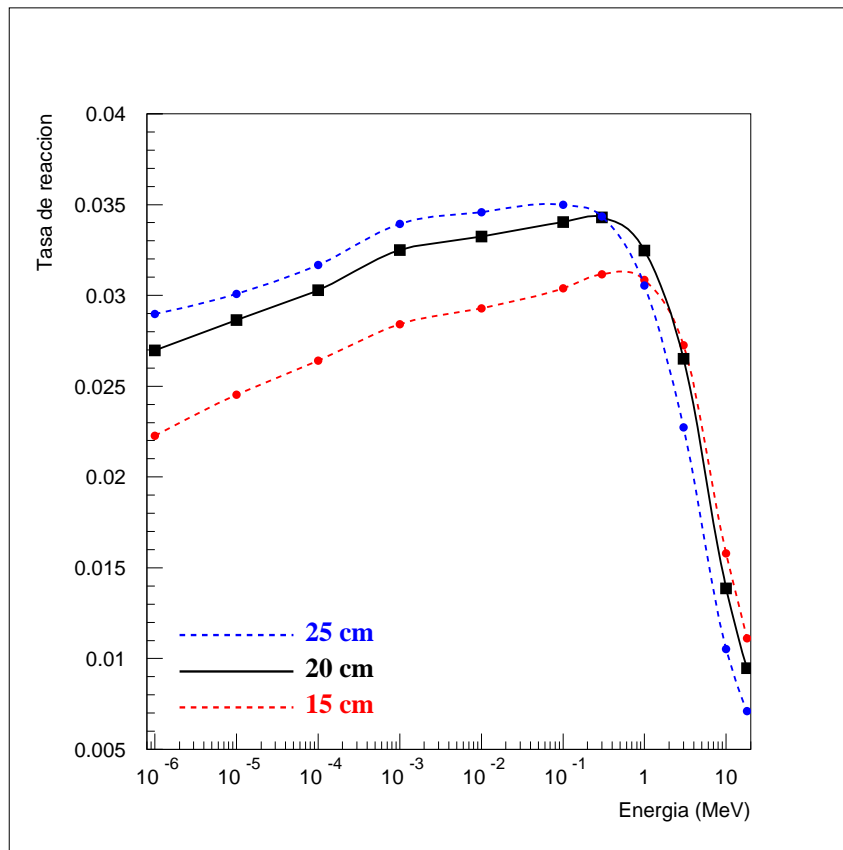


Figura 4.6: *Comportamiento de la tasa de reacción en función de la energía para diferentes profundidades del agujero de entrada*

Como se puede apreciar, la tasa de reacción obtenida para cada tubo disminuye rápidamente al alejarlos, resultado fácilmente explicable teniendo en cuenta los factores geométricos, disminución del ángulo que subtiende la sección del tubo, que va con $1/d^2$, y la pérdida de neutrones, absorción de neutrones térmicos por el polietileno.

Este no ha sido el único factor que hemos tenido en cuenta para determinar la colocación de los tubos de BF_3 . Como se puede observar en la figura 4.8, al alejar los tubos del eje del haz y aumentar el camino que deben recorrer los neutrones en el moderador para alcanzar los contadores, disminuye la eficiencia de neutrones de baja energía de modo más drástico que para los de mayor energía. Jugando con esta característica, podemos reducir la dependencia con la energía, acercándonos a un detector de respuesta plana.

Finalmente hemos fijado una distancia entre el eje del agujero y cada uno de los ejes de los tubos de 7.5 cm , buen compromiso con los dos factores considerados.

