



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

HODOSCOPIO PARA NEUTRONES RAPIDOS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C O
P R E S E N T A :

RICARDO MONROY GAMBOA

DIRECTOR DE TESIS: DR. EFRAIN RAFAEL CHAVEZ LOMELI

2004



FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO
AVENIDA DE LAS
FUENTES

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Hodoscopio para neutrones rápidos"

realizado por Monroy Gamboa Ricardo

con número de cuenta 09407472-9 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

Dr. Efraín Rafael Chávez Lomeli

Propietario

Dr. Ernesto Belmont Moreno

Propietario

Dr. Armando Varela González

Suplente

Dr. Jorge Gustavo Hirsch Ganievich

Suplente

Dr. Víctor Manuel Velázquez Aguilar

Consejo Departamental de Física

Alicia Zarzosa Pérez
M. EN C. ALICIA ZARZOSA PEREZ
Coordinadora de Licenciatura



Dedicado con todo mi amor y gratitud a mis Padres

SRA. VICTORIA GAMBOA JUÁREZ
SR. JACINTO MONROY GÓMEZ

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer a la Universidad Nacional Autónoma de México que a través del Instituto de Física, la Facultad de Ciencias y el Colegio de Ciencias y Humanidades, me permitieron obtener una formación académica sin precedentes, así como conocer a grandes hombres y mujeres que hacen de la Universidad nuestra Máxima Casa de Estudios.

Al director de este trabajo el Dr. Efraín Rafael Chávez Lomelí, no sólo por dirigirme y enseñarme a dar los primeros pasos en física nuclear experimental, sino también por brindarme la oportunidad de su amistad y su siempre paciente dirección....muchas gracias maestro!!!!

A la Dra. Ma. Esther Ortiz Salazar por la sencillez de su trato cotidiano, por darme la oportunidad de ser su ayudante de investigación ante el Sistema Nacional de Investigadores, pero sobre todo por su ejemplo de amor y gratitud a nuestra Universidad Nacional.

Al Fis. Arcadio Huerta Hernández por el importante apoyo brindado durante la realización de este trabajo aportando su talento en la adquisición de datos. Al M en I. Rafael Macias y al Ing. Carlos Ojeda por su asesoría y valiosas sugerencias durante el desarrollo de la electrónica nuclear de los detectores. A la M en C. Libertad Barrón por su compañerismo y hacer más agradable el trabajo del grupo.

A la Sra. Tere Cazares secretaria del departamento de física experimental por apoyarme siempre que lo necesité.

Al Sr. Margarito Vázquez por su ayuda en el proceso de pegado de los centelleadores, así mismo a la M en C. Esbaide Adem por las facilidades para llevarlo a cabo en su laboratorio, Al Dr. Jorge Andrade Ibarra por las facilidades para utilizar el laboratorio del Van de Graff 5.5 durante las pruebas con neutrones así mismo a Don Eus.

Al Dr. Armando Varela, M en C Rafael Policroniades, Químico Eliud Moreno y al Físico Ghiraldo Murillo, del departamento del Acelerador del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ) por apoyarme y compartir sus conocimientos para hacer física de neutrones y por su valiosa ayuda en el desarrollo de los experimentos, así mismo al Dr. Juan Aspiazu por las facilidades prestadas para la realización de este trabajo en las instalaciones del laboratorio del acelerador en Salazar.

A mis amigos y compañeros de la carrera Jeffrey y Luis por compartir conmigo ideas, discusiones y chifladuras pero sobre todo su gran amistad.

A los mecánicos del taller del IFUNAM, Ricardo Ramírez y Ricardo Flores que bajo la dirección del Ingeniero Marco Veytia, logramos con maestría nuestro objetivo de tener detectores centelleadores diestramente acabados.

Al Sr. Karim López por siempre estar dispuesto a ayudar en el laboratorio del acelerador Peletrón a los estudiantes pero sobre todo por lo ameno de su charla.

A los Doctores Armando Varela, Ernesto Belmont, Jorge Hirsch y Victor Velázquez por los consejos para mejorar este trabajo, hago una mención para el Dr. Hirsch por las facilidades y apoyo para realizar mi estancia en la Universidad de Notre Dame USA .

A mi estimado amigo el Dr. Juan Manuel Lozano Mejía quien fue piedra angular en mi formación profesional y de quien me declaro nieto académico, gracias totales!!.

And how special mention to Dr Michael Wiescher from the University of Notre Dame for give me the opportunity of know "a little bit" the wonderfoul world of the Nuclear Astrophysics in his lab (Nuclear Structure Laboratory), also I want to appreciate at many people from Notre Dame in special for Claudio Ugalde, Lesley Krueger, Alexei Vazquez, Gaby Burgos, Carlos Chaparro, Annalia Palumbo and my roomates, Jeff, Michael and Haruhito thanks for all.

Durante mi paso por el Colegio de Ciencias y Humanidades conocí y encontré mi vocación hacia la física gracias al Profesor Javier Juárez Zúñiga, gran maestro y promotor de la ciencia pero sobre todo un gran amigo.

Al Maestro Miguel Ángel Alcalá por sus siempre atinados consejos, pero sobre todo por mostrarme la elegancia del lenguaje matemático. Al M en C. Rafael Familiar González por la oportunidad de su entrañable amistad, gracias a su ejemplo comprendí lo que es ser un autentico Universitario.

A mis memorables amigos Gilda, Jesús, Javier, Jorge, por todo lo que implica su profunda amistad.

Finalmente una mención especial a mi maravillosa familia que sin ella no hubiera sido posible la realización de esta meta profesional empezando por mis padres, Jacinto Monroy, Victoria Gamboa por su amor, gratitud, comprensión y darme los principios básicos y fundamentales de la educación y por siempre procurar que nunca me faltara nada, a mi Abuelita Emilia Gómez y mis hermanos: Patricia, Gilberto, Eduardo, Víctor, Javier, Alejandro, Silvia y Sandra. A mis queridos sobrinos, Abraham, Joel, Josué, Isabel, Belén, Gustavo, Omar, Elizabeth, Axel, Viridiana, Carlos, Karen, Evelyn, Victoria e Isaac.

De todo corazón quiero agradecer lo anterior en palabras de Daniel 2:23.

"...Nosotros somos la encarnación local del Cosmos, que ha crecido hasta tener conciencia de sí. Hemos empezado a contemplar nuestros orígenes: sustancia estelar que medita sobre las estrellas; conjuntos organizados de decenas de miles de billones de billones de átomos que consideran la evolución de los átomos y rastrean el largo camino a través del cual llegó a surgir la conciencia, por lo menos aquí. Nosotros hablamos en nombre de la Tierra. Debemos nuestra obligación de sobrevivir no sólo a nosotros sino también a este Cosmos, antiguo y vasto, del cual procedemos."

Carl Sagan (1934-1996)

There are two possible outcomes: If the result confirms the hypothesis, then you've made a measurement. If the result is contrary to the hypothesis, then you've made a discovery.

Enrico Fermi (1901 - 1954)

Lo que sabemos es una gota de agua; lo que ignoramos es el océano.

Isaac Newton (1642-1727)

ÍNDICE.

	PÁGINA
I. Introducción	1
II. Conceptos Teóricos	4
2.1 Interacción de rayos gama con la materia	4
2.2 Interacción de neutrones con la materia	11
2.3 Reacción nuclear ${}^2H({}^2H, n){}^3He$	17
2.4 Detectores de neutrones	18
2.5 Desarrollo de detectores de centelleo para neutrones	23
2.6 Determinación de la respuesta en luz de los detectores orgánicos	26
III. Desarrollo experimental	29
3.1 Diseño y geometría del detector	29
3.1.2 Corte del material centelleador	29
3.1.3 Pegado del material centelleador	30
3.1.4 Rectificado y pulido del detector	32
3.1.5 Aislamiento de luz exterior	33
3.1.6 Acoplamiento óptico de los centelleadores con los tubos fotomultiplicadores	33
3.2 Diseño y construcción de los divisores de voltaje	33
3.2.1. Construcción de la base del fotomultiplicador	36
3.3 Prueba del sistema base-fotomultiplicador	41
3.4 Diseño y construcción del amplificador inversor de señales analógicas	44
IV Caracterización del arreglo de detectores de neutrones	46
4.1 La técnica de la partícula asociada	46
4.2 Resultados experimentales	48
4.2.1 Medida de la respuesta en luz del detector	49
4.2.2 La técnica de la partícula asociada.	52
4.3 Medida de la eficiencia absoluta	54
4.4 Simulaciones Monte-Carlo	57
4.5 Funcionamiento del hodoscopio usando una fuente de ${}^{241}\text{Am-Be}$.	58
4.6 Resultados con la fuente de ${}^{241}\text{Am-Be}$	61
V. Conclusión	64

Apéndice A. Descripción de la respuesta en luz para un centelleador orgánico.	67
Apéndice B Presentación de datos y análisis	83
Bibliografía.	88

I. INTRODUCCIÓN

Los neutrones como constituyentes del núcleo atómico son de gran interés, no sólo para la investigación en física nuclear básica, sino también para algunos desarrollos en medicina nuclear y aplicaciones en la industria donde el uso de las técnicas nucleares están presentes. Su detección y medición representa un reto tecnológico importante que evoluciona con el tiempo haciendo cada vez nuevas y mejores herramientas. El marco en que encuentra pertinencia este trabajo, es en el de investigación en física nuclear básica.

El grupo de física nuclear experimental del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) en colaboración con investigadores del laboratorio del acelerador Tandem del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ) y del Laboratorio Nacional de Oak Ridge (USA), propuso el estudio de la estructura nuclear, dirigido a la medida experimental de los modos de decaimiento del núcleo atómico. Con este estudio se pretende, por un lado entender mejor la estructura nuclear de esos estados y por otro, producir estados de dos nucleones, en particular de dos neutrones, que de otra forma no han sido observados.

En reciente publicación [J.Gomez del Campo *et al.*] se reporta la detección de un estado nuclear excitado que decae por la emisión simultanea de dos protones (diprotón). Usando un haz radiactivo de ^{17}F y la reacción $^{17}\text{F}+^1\text{H}$ se estudiaron estados resonantes en ^{18}Ne y se demostró que el estado $(J^\pi = 1^-)$ a 6.15 MeV de ^{18}Ne , tiene la propiedad referida. Esta situación motiva el estudio análogo para el caso de emisión de dos neutrones simultáneamente (dineutrón) que se puede dar en estados excitados de ^{10}Be , ^{14}C y ^{18}O .