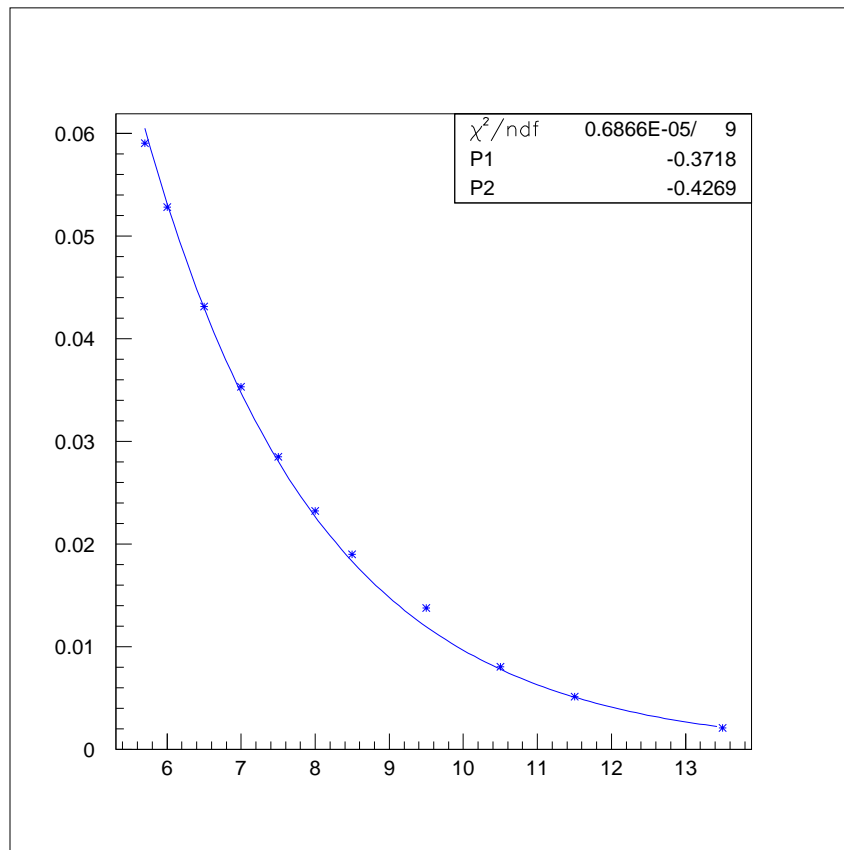


Figura 4.7: *Comportamiento de la tasa de reacción cuando se separan los tubos de BF_3 del eje del haz de neutrones.*

4.3 Resultados obtenidos en las simulaciones

Los resultados obtenidos para la configuración dada por los parámetros previamente establecidos se pueden traducir en la predicción de la tasa de conteo para cada uno de los contadores de BF_3 y, por lo tanto, la tasa total medida bajo una irradiación semejante a la que tendremos en la instalación n_TOF. También podemos predecir el comportamiento del detector frente a la energía de los neutrones incidentes sometándolo a fuentes monoenergéticas que cubren el rango de energías que tendremos en el experimento.

La tasa de reacción integral obtenida para cada uno de los tubos es del 0.029 por neutrón emitido en la fuente, lo que significa que cada contador recoge aproximada-

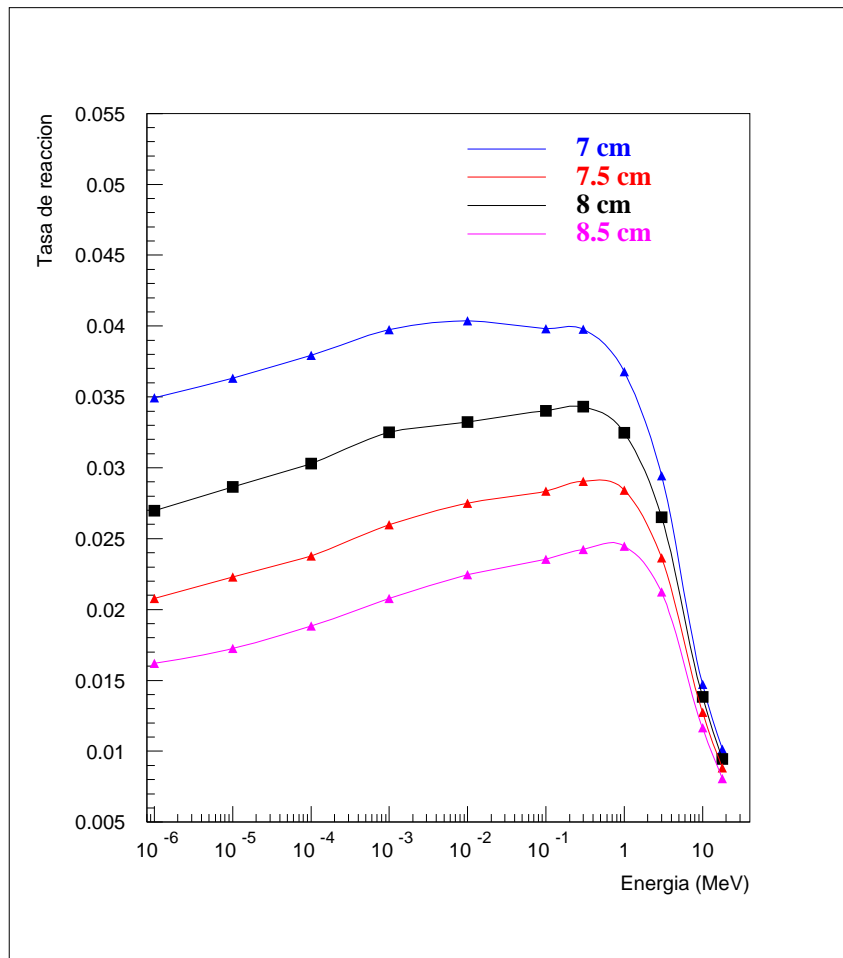


Figura 4.8: Comportamiento de la tasa de reacción frente a la energía del haz de neutrones para distintas separaciones entre los tubos de BF_3 y el haz neutrónico. La profundidad del agujero ha quedado fijada a 20 cm y el diámetro a 6 cm.

mente el 3 % de los neutrones incidentes en el polietileno.

Desde el punto de vista práctico resulta más fácil la construcción del moderador de polietileno en forma de cubo, ya que disponemos del material en placas cuadradas de medio metro de lado y 25 mm de espesor. De acuerdo con los resultados obtenidos, no se aprecia apenas decrecimiento en la eficiencia del detector cuando cambiamos de configuración; consiguiéndose, a la vez, un considerable abaratamiento en el coste del detector, además de una mayor manejabilidad en su transporte y colocación.

Por ello, hemos vuelto a simular el detector modificando la forma del moderador, que se ha cambiado por una caja rectangular de $50 \times 50 \text{ cm}^2$ de sección y 47.5 cm de fondo en la dirección del haz. Estas medidas están justificadas por las dimensiones de las placas de polietileno. Además, hemos incluido también en la simulación el

volumen no activo que ocupa el tubo contador, que hasta ahora no se había tenido en consideración y corregido el espesor de la carcasa de cobre, cuya medida real ha resultado ser de 0.7 mm .

Los resultados obtenidos reflejan una tasa de reacción de 0.0293 por partícula emitida en fuente, con lo que se puede apreciar que la diferencias entre las tasas medidas para ambas configuraciones son despreciables.

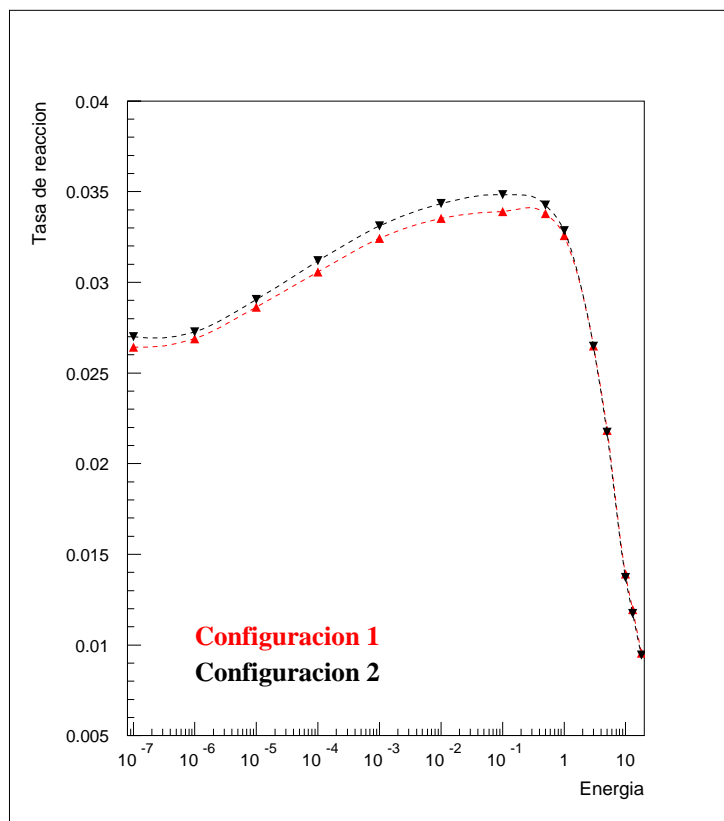


Figura 4.9: Respuesta frente a la energía para las dos configuraciones del detector: con un cilindro de polietileno (configuración 1) y con el polietileno en forma de caja (configuración 2).

En cuanto a la respuesta de ambas configuraciones frente a neutrones de distintas energías, viene recogida en la figura 4.9, en la que se observa el comportamiento análogo de ambas.

4.4 Configuración final

Simulación obtenida con *MCNP_X*

El programa *MCNP_X* es una nueva versión del código Montecarlo *MCNP* que se combina con el código *LAHET* para permitirnos trabajar con neutrones de altas energías y superar así la limitación que presentaba la versión 4B utilizada en todo el trabajo. Además, al ser una versión más moderna, tiene acceso a bases de datos de reacciones nucleares actualizadas y corregidas.

Con una simulación equivalente a la que antes comprendía una geometría en forma de caja, estudiada con la versión 4B, los resultados obtenidos concuerdan con los anteriores. La tasa de reacción total es de 0.0294 por neutrón emitido en fuente, mientras que el comportamiento del detector con la energía confirma la tendencia a muy altas energías que muestra una drástica caída (figura 4.10).