La determinación experimental de los mecanismos de decaimiento por la emisión de neutrones requiere la construcción y uso de un ensamble de detectores de estos nucleones de gran volumen y eficiencia, para utilizarse en coincidencia con otros productos de la reacción.

El objetivo de este trabajo consiste en diseñar, construir y probar un hodoscopio que es un sistema de detección que debe cumplir con los requerimientos, tanto físicos como técnicos, para lograr una alta eficiencia de conteo de neutrones. Para ello se propone, como una primera etapa de desarrollo, construir 7 detectores plásticos con geometría de prisma hexagonal con un apotema de 11 centímetros y 30 centímetros de altura, acoplados a

conviertan la señal luminosa producida por los neutrones al interactuar con el material plástico, en pulso de corriente. De la misma manera es necesario diseñar y construir la electrónica asociada al manejo de esos pulsos y su posterior digitalización. Para entender el funcionamiento de un detector de neutrones es necesario hacer una revisión de los aspectos teóricos más importantes de la interacción de éstos con la materia, así como de las otras radiaciones ionizantes que siempre están presentes cuando los neutrones se obtienen de: fuentes naturales, reacciones nucleares producidas por aceleradores de partículas o en reactores nucleares. Es por lo anterior que este trabajo empieza con una revisión de los aspectos teóricos más importantes de la interacción de las radiaciones ionizantes con la materia. Posteriormente se describen los aspectos teóricos de la respuesta en luz de los materiales centelleadores, al ser estos últimos penetrados por las radiaciones de origen nuclear, y cómo la respuesta en luz es función de la energía de la partícula que colisiona con los núcleos del material que componen un centelleador, y que son estos últimos los que producen radiación electromagnética; dando lugar a la producción de luz en el visible. Esta luz es colectada y amplificada por un transductor llamado fotomultiplicador que también en gran medida nos ocupa en este trabajo. La importancia que tiene la instrumentación asociada a la detección y manejo de los pulsos nucleares es crítica, esto hace que los desarrollos de cualquier aparato que pretenda ser sensible a la radiación deberá ser manipulado y controlado con gran precisión. Tener una gran cantidad de información obtenida del experimento no es necesariamente útil se requiere de una cantidad importante de simulaciones por métodos como el Monte-Carlo para tener una idea más cercana a la realidad al momento de interpretar y verificar la eficiencia del detector, pero sobre todo comprender su funcionamiento. Los parámetros y condiciones, en la simulación y en el experimento real, fue verificado encontrando una gran similitud principalmente en aquellos en que la energía del neutrón fue no menor a 3 MeV y mayor a 2 MeV.

En este trabajo se presenta la medida detallada de la eficiencia de detección de neutrones como función de su energía. Esta determinación es crucial para la evaluación del funcionamiento de un arreglo complejo de detectores de neutrones y por lo tanto se constituye en parte fundamental del desarrollo. La medida de la eficiencia de detección se llevó a cabo en el Laboratorio del Acelerador Tandem del ININ en colaboración con el grupo de investigadores que ahí labora, mediante el uso de la reacción ${}^2\text{H}({}^2\text{H},n){}^3\text{He}$. Este

produce neutrones en un amplio intervalo de energía (de 1 a 8 MeV), aprovechando la correlación cinemática entre los productos de la reacción (el neutrón y el ^3He) y técnicas probadas de coincidencia rápida. De la misma manera se muestran los resultados de la caracterización completa del arreglo utilizando una fuente radiactiva de Americio Berilio ($^{241}\text{Am-Be}$), dicho experimento se realizó en el laboratorio del Acelerador Van de Graff 5.5 del IFUNAM.

Es así como la experiencia adquirida en espectrometría de neutrones a lo largo de mucho tiempo, enriquecen y facilitan el planteamiento de experimentos novedosos, tales como el que dieron origen al presente trabajo.

II CONCEPTOS TEÓRICOS

2.1 Interacción de rayos γ con la materia.

En esta sección se dará una breve revisión sobre los principales conceptos y teorías asociadas al tema de las interacciones radiación-materia que preponderantemente intervienen en el desarrollo de nuestro detector, así como sobre el desarrollo de las fuentes de neutrones con aceleradores de partículas, y sobre el avance en las técnicas de detección de neutrones, por lo que se intentó ir hacia los artículos iniciales para estos campos. Existe una vasta literatura para revisar los temas que nos ocupan en este trabajo, en particular los libros ya clásicos de Knoll y Tsoufanides dan una visión más detallada a lo aquí descrito.

Los rayos gama corresponden a la parte más energética (o de mayor frecuencia) de todo el espectro electromagnético. Son producidos en procesos de desintegración nuclear al igual que los rayos alfa y beta. Pueden originarse también por aniquilación de la materia con la antimateria. Los rayos gama se originan en estados excitados del núcleo atómico, esto es, con una energía mayor a la de su estado base. Si el estado excitado tiene una vida media larga, entonces nos referimos a un estado “metaestable” del núcleo; tales núcleos se denotan con un superíndice “m” por ejemplo, ^{99m}Tc , tecnecio-99 metaestable, que tiene una vida media de 6.02 hrs. En general el proceso de decaimiento gama puede representarse como:



Los mecanismos más relevantes por los cuales los rayos gama interactúan con la materia son:

- Absorción fotoeléctrica
- Dispersión Compton
- Producción de pares

Estos procesos involucran la transferencia completa o parcial de energía del fotón al medio. Además, estas interacciones resultan en cambios abruptos en la trayectoria del rayo gama, de tal manera que el fotón puede desaparecer completamente o ser dispersado. Este comportamiento es distinto al de las partículas cargadas, las cuales pierden su energía gradualmente mediante interacciones coulombianas.

Los tipos de interacción que pueden ocurrir entre fotones y materia, se pueden describir a nivel macroscópico analizando un caso simple: el comportamiento de un haz de fotones monoenergéticos que se propaga en la dirección x , con intensidad I_0 (número de fotones iniciales) incidente sobre un material dado.

Para el caso de espesores pequeños (dx) se aprecia experimentalmente que el número de fotones que sufren alguna perturbación en su camino y abandonan el flujo inicial es proporcional al espesor del material. Si llamamos I a la intensidad del flujo de rayos gama en cualquier punto, podemos escribir la siguiente relación:

$$-\frac{dI}{I} = \mu dx \quad (2.1.2)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación lineal (cm^{-1}), que depende del tipo de material y de la energía de los fotones del haz, ahora integrando (2.1.2) obtenemos:

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (2.1.3)$$

que es la llamada ecuación de intensidad de radiación. Estos coeficientes de atenuación, han sido medidos y se encuentran normalmente tabulados para una enorme variedad de materiales. También se puede encontrar el llamado coeficiente másico de atenuación lineal, que se obtiene dividiendo μ por la densidad del medio ρ , que tiene unidades de cm^2/g .

La expresión 2.1.3 en términos del coeficiente de absorción de masa, también se conoce como ley de atenuación exponencial. El coeficiente de atenuación lineal se puede interpretar como la probabilidad de que un fotón interactúe con el material, sin importar el tipo de interacción.

Efecto Fotoeléctrico

En el efecto fotoeléctrico, un fotón (rayo gama) incidente interactúa con un electrón ligado a un átomo del medio dando como resultado la transferencia de toda la energía del fotón. En su lugar aparece un electrón, llamado fotoelectrón.

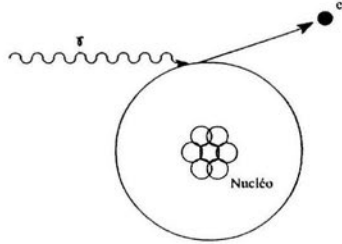


Fig.1.1.1. Efecto Fotoeléctrico. Un fotón interactúa con un electrón ligado a un átomo. El fotón transfiere toda su energía al electrón.

El fotón desaparece totalmente y la energía cinética transferida al electrón es:

$$T_{e^-} = h\nu - E_b \quad (2.1.4)$$

donde E_b representa la energía de ligadura del electrón en su capa. Para energías de los rayos gamma mayores a unos cuantos cientos de keV, el fotoelectrón se lleva la mayor parte de la energía original del fotón, es decir que $h\nu \gg E_b$.

La interacción fotoeléctrica crea un átomo ionizado con una vacancia en una de sus capas. Esta vacancia es rápidamente llenada a través de la captura de un electrón libre del medio o a través de un reordenamiento de su estructura electrónica, por lo que uno o más rayos X característicos pueden ser generados. Alternativamente se pueden producir electrones Auger.

Este es el mecanismo de interacción que predomina para fotones de baja energía (decenas a cientos de keV); este proceso es acentuado en materiales de alto número atómico Z . No existe una expresión analítica para describir la probabilidad τ de que ocurra una absorción fotoeléctrica por cada átomo sobre todos los intervalos de E_γ y Z , donde E_γ es la energía del fotón, sin embargo existe una expresión aproximada:

$$\frac{\tau}{\rho} \cong \text{const} \times \frac{Z^n}{E_\gamma^3} \quad (2.1.5)$$

donde el exponente n varía entre 4 y 5 sobre la región de energía de interés [Knoll].

Esta dependencia tan fuerte de la probabilidad de absorción fotoeléctrica con respecto al número atómico Z del material, es la razón primaria para que en los materiales con una Z grande predomine la absorción fotoeléctrica, como por ejemplo en plomo.

La absorción fotoeléctrica es un proceso ideal para medir la energía de la radiación gama incidente, pues la energía cinética de los electrones secundarios es proporcional a la de los rayos gama involucrados. Bajo esta consideración la distribución de la energía cinética de los fotoelectrones para absorciones fotoeléctricas de fotones monoenergéticos, deberá ser una función delta de Dirac. En un histograma en el que se grafica el número de electrones secundarios producidos como función de la energía (espectro de energías), en estas condiciones, aparecerá un “pico” en un valor característico de la energía de los fotones incidentes.