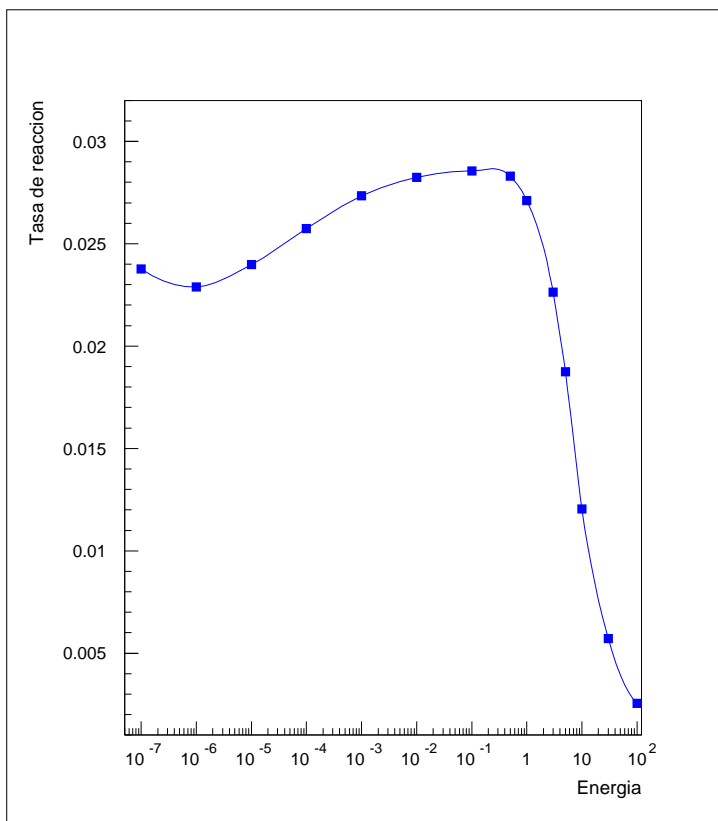


Figura 4.10: *Respuesta frente a la energía de la simulación del detector creada con MCNP_X.*

A la hora de realizar la configuración final hemos tenido que considerar el impacto que nuestro detector tiene en el resto de la instalación. En los estudios de fondo que

se han realizado en colaboración con otros miembros del proyecto [4], se ha observado que la principal contribución al fondo en la estación de medida es la de los neutrones térmicos retrodispersados en el moderador, que vuelven a través de la Línea de Escape.

Para minimizar este impacto se ha previsto añadir una plancha de cadmio junto con una placa adicional de polietileno en cada cara del bloque del moderador, incluida la cara de entrada de los neutrones. El cadmio es un buen absorbente de neutrones térmicos, mientras que el efecto que tiene sobre los neutrones de mayor energía es despreciable. Según nuestro estudio por simulación, 1 *mm* de cadmio reduce el número de neutrones térmicos que lo atraviesan al 5 %, mientras que con 5 *mm* conseguimos reducirlo al 1%.

Con este blindaje conseguimos un doble efecto: minimizamos el número de neutrones que escapan del moderador y reducimos el fondo en nuestro detector debido a neutrones que han sido dispersados previamente.

Existe la posibilidad de que el cadmio recubra el agujero de entrada del moderador, con lo que eliminaríamos gran parte de los neutrones con energía por debajo del 1 *eV*, que tampoco nos interesa medir pues no se utilizarán en las medidas de secciones eficaces.

Capítulo 5

Conclusión

Al principio de este trabajo se explicó la importancia que tiene el conocimiento exacto de las secciones eficaces de reacciones con neutrones en diferentes campos de investigación y se justificó la creación de la colaboración n_TOF y sus objetivos. Nuestra contribución a la misma se ha centrado, en un principio, en complementar la información del haz de neutrones de la instalación TOF.

Para ello, tras la revisión de abundante bibliografía acerca de los diferentes tipos de detectores utilizados en mediciones de flujos de neutrones, se propone emplear como monitor del flujo de neutrones una versión del detector conocido como *long counter* adaptado a las características del haz de neutrones de la instalación n_TOF.

Se ha llevado a cabo un estudio de los principales parámetros del detector mediante el programa de simulación *MCNP* con la intención de optimizar la respuesta obtenida cuando reproducimos las condiciones experimentales que encontraremos en la realidad, dentro de las limitaciones intrínsecas de una simulación; y como resultado hemos obtenido un detector cuyas características se resumen en la figura 5.1.