Dispersión Compton

En la dispersión Compton el rayo gama interactúa con un electrón del medio, donde éste es dispersado a un ángulo θ con respecto a su dirección original, el fotón transfiere una fracción de su energía al electrón (se asume que el electrón está en reposo).

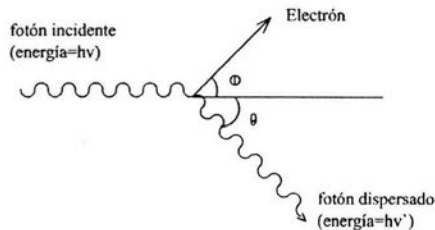


Fig.1.1.2. Proceso de interacción Compton. El fotón incidente es dispersado a un ángulo θ , el electrón se lleva parte de la energía original del fotón.

La expresión que relaciona la energía que se transfiere $E_\gamma - E'_\gamma$ y el ángulo de dispersión para una interacción dada puede derivarse mediante la solución simultánea de las leyes de conservación de la energía y momento lineal. A partir de esto se encuentra que:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.1.6)$$

donde $m_0 c^2$ es la energía en reposo del electrón ($0.511 MeV$). Como consecuencia de la ecuación (2.1.6) tenemos que la expresión analítica para la energía cinética del electrón es:

$$E \approx E_\gamma - E_\gamma \left[\frac{\frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right] \quad (2.1.7)$$

Para ángulos de dispersión pequeños se transfiere poca energía original del fotón al electrón, hasta en el caso extremo cuando $\theta = \pi$ en donde la transferencia es máxima (hombro Compton), que se obtiene de la ecuación (2.1.6) como:

$$E_\gamma'(\theta = \pi) \approx \frac{E_\gamma}{1 + 4E_\gamma} \quad (2.1.8)$$

donde la energía está dada en MeV. Se puede observar de la ecuación (2.1.8) que para valores de la energía mayores a 1 MeV, el valor de la energía para el fotón dispersado ($\theta = \pi$) E_γ' tiende a un valor constante de 250 keV por debajo de E_γ .

La probabilidad de que ocurra una dispersión Compton por átomo del material depende del número de electrones disponibles como blanco, por lo que la dependencia es lineal con Z:

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{N_A Z}{A} \sigma_e \quad (2.1.9)$$

donde N_A es el número de Avogadro, A es el peso molecular del material y σ_e es la probabilidad de interacción por electrón en el medio. Como la interacción Compton se efectúa con electrones libres, $E_b = 0$, σ_e es independiente del número atómico Z [Knoll].

Dado que, todos los ángulos de dispersión son posibles, la energía que se puede transferir al electrón se describe como un continuo de 0 eV hasta el máximo predicho por la ec (2.1.7).

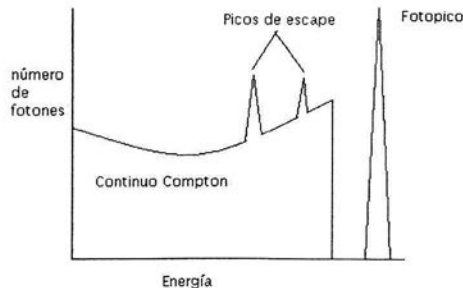


Fig. 1.1.3 Figura esquemática de la distribución de la energía de los electrones.

Producción de Pares

La producción de pares tiene lugar en las cercanías del campo coulombiano del núcleo. En esta interacción el fotón desaparece y es remplazado por un par electrón-positrón. Por lo anterior, es requisito que la energía del fotón sea mayor o igual a 1.022 MeV para que la interacción tenga lugar, entre mayor sea la energía mayor es la probabilidad de que ocurra. Todo el exceso de energía que haya tenido el fotón por arriba de los 1.022 MeV se convierte en energía cinética compartida por el par, de acuerdo con la ley de conservación de la energía, la energía cinética del electrón y del positrón va a estar determinada por la relación:

$$T_{e^-} + T_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (2.1.10)$$

Producción de pares

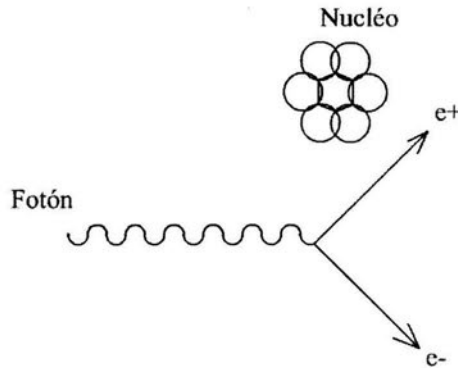


Figura.1.1.4. El proceso de producción de pares involucra al campo coulombiano del núcleo y a un fotón con energía mayor o igual a 1.022 MeV

Una vez que la energía cinética del positrón es suficientemente baja, del orden de la energía térmica de los electrones en el material, el positrón se aniquila con un electrón del medio. En este punto desaparece y deja en su lugar *dos rayos gama de aniquilación* cuya energía es de $m_0c^2(0.511MeV)$ cada uno. El tiempo que requiere el positrón para desaparecer es muy corto, así que la radiación de aniquilación aparece casi donde se originó la producción de pares.

No existe una expresión sencilla para encontrar la probabilidad de producción de pares por núcleo del material, pero su magnitud varía aproximadamente con el cuadrado del número atómico del material, es decir:

$$\frac{\kappa}{\rho} = \frac{N_A}{A} \kappa \quad (2.1.11)$$

donde κ es la probabilidad de interacción por átomo, que depende de Z^2 [Knoll].

Como mencionamos anteriormente, los responsables de que se deposite energía en el material son los electrones, que son liberados en el medio debido a uno de los mecanismos anteriores.

Coefficiente total de atenuación

El coeficiente total de atenuación lineal para rayos gamma es la suma de todas las probabilidades para cada uno de los fenómenos que hemos descrito, esto es:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad (2.1.12)$$

donde $\frac{\tau}{\rho}$ es la distribución del efecto fotoeléctrico, $\frac{\sigma}{\rho}$ es la del efecto Compton, y $\frac{\kappa}{\rho}$ es la producción de pares. La figura 1.1.6. Muestra los mecanismos de interacción de los rayos gamma como función de la energía E_γ de la radiación incidente y del número atómico Z .

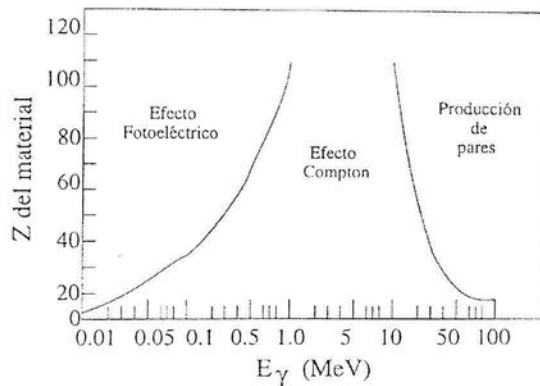


Fig 1.1.5. Importancia relativa de los principales mecanismos de interacción de los rayos gamma con la materia en función de Z y de la energía de los fotones incidentes E_γ .

2.2 Interacción de los Neutrones con la Materia.

Los neutrones carecen de carga eléctrica y no sufren la acción de campos eléctricos ni magnéticos. Son capaces de atravesar grandes espesores de material. A pesar de poseer espín y momento magnético, su interacción con los campos eléctricos y magnéticos a nivel atómico y nuclear dentro del material que penetra, así como con los electrones, es despreciable y la principal forma de interacción de los neutrones con el material se da a través de la interacción fuerte con los núcleos atómicos.

Los mecanismos más comunes de interacción de neutrones con los núcleos son la dispersión elástica (n,n), la dispersión inelástica (n,n') y las reacciones nucleares, muchas de las cuales inducen la absorción de los neutrones y la activación del material: (n,γ), (n,α), (n,p), (n , fisión), ($n,2n$), etc.

Si un neutrón colisiona elásticamente con un núcleo atómico en reposo el neutrón pierde energía. Mayor será la pérdida de energía mientras más se asemejen sus masas. Por lo tanto, los choques que aseguran mayor pérdida de energía ocurren con los núcleos de los átomos de hidrógeno. El proceso de moderación de neutrones es baja en la dispersión elástica secuencial con los núcleos del material moderador, en el cual a cada paso los neutrones pierden energía, así que el número de colisiones necesario para termalizar neutrones rápidos depende del número de masa A del material moderador: entre más pesado es, mayor número de colisiones se necesita. Los materiales que contienen átomos ligeros son buenos moderadores, tal es el caso del materiales orgánicos que básicamente están constituidos por átomos de hidrógeno y carbono.

Los neutrones, al carecer de carga eléctrica neta, no producen directamente ionización ni radiación de frenado. La interacción neutrónica, a diferencia de las partículas cargadas, se produce con el núcleo del medio absorbente y no con los electrones. Por tanto, el proceso predominante de interacción neutrónica, es la dispersión elástica y la absorción. La sección eficaz total será:

$$\sigma_{total} = \sigma_{absorción} + \sigma_{dispersión}$$

Los valores de la sección eficaz total son función de la energía de los neutrones y del tipo de núcleos constituyentes del blanco.

Cuando un núcleo estable absorbe un neutrón, puede transformarse en un radionúclido y en su desintegración emitir partículas alfa, beta, fotones o nuevamente neutrones. Incluso en el

caso en que la absorción conduzca a otro núcleo estable, se producen normalmente fotones de captura, propios de la reacción nuclear.

Los procesos de dispersión pueden conducir también a la producción de partículas de alto poder ionizante: tal como ocurre cuando los neutrones rápidos interactúan con materiales ricos en hidrógeno como el agua. En esas condiciones, al chocar con los átomos de hidrógeno, éstos resultan expulsados al romperse el enlace químico y emergen en forma de protones con una fracción de la energía del neutrón. Estos protones de retroceso son partículas capaces de producir una alta densidad de ionización a lo largo de su trayectoria.

Dispersión elástica

Debido a que la fuerza nuclear es de corto alcance la sección de dispersión o de cualquier otro proceso nuclear es sumamente pequeña en comparación con procesos coulombianos. En consecuencia, los neutrones en materia tienen un camino libre medio grande. Los neutrones interactúan preponderantemente con los núcleos, de tal manera que para entender la manera en que éstos se dispersan hay que estudiar la cinemática de la dispersión elástica. Si la energía cinética del neutrón antes de una colisión es E_1 en el sistema de laboratorio, después de la colisión su energía cinética E_1' en el mismo sistema es:

$$E_1'(\theta_1) = E_1 \left[\frac{\cos \theta_1 \pm \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta_1}}{1 + A} \right]^2 \quad (2.2.1)$$

donde θ_1 es el ángulo de dispersión en el sistema de laboratorio, recordando que A es el número de masa. Puesto en función del ángulo de dispersión en el sistema relativo θ ,

$$E_1'(\theta) = E_1 \frac{1 + A^2 + 2A \cos \theta}{(1 + A)^2} \quad (2.2.2)$$

Observando que el cociente E_1'/E_1 no depende de E_1 .

Otra cantidad importante es la energía transmitida al núcleo blanco en el sistema de referencia de laboratorio:

$$E_2'(\theta_2) = T = \frac{4A}{(1 + A)^2} E_1 \cos^2 \theta_2 = \alpha E_1 \cos^2 \theta_2 \quad (2.2.3)$$

donde θ_2 es el ángulo de retroceso del núcleo en el sistema de laboratorio y

$$\alpha = \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} = \frac{4A}{(1 + A)^2} \quad (2.2.4)$$

poniendo la energía transmitida en función del ángulo relativo esta es:

$$E_2'(\theta) = \alpha E_1 \text{sen}^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.2.5)$$

Ahora después de una colisión, la máxima energía que puede tener el neutrón es E_1 correspondiente a $\theta = 0$ y la mínima es:

$$E_1' = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_1 = \alpha' E_1 \quad (2.2.6)$$

Correspondiente a $\theta = \pi$, donde se aprecia que para $A = 1$, $E_1' = 0$.

Suponiendo que la dispersión se describe por un potencial de esfera rígida, y sólo de onda S (válido a bajas energías), la sección de dispersión de neutrones es esféricamente simétrica en los sistemas relativos y centro de masa. Por lo tanto, la probabilidad de que después de una colisión el neutrón tenga cualquier energía entre $\alpha' E_1$ y E_1' es:

$$\sigma(E_1'; E_1) = \frac{4\pi}{T_m} \sigma(\theta) = \frac{4\pi}{\alpha E_1} \sigma(\theta) = \frac{4\pi}{(1-\alpha') E_1} \sigma(\theta) = cte \quad (2.2.7)$$

y la distribución de energías de los neutrones después de un choque será como se muestra en la figura 2.2.1

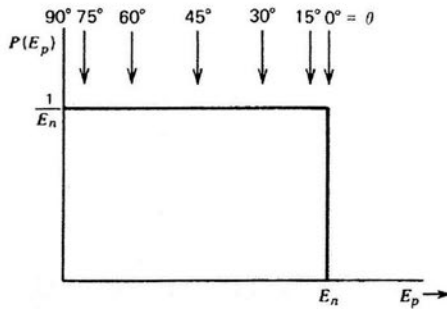


Fig. 2.2.1 Distribución de energías de neutrones (monoenergéticos) después de una colisión, suponiendo potencial de esfera rígida y onda s los ángulos a las energías correspondientes están determinados por la ec 2.2.4.

Cinemática de reacciones nucleares

En lo que llamaremos reacción nuclear, el proyectil y el blanco no sólo cambian de estado, sino que se transforman en otras partículas. La colisión inelástica es aquella en la que el proyectil o el blanco cambian de estado (energético), pero siguen siendo las mismas; en la colisión elástica, ni el proyectil ni blanco cambian de estado. El tratamiento de la cinemática se hará para el caso más general: el de reacción. Las colisiones elástica e inelástica se tratarán como casos particulares de ella.

En el sistema de laboratorio, ahora llamaremos m_1 y m_2 a las masas de proyectil y blanco, respectivamente, y m_3 y m_4 a las masas de las partículas salientes ligera y pesada, como lo indica la figura 2.2.2. En el caso más general de la reacción, las cuatro son distintas; en el caso de colisiones elásticas o inelásticas, $m_3 = m_1$ y $m_4 = m_2$ si el proyectil es más ligero que el blanco. El producto ligero sale en la dirección θ_3 en el sistema de laboratorio, y el producto pesado sale en la dirección θ_4 .

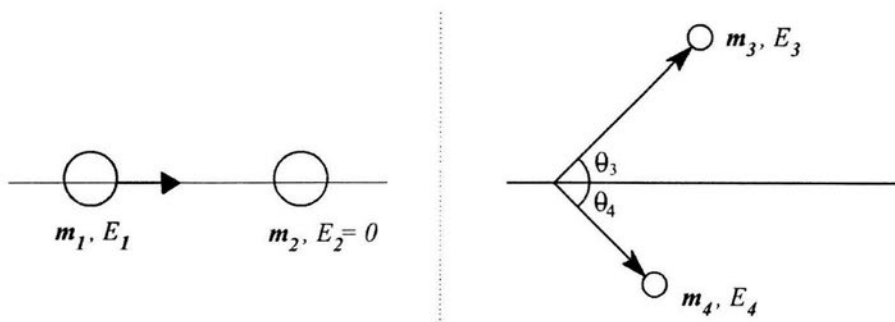


Fig. 2.2.2. Partículas participantes en una reacción nuclear.

Si el blanco está originalmente en reposo, su energía cinética es $E_2 = 0$.

La energía total disponible es la cinética del proyectil E_1 más la obtenida de la reacción nuclear (valor Q). La suma de éstas se traduce después de la reacción en energía cinética de los dos productos finales:

$$E_1 + Q = E_3 + E_4. \quad (2.2.8)$$

El valor Q de la reacción es $Q_0 - E_{exc}$, siendo $Q_0 = (m_1 + m_2 - m_3 - m_4)c^2$ el valor Q de la reacción al estado base, y E_{exc} la energía de excitación del núcleo. Cuando se trata de una colisión inelástica $Q_0 = 0$, pero $E_{exc} \neq 0$, y entonces $Q = -E_{exc}$. En el caso de dispersión elástica $Q_0 = 0$, $E_{exc} = 0$, $E_3 = E_1$, y $E_4 = E_2 = T$, evocando la notación usada antes.

Haciendo referencia a la figura, se pueden escribir las siguientes ecuaciones de conservación de cantidad de movimiento, la primera sobre las proyecciones en la dirección del proyectil original, y la segunda sobre las proyecciones en dirección perpendicular a ella:

$$\sqrt{2m_1E_1} = \sqrt{2m_3E_3} \cos\theta_3 + \sqrt{2m_4E_4} \cos\theta_4, \quad (2.2.9)$$

$$0 = \sqrt{2m_3E_3} \operatorname{sen}\theta_3 - \sqrt{2m_4E_4} \operatorname{sen}\theta_4. \quad (2.2.10)$$

Las tres ecuaciones anteriores se pueden resolver simultáneamente eliminando dos parámetros cualesquiera. Generalmente se eliminan E_4 y θ_4 , para dar la llamada "ecuación Q " [Satchler]:

$$Q = \left(1 + \frac{m_3}{m_4}\right)E_3 - \left(1 - \frac{m_1}{m_4}\right)E_1 - \frac{2\sqrt{m_1E_1m_3E_3}}{m_4} \cos\theta_3. \quad (2.2.11)$$

para planear un experimento, lo más común es que se requiera calcular E_3 como función de θ_3 , siendo conocidos los demás parámetros. Entonces la solución se puede poner en la siguiente forma:

$$\sqrt{E_3} = v \pm (v^2 + w)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.2.12)$$

en donde :

$$v = \frac{\sqrt{m_1m_3E_1}}{m_3 + m_4} \cos\theta_3, \quad (2.2.13)$$

$$w = \frac{m_4Q + (m_4 - m_1)E_1}{m_3 + m_4}.$$

Una vez calculada E_3 , con las formulas anteriores se obtienen fácilmente E_4 y luego θ_4 :

$$E_4 = E_1 + Q - E_3, \quad (2.2.14)$$

$$\operatorname{sen}\theta_4 = \sqrt{\frac{m_3E_3}{m_4E_4}} \operatorname{sen}\theta_3 \quad (2.2.15)$$

Las reacciones energéticamente posibles son aquellas en que $\sqrt{E_3}$ (y por ende v) es real y positiva. Se puede analizar la factibilidad de que sucedan las reacciones; he aquí algunos ejemplos de reacciones exoenergéticas ($Q > 0$):

- a) Cuando E_1 es aproximadamente cero, como en el caso de reacciones provocadas por neutrones térmicos, $v = 0$,

$$E_3 = w = \frac{m_4 Q}{m_3 + m_4}, \quad (2.2.16)$$

y este valor es independiente de la dirección del proyectil. Los productos salen en todas las direcciones con la misma energía.

- b) El caso más común es cuando v y w son positivos. Entonces tiene sentido el signo (+):

$$E_3 = \left(v \pm (v^2 + w)^{1/2} \right)^2, \quad (2.2.17)$$

Si además $\theta_3 = 90^\circ$, $E_3 = w$.

- c) Cuando sucede que $w < 0$, ambos signos de la ecuación 2.2.12 tienen sentido físico, por lo que existen dos soluciones para un solo valor de θ_3 . Corresponden a emisiones hacia delante y hacia atrás en el sistema centro de masa.

Para reacciones endoenergéticas ($Q < 0$):

- a) Cuando E_1 es muy pequeña no hay solución.
 b) Al ir aumentando E_1 , hay un valor para el cual $v^2 + w = 0$ y repentinamente existe solución. Este se llama el umbral de la reacción E_{1u} , y en ese valor de la energía de bombardeo, $E_3 = v^2$, cuyo máximo valor sucede en $\theta_3 = 0^\circ$.
 c) Si se sigue aumentando E_1 , hay un intervalo en que $0 \leq (v^2 + w) \leq v^2$.
 d) Superado este intervalo, existe sólo una solución, la del signo positivo.