Los resultados obtenidos predicen una cantidad de reacciones de interés en cada uno de los tres contadores de BF_3 del orden del 3 % del número de neutrones del haz incidentes en el detector, teniendo buena sensibilidad para los neutrones en el rango de energías que va desde las térmicas a varios MeV. Teniendo en cuenta las características de los tubos de BF_3 que se manejan, que hablan de eficiencias del orden del 90 % de eficiencia para neutrones térmicos, y utilizando la electrónica adecuada para recoger la máxima información posible del detector, estamos en condiciones de medir el número total de neutrones por pulso de energías por debajo de 10 MeV que alcanzan la estación de medida de la instalación n_TOF. Con la alta intensidad del haz de neutrones, $8 \times 10^4 \text{ n/cm}^2$ por pulso, que tenemos, y la amplitud del espectro energético que cubre nuestro detector, debemos conseguir medidas del flujo neutrónico integrado con suficiente estadística para realizar un seguimiento pulso a pulso de la intensidad neutrónica de la instalación y, así poder vigilar la estabilidad de las condiciones de trabajo del experimento simultáneamente al proceso de medida de secciones eficaces,

principal objetivo del proyecto.

En la actualidad, se están llevando a cabo estudios tanto para minimizar los efectos del detector sobre el fondo de la estación de medida, donde se situarán todos los detectores dedicados a la medición de secciones eficaces, como para cuantificar la contaminación en nuestro detector debida a los neutrones dispersados por las paredes de la instalación. En un primer acercamiento, parece interesante la idea de añadir un blindaje, por ejemplo de cadmio, al detector para corregir ambos problemas. Simultáneamente, se está trabajando en la electrónica que se utilizará en el detector para conseguir la mayor cantidad de información útil.

La construcción del detector está prevista que se concluya en fechas próximas, con la intención de probarlo en el mes de Abril de este año.

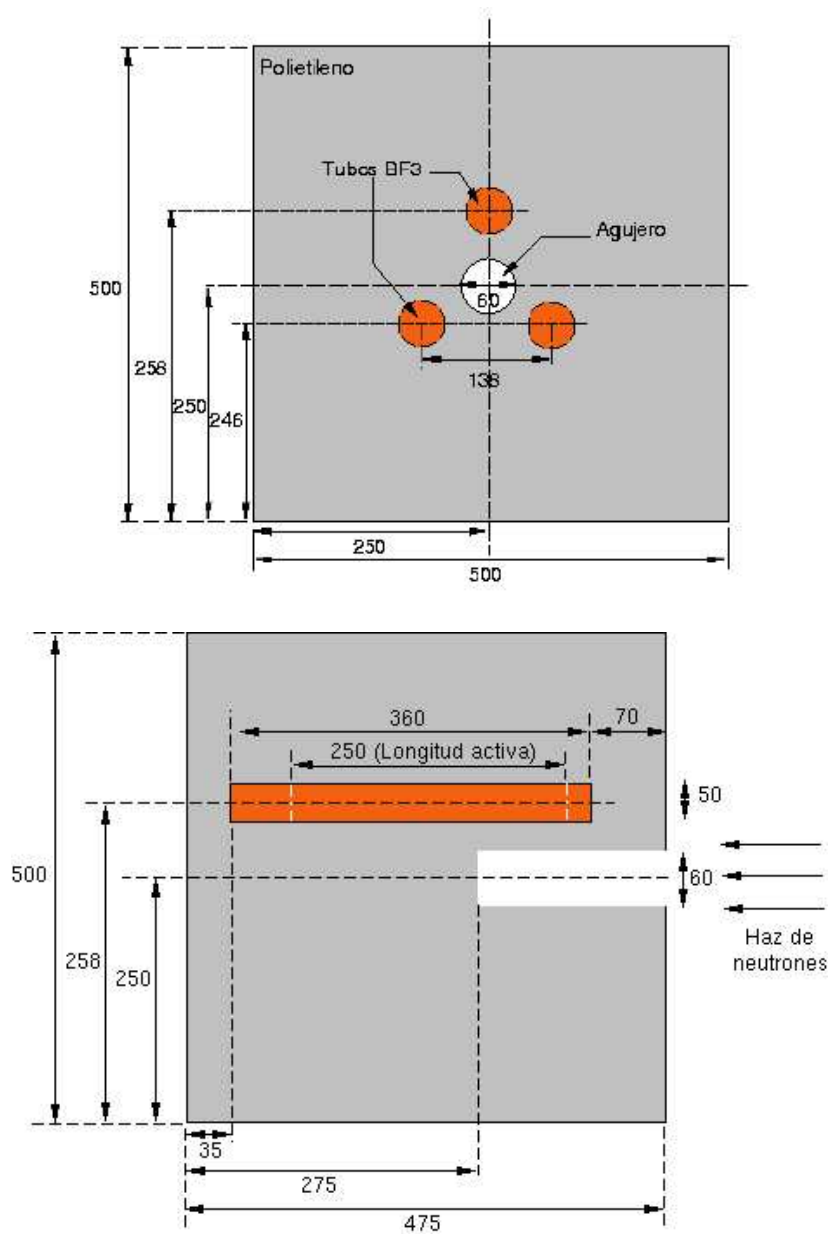


Figura 5.1: Esquema del monitor presentado para la colaboración n_TOF .