La dispersión elástica es el caso particular cuando $m_3 = m_1$, $m_4 = m_2$, $Q = 0$, y $\theta_3 = \theta_1$. La ecuación Q entonces se reduce a

$$E_3 = E_1' = E_1 K_m, \quad (2.2.18)$$

donde K_m es el factor cinemático obtenido de la dispersión elástica.

2.3 REACCIÓN NUCLEAR UTILIZADA PARA LA CARACTERIZACIÓN DEL DETECTOR

En esta sección se describe la reacción nuclear utilizada para la caracterización de nuestro detector, en el laboratorio del acelerador TANDEM del ININ. El objetivo principal de este apartado es enfatizar las limitaciones experimentales para la obtención de una haz de neutrones monoenergético.

Reacción	Valor Q MeV	Rompimiento (MeV)	ΔE_n Disponible (MeV)
${}^2H(d,n){}^3He$	+ 3.270	4.45	1.65-7.75

Tabla 1

En la tabla 1 se presentan algunas de las características de la reacción ${}^2H({}^2H,n){}^3He$ que es la que se utilizó durante el experimento de caracterización del centelleador plástico BC-408 y el fotomultiplicador RCA 4262.

Esta reacción que utiliza un isótopo del Hidrógeno y dado el valor Q permite tener neutrones con energías altas mientras que el elevado valor de la sección para esas reacciones permite a su vez tener flujos relativamente altos de neutrones.

Las reacciones nucleares que producen neutrones se inducen generalmente por haces de partículas cargadas a las que se les proporciona energía mediante el uso de un acelerador de partículas, haciéndose incidir a blancos apropiados.

Con la reacción ${}^2H({}^2H,n){}^3He$, se obtienen neutrones monoenergéticos en el intervalo indicado en la última columna de la tabla 1.

Los blancos generalmente se fabrican con el isótopo puro del elemento deseado, o incluso pueden usarse compuestos químicos que contengan al elemento que se requiere. Son generalmente sólidos, ya sea autosoportados o evaporados sobre una matriz o soporte. El elemento que compone la matriz debe tener un umbral alto para la producción de neutrones, además de tener una buena transmisión del calor proveniente del deposito de energía por el paso del haz incidente sobre el blanco.

Para una energía de bombardeo dada en una reacción específica, al detectar a un ángulo determinado a la partícula asociada (^3He), la energía del neutrón queda automáticamente determinada en razón de su correlación cinemática, como se indicó más arriba.

2.4 DETECTORES DE NEUTRONES

En esta sección se describen las técnicas más usadas para la detección de neutrones.

Como se mencionó anteriormente es particularmente difícil detectar neutrones debido a su ausencia de carga eléctrica por lo que un neutrón puede detectarse únicamente indirectamente a través de procesos nucleares que produzcan radiación ionizante dentro de un material sensible. Por ejemplo, el retroceso de un átomo ligero como el hidrógeno cuando algún neutrón lo dispersa o, en el caso de una reacción nuclear los productos de la reacción, que pueden ser partículas cargadas o rayos gama.

2.4.1 La técnica del tiempo de vuelo (TOF)

Conviene hacer unas consideraciones importantes sobre la técnica conocida de tiempo de vuelo *TOF* (por sus siglas en inglés que significa *time of flight*) ya que como veremos más adelante esta técnica permite conocer la energía del neutrón y su tiempo de recorrido, a su vez la convierte en una herramienta poderosa dentro de las técnicas de detección, además de ser una manera simple y elegante de obtener información. Para utilizar TOF es suficiente conocer únicamente la energía inicial del neutrón y la longitud de recorrido, por otro lado con este método podemos hacer una elección apropiada de las características que debe poseer un centelleador orgánico que va a ser utilizado en experimentos de detección neutrónica principalmente en tiempo de resolución.

Tomemos el caso de un neutrón monoenergético que es producido por alguna reacción nuclear. Deberá recorrer una distancia l hasta llegar a algún detector desde la fuente de emisión, el tiempo para neutrones con energía E lo podemos expresar como:

$$t = \frac{l}{v} = \frac{l}{\sqrt{2E/M}} \quad (2.4.1)$$

con la ec 2.4.1 es posible hacer el cálculo que nos permita hacer mediciones de energía de neutrones monoenergéticos basados en esta técnica. Generalmente en un detector

centelleador orgánico se utiliza como método de detección las reacciones nucleares causadas por los neutrones en su interior, como lo detallaremos en la siguiente sección. En la práctica, el detector se conecta a un analizador multicanal, que coloca por separado el número de los eventos Z_i en intervalos iguales del tiempo, es decir $t_{i+1} - t_i$. Así el espectro entero del neutrón se puede obtener en una medida. Si el tiempo de vuelo se da en microsegundos, la trayectoria de vuelo en metros, y la energía del neutrón en electrón-volts, de la ec 2.4.1 podemos escribir entonces:

$$\frac{t}{l} = \frac{72.3}{\sqrt{E}} \quad (2.4.2)$$

La exactitud en las medidas de energía con TOF esta relacionada con las incertidumbres en el tiempo de vuelo Δt y en la trayectoria de vuelo Δl . Δt esta compuesta de la anchura del pulso de la fuente de neutrones (si se usa una fuente pulsada en el acelerador) así como el tiempo de resolución del detector y de la electrónica asociada. En general, la incertidumbre en la longitud de trayectoria de vuelo se puede despreciar en comparación con la incertidumbre en el tiempo de vuelo; así que con las consideraciones anteriores podemos escribir:

$$\Delta E = \left| \frac{\partial E}{\partial t} \right| \Delta t = 2E \frac{\Delta t}{t} \quad (2.4.3)$$

con la ayuda del ec 2.4.2 entonces $\Delta t/l$ en $\frac{\mu\text{sec}}{m}$ donde E esta eV, la ΔE será:

$$\Delta E = 0.028 \frac{\Delta t}{l} E^2 \quad (2.4.4)$$

tomando valores de condiciones experimentales reales podemos ver por ejemplo cuál sería el tiempo de vuelo de un neutrón con una energía inicial de 4.45 MeV que es la misma como se puede ver en la tabla 1 con la que sale dispersado(Rompimiento), consideremos también la longitud de vuelo desde la cámara hasta el detector que conformará nuestro arreglo de detectores. A manera de ejercicio tomemos este valor de $\Delta x = 5m$ y considerando que la energía de un neutrón no relativista la podemos expresar como $E_n = \frac{1}{2}mv^2$ despejando la velocidad de la ecuación anterior podremos obtener el tiempo que le tomaría viajar al neutrón hasta el detector, supongamos también que no

experimentará ninguna colisión durante su viaje, así que $v = \sqrt{\frac{2E_n}{m}}$ de tal manera que el tiempo $\Delta t = 1.75 \times 10^{-7} \text{ seg}$ que son 175 ns este tiempo es el que le tomaría llegar a un detector situado a esta distancia (5m) ahora si nuestro detector tiene una longitud de 30cm este deberá tener una respuesta temporal al menos de 5ns para no perder información debida al centelleo pues el tiempo que le tomaría al neutrón atravesarlo sería apenas de 10.58 ns.

2.4.2 Centelleadores orgánicos como detectores de neutrones

Existen materiales, llamados centelleadores, que tienen la propiedad de producir luz visible como respuesta al paso de radiación ionizante. Esta propiedad ha sido utilizada por mucho tiempo para construir detectores de radiación con base en estos materiales.

El caso de los centelleadores orgánicos es particularmente interesante para la detección de neutrones por su alto contenido en hidrógeno. De esta manera, los protones retrodispersados por los neutrones que penetran el material, provocan ionizaciones y excitaciones moleculares en el medio. Estas alteraciones, como veremos más adelante, se traducen en producción de luz visible. Los buenos materiales centelleadores son aquellos que además, son transparentes a la longitud de onda de la luz que producen.

Un sistema de detección de neutrones estaría constituido por tres grandes dispositivos fundamentales. Estos son: el material que interactúa con ellos (centelleador), tubos fotomultiplicadores y la electrónica nuclear involucrada para el procesamiento de las señales entregadas a los sistemas de cómputo, que son los que nos proporcionan información útil.

Las cualidades más importantes de un centelleador orgánico que va a ser utilizado como detector de neutrones son las siguientes:

- Eficiencia de centelleo
- Respuesta temporal
- Discriminación de rayos gama y
- Resolución de energía

Eficiencia

La eficiencia de centelleo se define como la fracción de la energía depositada que aparece como luz. La eficiencia absoluta del mejor centelleador es relativamente baja, alrededor de 7% para NaI y 3.5% para antraceno, que es el mejor centelleador orgánico. Cabe mencionar que la desexcitación sin la producción de radiación se llama apagamiento (quenching); la presencia de diminutas cantidades de impurezas en el centelleador orgánico puede producir apagamiento y por lo tanto una reducción en la eficiencia de centelleo.

Un detector centelleador orgánico para neutrones va a tener una mayor eficiencia absoluta, en la medida que la probabilidad de ocurrencia de una colisión elástica n-p ocurra y de que la eficiencia de centelleo sea igualmente mayor. Para un mismo material centelleador, se consiguen mayores eficiencias absolutas con detectores físicamente más grandes.

No todas las aplicaciones requieren de altas eficiencias de detección de neutrones y es común encontrar detectores de neutrones pequeños (unos pocos cm^3 , o incluso más chicos), con baja eficiencia, para dosimetría. Sin embargo en otras aplicaciones (estudios de rayos cósmicos o experimentos de física nuclear y de partículas elementales) se construyen detectores enormes (hasta de varios m^3), muchas veces segmentados [Neutron Wall].

Resolución temporal

La resolución temporal del detector es una propiedad muy importante de los detectores de neutrones, especialmente en conexión con la técnica del tiempo de vuelo (TOF), muchas veces utilizada para medir la energía de los neutrones. Para esta aplicación específica, la resolución necesaria depende de la longitud recorrida por los neutrones, que va de unos pocos metros hasta centenas, pero típicamente se requiere para neutrones rápidos del orden de 1 nanosegundo o menor, y hasta 1 microsegundo en el caso de neutrones lentos (eV y térmicos) [Knoll]. En las aplicaciones para medición de tiempos se debe poner especial atención al tiempo de subida y a la σ de los pulsos de luz creados en el centelleador, existen centelleadores especialmente formulados para propósitos de medición de tiempos muy cortos.