Apéndice A

MCNP

MCNP es un código Monte Carlo de N-Partículas que puede usarse para transportar neutrones, fotones, electrones o las tres conjuntamente. El régimen de energías que soporta es de 10^{-11} a 20 MeV para neutrones y de 1 keV a 1 GeV para fotones y electrones. El código trabaja con configuraciones de materiales en tres dimensiones divididas en celdas geométricas limitadas por superficies de primer y segundo grado e incluso toroides elípticos de cuarto grado.

Las características del programa lo hacen muy versátil y fácil de utilizar. Entre ellas tenemos la posibilidad de emplear varios tipos de fuentes, representar gráficamente tanto de la geometría como de los resultados, una rica colección de técnicas de reducción de varianza, una estructura flexible para obtener resultados y una extensa recolección de datos de secciones eficaces.

MCNP es distribuido internacionalmente por la Nuclear Energy Agency (OECD/NEA).

Para trabajar con MCNP, el usuario necesita crear un fichero que es leído por MCNP. Este fichero contiene información sobre el problema en áreas como:

- la especificación de la geometría,
- la descripción de los materiales y selección de las secciones eficaces a evaluar, la localización de las características de la fuente de neutrones, fotones o electrones,
- el tipo de respuestas, a las que el programa asigna el nombre de *tallies*, que deseamos obtener, y
- cualquier de las técnicas de reducción de varianza que nos permiten mejorar la eficiencia.

A.0.1 El método Monte Carlo

Los métodos Monte Carlo son muy diferentes de los métodos deterministas de transporte. Los métodos deterministas, el más común es el método de las ordenadas discretas, solucionan la ecuación de transporte para el comportamiento en promedio de las partículas. Por el contrario, el método Monte Carlo no soluciona ninguna ecuación explícita, sino que, más bien, obtiene respuestas simulando partículas individuales y promediando ciertos aspectos de su comportamiento. El comportamiento promedio de las partículas en el sistema físico se deduce del comportamiento promedio de las partículas simuladas. Los métodos Monte Carlo proporcionan información únicamente acerca de los resultados que haya pedido el usuario.

Un Monte Carlo “resuelve” un problema de transporte simulando historias de partículas en vez de resolver una ecuación. No es necesario escribir ninguna ecuación de transporte. El método de las ordenadas discretas considera el espacio fase como dividido en multitud de pequeñas cajas, y las partículas se mueven de una caja a otra. En el límite en el que las cajas se hacen cada vez más pequeñas, las partículas moviéndose de caja en caja emplean un tiempo diferencial en moverse una distancia espacial diferencial. En el límite se alcanza la ecuación integro-diferencial de transporte, con derivadas en el espacio y el tiempo. Por el contrario, el Monte Carlo transporta partículas entre sucesos como, por ejemplo, colisiones que están separados en el tiempo y espacio. El espacio y tiempo diferencial no son parámetros intrínsecos del transporte por Monte Carlo.

El Monte Carlo es adecuado para resolver complicados problemas tridimensionales que presenten dependencia temporal. Debido a que el Monte Carlo no utiliza cajas de espacio fase, no hay aproximaciones por promediar en el espacio, tiempo y energía, lo que es especialmente importante a la hora de representar detalladamente todos los aspectos de los datos físicos.

Se puede usar un método Monte Carlo para duplicar teóricamente un proceso estadístico (como la interacción de partículas nucleares con materiales) y es particularmente útil para problemas complejos que no pueden ser reconstruidos por códigos informáticos que emplean métodos deterministas. Los sucesos probabilísticos individuales son simulados secuencialmente. En general, la simulación se realiza mediante computadora porque el número de pruebas necesario para describir adecuadamente el fenómeno físico es normalmente bastante grande. El proceso de muestreo estadístico está basado en la selección de números aleatorios -análogo a lanzar un dado en un casino- de ahí el nombre “Monte Carlo”. En el transporte de partículas, la técnica Monte Carlo es pre eminentemente realista, un experimento teórico que consiste en seguir cada una de las partículas que salen de la fuente a través de su vida hasta su muerte en alguna de las posibles categorías finales (absorción, escape, etc.). Las distribuciones de probabilidad se obtienen aleatoriamente a partir de datos de transporte y determinan el resultado de cada paso de su vida.

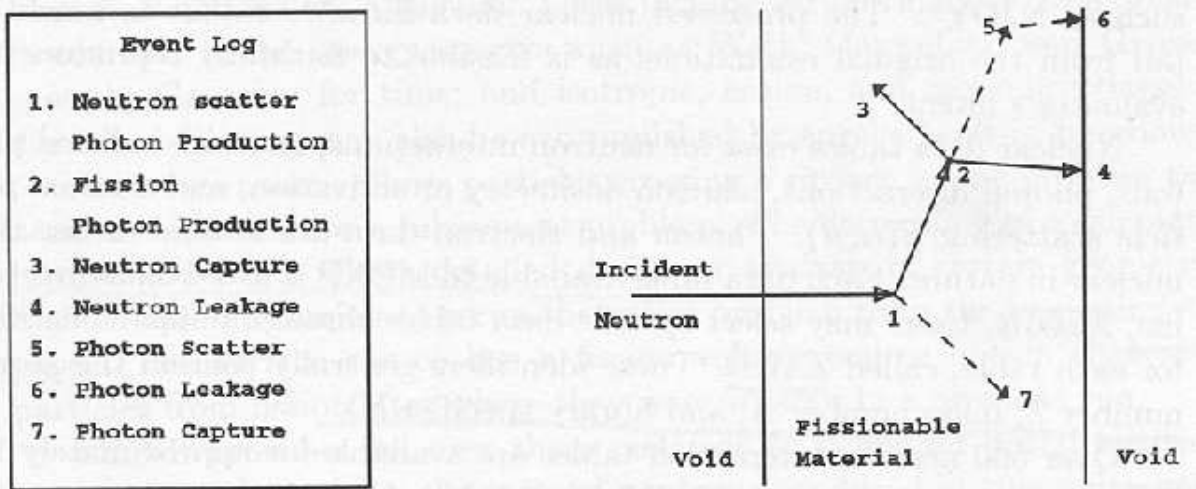


Figura A.1:

En la figura A.1 se representa una historia posible de un neutrón incidente en un trozo de material fisible.

A.0.2 Introducción a las características de MCNP

A continuación se resumen algunos de las características, conceptos y capacidades de MCNP. Para más información acerca del programa se puede consultar su manual de uso [23].

Bases de datos y reacciones nucleares

MCNP utiliza librerías de datos nucleares y atómicos. Las principales fuentes de datos nucleares son las evaluaciones del Evaluated Nuclear Data File system (ENDF), la Evaluated Nuclear Data Library (ENDL) y la Activation Library (ACTL), compilaciones de Livermore, y evaluaciones del Applied Nuclear Science Group de Los Alamos. Los datos evaluados son procesados en el formato apropiado para MCNP por códigos como NJOY.

Existe tablas de datos nucleares para interacciones de neutrones, fotones inducidos por neutrones, interacciones de fotones, dosimetría o activación con neutrones, y dispersión de partículas térmicas $S(\alpha, \beta)$. Los datos de electrones y fotones son de naturaleza atómica más que nuclear. Todas las tablas de datos disponibles para MCNP están recogidas en un fichero, XS DIR. Los usuarios seleccionan las tablas de datos específicas mediante unos identificadores únicos para cada tabla, llamados ZAIDs. Estos identificadores contienen el número atómico Z , el número másico A , y indicador de la

librería *ID*.

Están disponibles más de 500 tablas de interacción de neutrones para, aproximadamente, 100 isótopos y elementos diferentes. Coexisten varias tablas para el mismo isótopo porque los datos proceden de diferentes evaluaciones, y constantemente se están añadiendo nuevas tablas actualizadas. Existen tablas de interacciones de fotones para elementos desde $Z = 1$ hasta $Z = 94$ y secciones eficaces de cerca de dos mil reacciones de activación o dosimetría que conciernen a más de 400 núcleos en su estado fundamental o excitado.

Las tablas de datos a energías térmicas son apropiadas para usarse con el tratamiento $S(\alpha, \beta)$ en MCNP. Estos datos incluyen enlaces químicos de moléculas y efectos de estructura cristalina que se vuelve importantes cuando la energía del neutron se hace lo suficientemente baja. Datos para diferentes temperaturas están disponibles para agua y agua pesada, metal de berilio, óxido de berilio, benceno, grafito, polietileno y zirconio.

Especificaciones de la fuente

MCNP permite especificar al usuario una amplia variedad de condiciones para la fuente sin necesidad de modificar el código. Se pueden introducir distribuciones de probabilidad independientes para las variables de energía, tiempo, posición y dirección de la fuente. También es posible darle la información de su extensión geométrica. Además están disponibles ciertas funciones predeterminadas para las distribuciones de probabilidad como son espectros energéticos gaussianos, maxwellianos o de Watt, distribuciones angulares isotrópicos o unidireccionales...