Discriminación de partículas gama

En todas las aplicaciones en las que la detección de neutrones es requerida, es necesario separarlos de los rayos gama que inevitablemente están presentes, ya sea como consecuencia de la radiactividad natural o por efecto del mismo mecanismo que produce

neutrones (aceleradores, reactores, etcétera). La interferencia puede usualmente reducirse mediante el uso de detectores de tamaño conveniente, sin embargo el descubrimiento de que la forma temporal del pulso luminoso generado en algunos materiales centelleadores es diferente para neutrones y gamas, incrementó notablemente la capacidad de detectar neutrones sin ambigüedad, lo que sin lugar a dudas, posibilita la obtención de resultados experimentales con bajos errores [Brooks].

Para centelleadores orgánicos es común encontrar sistemas electrónicos que separan neutrones de gamas, sin que el nivel de corte impuesto en la señal para la eliminación de las mismas, implique la pérdida de los eventos de neutrones y con ello se pierda información que útil proveniente de la reacción de estudio.

El material centelleador utilizado para los detectores desarrollados en este trabajo, no posee esta propiedad intrínseca, por lo que la discriminación neutrón-gama sólo puede llevarse a cabo mediante la técnica de tiempo de vuelo, en el caso en que éste puede medirse.

Resolución en energía

Una característica muy importante para la aplicación en espectroscopia de neutrones la constituye la resolución en energía que tenga el detector. Se busca obtener que de los espectros de altura de pulso que se obtengan con el sistema de detección, se infiera el espectro de energías de los neutrones incidentes, la resolución en energía de un contador de centelleo usualmente se determina tomando una muestra de los pulsos de salida del detector con un analizador de altura de pulsos, la resolución en energía para centelleadores se define como:

$$R = \frac{FWHM}{H_0}$$

donde FWHM es la máxima anchura del pulso de la energía total del pico observado en el analizador y H_0 es la máxima altura correspondiente al mismo pico.

2.5 Desarrollo de detectores de centelleo para neutrones

Con la finalidad de tener una visión del esfuerzo realizado a lo largo de casi 5 décadas por tener mejores detectores de neutrones usando centelleadores orgánicos en la actualidad y desde luego para sensibilizar nuestra apreciación sobre las implicaciones y dificultades que tienen los desarrollos tecnológicos en este campo, en la presente sección se hace una revisión de los que en mi opinión han tenido un impacto importante en la situación actual de la instrumentación en espectrometría de neutrones.

La primera medición de neutrones y propiamente expresado su descubrimiento, fue hecho por Chadwick en 1932. Partículas α provenientes de una fuente de Polonio interactuaban con un blanco de Berilio creando neutrones de energía desconocida, se supo entonces que los neutrones no podían ser observados directamente, fue así que al colocar un bloque de parafina entre una fuente emisora y un detector Geiger-Müller se causaron señales evidentes en este aparato, dichas señales eran ocasionadas por los protones de recule de la interacción neutrón-protón. Estas colisiones ocurrían con los núcleos de Hidrógeno contenidos en abundancia en la parafina.

Chadwick estimó la energía de los protones usando pequeñas hojas de aluminio de diferentes groesos mismos que correspondían en función de su espesor a la energía que aparecían en los cálculos asumiendo colisiones frontales entre los neutrones y protones de la parafina, es así que a partir de este momento surgió la imperiosa necesidad de contar con

instrumentos más sofisticados y desarrollados para hacer estudios de lo que hoy conocemos como física de neutrones y que en buena parte contamos con un buen entendimiento gracias a los importantes desarrollos tanto en haces productores de neutrones como en detectores de estas partículas.

El desarrollo de los centelleadores tanto plásticos como líquidos ha sido impresionante, su versatilidad los convirtió en materiales usados prácticamente en todos los laboratorios donde se construyen detectores de diferentes partículas y desde luego también para dosimetría de radiaciones en aplicaciones de la medicina nuclear.

Los centelleadores orgánicos contienen una gran cantidad de átomos de hidrógeno ($H/C \approx 1$) y una densidad de alrededor (1.03 g/cm^3), como la sección de dispersión del hidrógeno es de 2.5 barns para neutrones de 2.5 MeV, un detector orgánico pequeño de 1 a 2 centímetros de espesor es suficiente para detectar neutrones desde unos cientos de keV hasta varios MeV, con eficiencias de detección del orden del 10 por ciento. Como se vio anteriormente la eficiencia de detección de neutrones para un centelleador orgánico, que también es función de la energía, puede incrementarse aumentando el volumen.

Los primeros centelleadores que se utilizaron para detectar neutrones rápidos fueron los orgánicos [Bell], en la actualidad y debido al importante desarrollo que han tenido los foto multiplicadores y desde luego la electrónica nuclear (NIM), es posible detectar neutrones en un rango dinámico muy amplio (desde los 10 keV hasta centenas de MeV).

Con el desarrollo de los detectores orgánicos líquidos ha sido posible la construcción de detectores con gran volumen para aplicaciones muy específicas, por ejemplo Reines [F. Reines et al.] y Diven [B.C. Diven et al.], para experimentos con neutrones de fisión. Para estos casos los detectores fueron cargados con cadmio o gadolinio de forma que los neutrones después de ser moderados por hidrógeno del centelleador son capturados en el cadmio, registrándose el gama de captura con hasta $30 \mu\text{s}$ de retraso con respecto al pulso inicial de la dispersión en el hidrógeno. Con esta misma idea, Bollinger [Bollinger et al.] utilizó Boro en lugar de cadmio, ya que también tiene una sección eficaz muy alta para la captura de neutrones. En este caso la diferencia en tiempo entre las dos señales era de $0.5 \mu\text{s}$. Diven [B.C. Diven et al.] también usó un detector orgánico líquido con gran volumen para la medida de secciones de procesos (n, γ) , aprovechando la alta eficiencia del detector, por su volumen, para la detección de los rayos gama emitidos. Para eliminar los

pulsos debidos a la captura de los neutrones moderados en el centelleador por el hidrógeno mismo, que producen gamas con energía de 2.2 MeV, se cargó el detector con Boro, para favorecer las reacciones (n, α) en Boro.

Sin embargo, las buenas características de la respuesta temporal en los detectores orgánicos ($\leq 1ns$) comparado con el tiempo que el neutrón ocupa en atravesar el detector, permite tener, con una fuente de neutrones pulsada, y un tiempo de vuelo del neutrón relativamente grande, por ejemplo resoluciones en energía de una parte en 10^4 .

El descubrimiento de que los pulsos producidos por algunos centelleadores para neutrones y gamas son diferentes permitió el diseño y la construcción de sistemas electrónicos de discriminación n -gama [F.D.Brooks] [M.L.Roush et al]. .

En el pasado, el liquido centelleador NE-213 [Nuclear Enterprises], el cual posee excelentes propiedades de discriminación $n-\gamma$, jugó un papel principal en toda la espectroscopía de neutrones. Recientemente los materiales producidos por Bicon han reemplazado al anterior por ejemplo el BC-501A [Knoll][Bicon Coporation].

Una aplicación que resultó muy apreciada, es el uso de los centelleadores orgánicos como espectrómetro de neutrones. Para ello, como la respuesta en luz del centelleador depende de la energía del protón de recale producido por los neutrones, mediante un programa de simulación Monte-Carlo, es posible derivar el espectro de energía de los neutrones incidentes.

Finalmente, los centelleadores orgánicos para neutrones han sido ampliamente usados durante décadas para toda la investigación en física de neutrones ya que poseen la mayoría de las características descritas al inicio de esta sección, la descripción detallada del proceso de centelleo, se explica en el apéndice A.

2.6 DETERMINACIÓN DE LA RESPUESTA EN LUZ DE LOS DETECTORES ORGÁNICOS

Consideremos un detector con dimensiones pequeñas, es decir ideal donde se pueda suponer dispersiones simples sobre átomos de Hidrógeno (H) y carbono (C) de tal manera que podamos calcular el número de protones de retroceso producidos en el centelleador, el cual supondremos con geometría cilíndrica.

Sea N_0 el número de neutrones incidentes paralelos al eje del centelleador con energía E_n , L es la longitud del centelleador, n_H y n_C el número de átomos de hidrógeno y de carbono por cm^3 . Por ultimo σ_H y σ_C son la secciones eficaces de dispersión para H y C a la energía E_n respectivamente. Entonces, N_1 el número de protones de retroceso será, sin considerar dispersión múltiple:

$$N_1(E_n, L) = N_0 n_H \sigma_H (1 - \exp(-\Sigma_T L)) / \Sigma_T$$

en donde $\Sigma_T = n_H \sigma_H + n_C \sigma_C$ es la sección eficaz macroscópica.

Si definimos la eficiencia $\varepsilon(E_n, L)$ del centelleador como el cociente de $\frac{N_1}{N_0}$ entonces tendremos:

$$\varepsilon(E_n, L) = n_H \sigma_H (1 - \exp(-\Sigma_T L)) / \Sigma_T$$

Para obtener el espectro de los protones de retroceso tenemos:

Sea ψ el ángulo de dispersión del neutrón en el sistema centro de masa, (CM) y considerando la cinemática de la colisión, la energía de retroceso será:

$$E_p(\psi) = \frac{1}{2} E_n (1 - \cos \psi)$$

lo cual da:

$$dE_p = \frac{1}{2} E_n \sin \psi d\psi$$

para el número de protones de retroceso entre E_p y $E_p + dE_p$. De aquí se concluye que si tenemos dispersión simple y suponemos además que la dispersión es isotrópica en el sistema CM, es decir: $\sigma(\psi, E_n) = \frac{\sigma_T}{4\pi}$ entonces,

$$N(E_p) dE_p = \begin{cases} N_1 [\sigma(\psi, E_n) / \sigma T] 2\pi \sin \psi d\psi = (N_1 / E_n) dE_p \rightarrow \text{para } E_p < E_n \\ 0 \rightarrow \text{para } E_p > E_n \end{cases}$$

es decir, la distribución teórica del espectro de protones de recule tiene una forma rectangular (ver sección 2.2), sin embargo en general lo que interesa aquí es la integral del espectro de protones de retroceso, es decir, el número de protones $I(B)$ con energía tal que exceden un cierto valor B de corte, que da el mínimo valor en altura de pulso que debe tener la señal para que sea procesada, es decir:

$$I(B) = \int_B^{E_n} N(E_p) dE_p = N_1 \left(1 - \frac{B}{E_n} \right) \text{ con } B < E_n$$

Un punto muy importante en el análisis de datos experimentales es la determinación de N_1 cuando $I(B)$ es medido [Schwarz et al.].