Tallies y Resultados

El usuario puede dar instrucciones para que MCNP proporcione los *tallies*, salidas de resultados, relacionados con corrientes y flujos de partículas y deposición de energía. MCNP normaliza los *tallies* por partícula inicial excepto en casos particulares. La corriente puede obtenerse como función de una dirección a través de un conjunto de superficies, segmentos de superficies o suma de superficies que aparecen en el problema. Los flujos están disponibles a través de cualquier conjunto de superficies, segmentos de superficies, sumas de superficies, y de celdas, segmentos de celdas o sumas de celdas. También existen tallies de calentamiento y de fisión que dan la energía depositada en celdas especificadas. Además, las partículas pueden ser etiquetadas cuando atraviesan determinadas superficies o entran en las celdas señaladas, y entonces las contribuciones de estas partículas marcadas a los tallies se ponen por separado. Resultados de tipo de número de fisiones, número de absorciones, producción total de helio, o cualquier otro producto del flujo por una de las más de 100 reacciones estándar puede calcularse con

MCNP. De hecho, para cualquier cantidad de la forma

$$C = \int \phi(E) f(E) dE \quad (\text{A.1})$$

se puede construir un tally, donde $\phi(E)$ es la fluencia dependiente de la energía, y $f(E)$ es cualquier producto o suma de cantidades en las librerías de secciones eficaces o una función proporcionada por el usuario. Se puede obtener resultados para segmentos de celdas y superficies que no han sido divididas en la geometría del problema, haciendo la segmentación en el mismo tally. Todos los tallies vienen en función del tiempo y de la energía del modo que especifica el usuario, para ello se crean cartas (líneas del fichero) con los intervalos que queremos.

Además de la información en forma de tally, el programa también crea un fichero de salida (output) que contiene tablas que resumen la información de como corre el problema. Esta información permite echar un vistazo a la física del problema y la exactitud de la simulación Monte Carlo. Si aparecen errores al correr el programa, se escribe un detallado diagnóstico que permite depurarlo. Los resultados de los tallies puede presentarse gráficamente, tanto mientras el programa está corriendo como una vez ha acabado de procesarse, o pueden imprimirse directamente en la terminal. En nuestro trabajo se han tratado los resultados obtenidos con MCNP, mediante el programa PAW (Physics Analysis Workstation) del CERN con el que se han hecho las presentaciones gráficas.

Bibliografía

- [1] Proposal for a neutron time of flight facility, CERN/SPSC 99-8 SPSC/P 310. 17 Marzo 1999.
- [2] S. Andriamonje et al., TARC Proposal, "Experimental Study of the Phenomenology of Spallation Neutrons in a Large Lead Block", CERN/SPSLC 95-17, SP-SCLC/P291. Mayo 1995.
- [3] Technical Design Report, CERN/INTC/2000-004. 11 Febrero 2000.
- [4] The n_TOF Collaboration Technical Report, CERN/INTC 2000-018. 3 Noviembre 2000.
- [5] E. Fermi, Nuclear Physics. The University of Chicago Press. 1950.
- [6] E. Segre, Núcleos y Partículas. Ed. Reverté S.A. 1972.
- [7] I. Kaplan, Física Nuclear. Ed. Aguilar. 1962
- [8] S. Glasstone y A. Sesonske, Ingeniería de reactores nucleares. Ed. Reverté S.A. 1982
- [9] C. N. Poenaru y W. Grenier, Experimental techniques in nuclear physics. Walter de Gruyter. 1997.
- [10] G. Grosshoeg, Nucl. Instr. Meth. 162 (1979) 125.
- [11] J. A. Harvey y N.W. Hill, Nucl. Instr. Meth. 162 (1979) 526.
- [12] W. Abson, P. G. Salmon y S. Pyrah, I.E.E. No. 2541 M (1958) 357.
- [13] R. Cervellati y A. Kazimierski, Nucl. Instr. Meth. 60 (1968) 173.
- [14] I.L.Fowler, Rev. Sci. Instr. 34 (1963) 731.
- [15] I.L.Fowler y P. R. Tunncliffe, Rev. Sci. Instr. 21 (1950) 734.
- [16] R. K. Soberman, Rev. Sci. Instr. 24 (1953) 1058.

- [17] N. Tsoufanidis, Measurement and detection of radiation. Taylor&Francis. 1995.
- [18] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley& Sons. 1989.
- [19] Vehar, Nucl. Instr. Meth. 190 (1981) 351.
- [20] A. O. Hanson y M. L. McKibben, Phys. Rev. 72 (1947) 673
- [21] D. R Slaughter y D. W. Rueppel, Nucl. Instr. Meth. 145 (1977) 315.
- [22] I. V. East y R. B. Walton, Nucl. Instr. Meth. 72 (1969) 161
- [23] J. F. Briesmeister, MCNP–A General Monte Carlo N-Particule Transport Code Manual, LA-12625-M, Version 4B. Marzo 1997
- [24] Nucl. Instr. Meth. 403 (1998) 442
- [25] G. Spector, T. McCollum y A. Spowart, Nucl. Instr. Meth. A309 (1991) 303