Sin embargo la forma rectangular de la distribución se distorsiona por la influencia de varios factores entre los cuales se encuentran: fluctuaciones estadísticas en el proceso de centelleo y en la electrónica asociada, desviaciones en la isotropía para la sección de dispersión n-p, dispersión múltiple que incluye dispersión sobre átomos de carbono o bien procesos inelásticos, efectos de borde sobre el detector, la falta de linealidad en el proceso de formación de luz en el centelleador y por último la dependencia de la respuesta en luz con respecto al ángulo de incidencia del neutrón.

Un parámetro de suma importancia en la evaluación de la respuesta (eficiencia) de un centelleador es la determinación de la fracción de pulsos cuya amplitud esta por encima del limite en la altura de pulso la cual es posible observar. Es claro que la eficiencia del centelleador dependerá del valor de la sección eficaz para el proceso (**n-p**).

Si por el contrario consideramos ahora un detector cuyas dimensiones son tales que la probabilidad de interacción del neutrón es alta ($n\sigma_n \cong 1$) lo que indica una elevada probabilidad de una segunda interacción dentro del centelleador, podemos suponer entonces que el neutrón cederá parte de su energía a diferentes protones de retroceso a través de diferentes interacciones en el centelleador. Si consideramos entonces que la mayoría de la energía inicial del neutrón (~90%) será depositada en el detector antes de que el neutrón sea absorbido o escape del mismo, la luz generada por todos esos protones de retroceso producidos por un sólo neutrón será convertida a fotoelectrones de forma que un sólo pulso por neutrón incidente sea amplificado en el fotomultiplicador. Debido a lo

anterior puede considerarse que la altura del pulso será entonces menor que la energía inicial del neutrón si ésta fuera totalmente cedida a un sólo protón de retroceso, y si consideramos además que la respuesta no es lineal, entonces la luz generada por un neutrón de energía dada dependerá de la distribución de energías de los protones producidos en el centelleador. El conocimiento detallado de la respuesta en luz es útil para calcular el espectro de altura de pulso de neutrones en el detector, se usa además para determinar la eficiencia absoluta del mismo en función de la energía del neutrón considerando el nivel de corte por debajo del cual no se registran eventos.

A lo largo del tiempo muchos detectores de neutrones han sido caracterizados en diversos laboratorios y por diferentes grupos de investigación. El método de la partícula asociada es el que permite determinar con menor error experimental la eficiencia absoluta. El primer experimento que se realizó para obtener la respuesta en luz utilizando un material de Nuclear Enterprises fue hecho por Batchelor [R. Batchelor] con neutrones de 1 a 20 MeV, encontrando que el pulso de luz emitido por unidad de energía de protón $\frac{dL}{dE_p}$ decrece a medida que la energía perdida por unidad de longitud en el centelleador aumenta, encontrando también que para energías de neutrones por arriba de 5 MeV, la relación se comportaba de una manera lineal, es decir: $L = E_p - 2.1MeV$. Posteriormente Verbinsky [V. Verbinsky] usando neutrones de 0.2 a 22 MeV, encontró que para energías de 0.3 a 4.0 MeV, la respuesta en luz sigue la relación $L = E_p^{1.57}$. La respuesta en luz para energías por debajo de 200 keV fue en este trabajo, calculada a partir de las formulas empíricas de Birks [Birks et al.]. Sin embargo Furata posteriormente, midió experimentalmente la respuesta para este detector hasta 52 keV de energía en el protón de retroceso, encontrando que sus datos concuerdan con los cálculos obtenidos por Verbinsky [V. Verbinsky et al.], a energías por debajo de los 200 keV.

III DESARROLLO EXPERIMENTAL

3.1 Diseño y geometría del Detector

Como se mencionó anteriormente, el desarrollo final del arreglo de detectores se ha proyectado para contener una pared de 19 detectores con geometría hexagonal, el diseño propuesto del conjunto de centelleadores, es tal como se muestra en la Fig. 3.1.1.

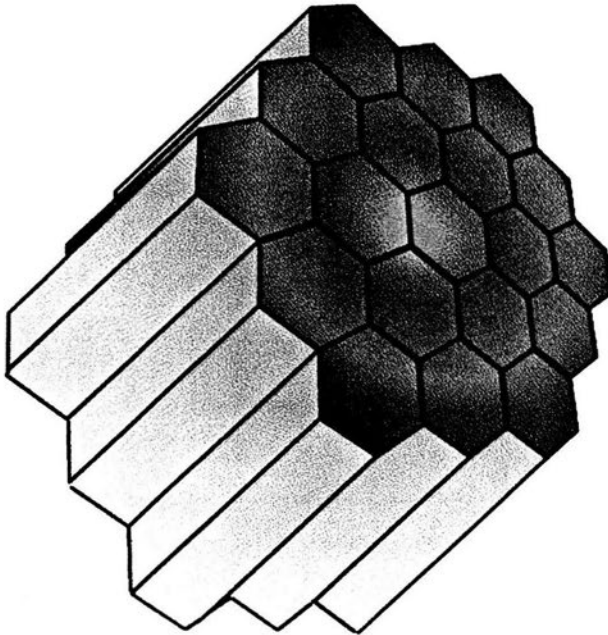


Fig.3.1.1 Modelo del detector segmentado en 19 secciones.

3.1.2. Corte del material centelleador

Para obtener los sólidos hexagonales se requirió cortar y procesar una placa de material centelleador de 1.80 metros de largo por 1.20 de ancho.

Primero se hicieron cortes para obtener placas de 60 centímetros de largo por 120 centímetros de ancho, se utilizó una máquina de corte DYE de $1m^3$ de capacidad en la cual se dispuso la placa de plástico (Bicron BC-408) con ángulos de 60 grados con respecto a

la horizontal y se emplearon cortadores de carburo de tungsteno de $\frac{1}{4}$ " de diámetro por 2 $\frac{1}{2}$ " de largo.

La velocidad de corte fue de 500 rpm con un avance de 100 mm/min con una profundidad de 0.5 a 1mm, fue necesario también la aplicación de aire comprimido como refrigerante dado que el punto de fusión del material centelleador es muy bajo en esta clase de materiales [Bicron]. El proceso de rectificación de las caras adyacentes es un proceso delicado; para ello se usó un centro de maquinado Bridgeport de control numérico computarizado ajustando una precisión de rectificado de $\pm 0.00025in$ y una repetibilidad de $\pm 0.00015in$.

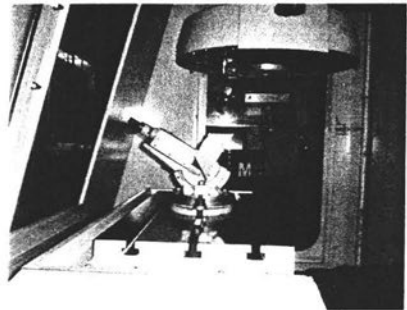
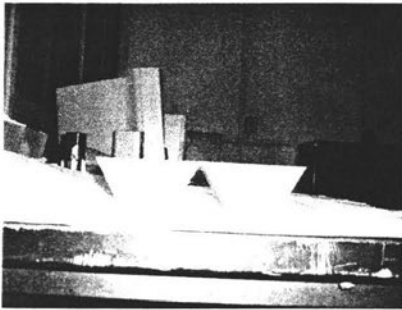


Fig.3.1.2. Cortes transversos del centelleador y rectificado en el centro de maquinado computarizado.

3.1.3 Pegado del material centelleador

Una vez concluido el proceso de corte y rectificación se procedió al pegado de las partes que conforman al hexágono. Para dicho proceso se utilizó pegamento óptico Bicron (BC-600).

Fue necesario realizar pruebas sobre algunos centelleadores sobrantes para implementar una técnica adecuada antes de hacer el pegado definitivo sobre los bloques para observar como se obtenía una mejor unión entre las partes.

Cabe hacer notar que el pegamento BC-600 debe guardarse en un lugar fresco o en un refrigerador. Tiene una vida dentro del estante de aproximadamente seis meses según el fabricante. Es importante evitar la exposición a la humedad. Antes de usar la resina que debe permanecer sellada hasta que logre la temperatura del laboratorio. en caso de que la

resina se haya solidificado, es necesario calentarla en un horno a 50 °C hasta que la resina sea disuelta y presente un aspecto completamente transparente.

La mezcla para hacer el pegamento debe ser: 100 por 28 partes por peso de resina y endurecedor respectivamente [Bicron]. Las burbujas de aire fueron retiradas por técnicas de vacío (una exposición breve en una cámara bajo efecto centrifugado para evacuar burbujas de aire producidas en el pegamento) posteriormente se deja reposar la mezcla durante 20 minutos lo que permite que las burbujas restantes de aire salgan a la superficie.

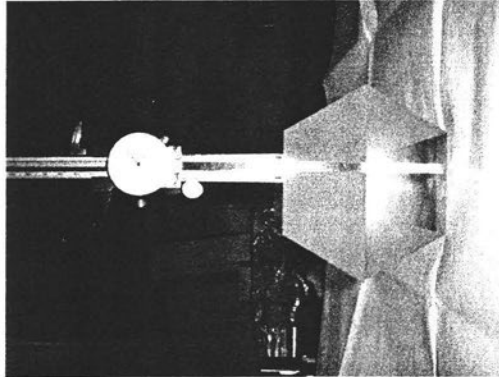


Fig.3.1.3. Comprobación de la altura de los sólidos

En cuanto a la preparación de las superficies (caras) que fueron unidas, éstas se enarenaron con papel silicón carburo y se limpiaron con alcohol isopropílico. Posteriormente se aplicó el cemento y se procedió a unir los plásticos.



Fig.3.1.4. Preparación de las piezas y unidas después de aplicar el cemento Bicron.

El cemento se aplicó a ambas superficies, cuando llegaba a salir algún excedente por la presión entre los plásticos se recogió con una espátula y se reutilizó. El pegado fue hecho en días calurosos, la temperatura del laboratorio indicaba 27°C, en estas condiciones la

resina tomó entre 3 y 4 horas para a endurecer parcialmente, en 24 horas endureció definitivamente, aunque el fabricante [Bicron] recomienda dejar reposar 72 horas para lograr la dureza máxima.

3.1.4.Rectificado y pulido de las caras de los centelleadores.

Teniendo listos los primeros sólidos hexagonales se procedió a preparar una de las caras laterales para recibir al fotomultiplicador, es decir realizar el acoplamiento óptico y mecánico entre el centelleador y el TFM. Este proceso comprendió varias etapas, la primera de ellas fue rectificar las caras en el torno una vez conformado el prisma Fig.3.1.6.

Posteriormente se requirió pulir una de las superficies hasta obtener un acabado libre de asperezas, con este procedimiento es posible observar a simple vista hacia el interior del sólido centelleador claramente.

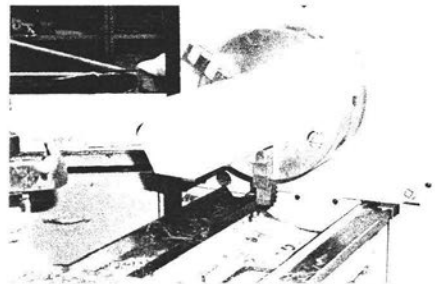
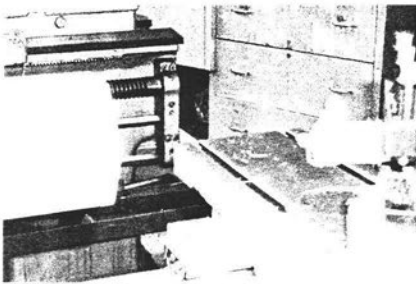


Fig.3.1.5.Primer rectificado y pulido burdo en el Torno

El siguiente proceso de pulido se hizo a mano empleando lijas de agua de la marca Fandeli de grano muy fino empezando con grado 1000 y terminando con grado 2000.

Para el acabado final se utilizaron pulidores en polvo sobre una superficie de fieltro y con movimientos rectos muy suaves.

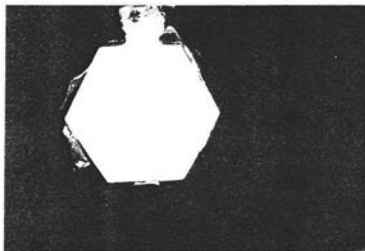


Fig.3.1.6.Caras pulidas y listas para recibir al TFM

3.1.5. Aislamiento de luz exterior con papel aluminio

Para proteger de toda contaminación por luz al interior del centelleador es necesario cubrir el cuerpo del sólido con papel aluminio, resultó favorable cubrir al detector con forro para películas fotográficas lo que contribuyó a aislar de la luz exterior al centelleador.

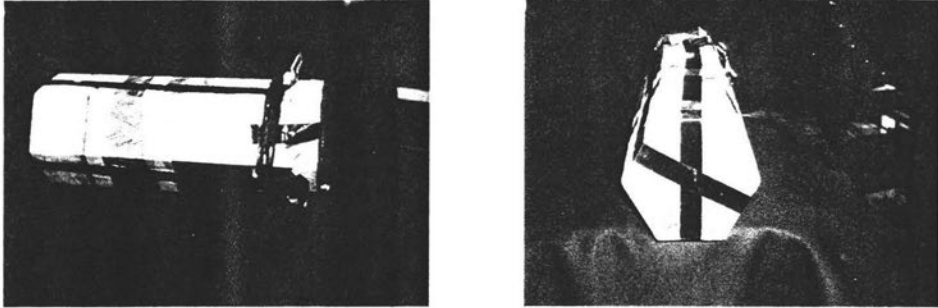


Fig.3.1.7. Aislamiento (de luz) del centelleador con papel aluminio, cabe notar que todo esta cubierto salvo la cara que recibe al fotomultiplicador

3.1.6. Acoplamiento óptico de los centelleadores con los tubos fotomultiplicadores.

El acoplamiento del TFM con el cuerpo del sólido del centelleador se realiza aplicando grasa óptica sobre la cara del centelleador donde se hará el acoplamiento, así como del TFM. Este tipo de acoplamiento permite la mayor transmisión de fotones del centelleador al fotomultiplicador y, a diferencia de un acoplamiento con cemento óptico, se conserva la posibilidad de separar ambos elementos en caso de necesidad

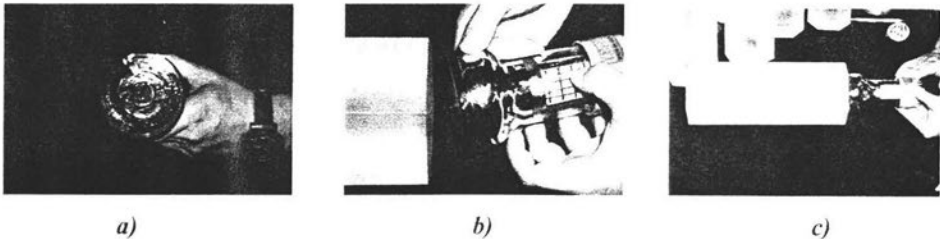


Fig.3.1.8. a) Ventana primaria del fotomultiplicador b) acoplamiento al sólido centelleador c) acoplamiento óptico-mecánico final

3.2 Diseño y construcción del divisor de voltaje.

El Fotomultiplicador (TFM).

El fotomultiplicador es un dispositivo que permite detectar luz con alta sensibilidad. Fabricado básicamente de un elemento (fotocátodo) en donde, por efecto fotoeléctrico, se

produce un electrón (fotoelectrón) que es acelerado hacia una serie de electrodos (dínodos) debido al campo eléctrico creado por una tensión suministrada externamente. Este fotoelectrón inicial va siendo multiplicado en las distintas etapas a su paso por los dínodos obteniéndose en el último de ellos (ánodo) una corriente apreciable que sobre una resistencia de carga adecuada puede formar un impulso de tensión detectable. Los fotones producidos por el centelleador tras la detección de la partícula en cuestión son emitidos en unos pocos nanosegundos y la respuesta del fotomultiplicador consiste en un único impulso de amplitud proporcional a este número de fotones y como se describe en el apéndice, normalmente es también proporcional a la energía depositada por la partícula en el material centelleador.

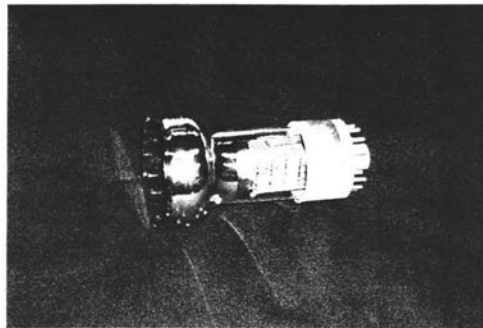


Fig.3.2.1. Tubo fotomultiplicador (TFM) RCA 4523.

El voltaje que se aplica a los dínodos del tubo fotomultiplicador se suministra comúnmente por medio de un divisor de voltaje que consiste en un arreglo de resistencias conectadas en serie.

La técnica que más se utiliza para implementar el divisor de voltaje es la de aterrizar el ánodo y aplicar un voltaje negativo al cátodo [RCA]. Este esquema elimina la diferencia de potencial entre el circuito externo y el ánodo, facilitando la conexión de circuitos tales como amperímetros o amplificadores operacionales, convertidores de corriente a voltaje al fotomultiplicador. Es importante mencionar que cuando se utiliza esta configuración, cualquier objeto metálico que se aproxime demasiado al TFM puede ocasionar que algunos electrones lleguen a las paredes provocando ruido excesivo en las señales producidas por el fotomultiplicador. Otra manera de construir un divisor de voltaje para polarizar los dínodos, es la de aterrizar el cátodo, de tal manera que el ánodo queda a un alto voltaje positivo (puede ser también negativo). Si se usa este esquema entonces es necesario conectar un

condensador en serie con el ánodo, el cual sirve para desacoplar el alto voltaje aplicado al ánodo de la señal que se quiere conectar a los circuitos externos al tubo fotomultiplicador. Para diseñar el circuito de salida del divisor de voltaje del fotomultiplicador [Villarreal], debemos de hacer las siguientes consideraciones, el circuito simplificado del circuito de salida del TFM es el que se muestra en la figura 3.2.2.

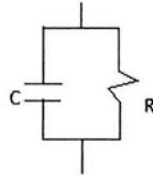


Fig.3.2.2. Circuito simplificado del circuito de salida del TFM.

En esta figura, R representa la resistencia total que se conecta al fotomultiplicador y el condensador C representa todas las capacidades que intervienen en el circuito. Por otro lado para simplificar podemos suponer que la corriente que entra en el circuito es de la forma $I_0 e^{-t/\tau}$, donde τ representa el tiempo característico en que decae la luz. Entonces el voltaje que existe entre los extremos de la resistencia está dado por la ecuación diferencial:

$$V(t) + RCV'(t) = RI_0 e^{-t/\tau}$$

En donde la $V(t)$ representa la diferencia de potencial en los extremos de la resistencia y la solución está dada por:

$$V(t) = \frac{I_0 \tau}{\tau - RC} (e^{-t/\tau} - e^{-t/RC})$$

Al analizar esta expresión nos podemos dar cuenta de dos casos importantes: uno es el voltaje que se obtiene con $RC \ll \tau$ para este caso la expresión para el voltaje se reduce a:

$$V(t) = RI_0 e^{-t/\tau}$$

esta expresión nos deja ver que la amplitud del voltaje de salida en este circuito es proporcional a la amplitud de la corriente que circula en el TFM, pero más relevantemente, que la forma del pulso depende de la forma en que decae la luz en el centellador. Por lo tanto esta configuración nos permite estudiar la forma en que decae la luz emitida por el material centelleador, mediante el análisis de la forma de pulso.

Una consideración importante al momento de diseñar el divisor de voltaje tiene que ver con la corriente que circula en el divisor de voltaje.

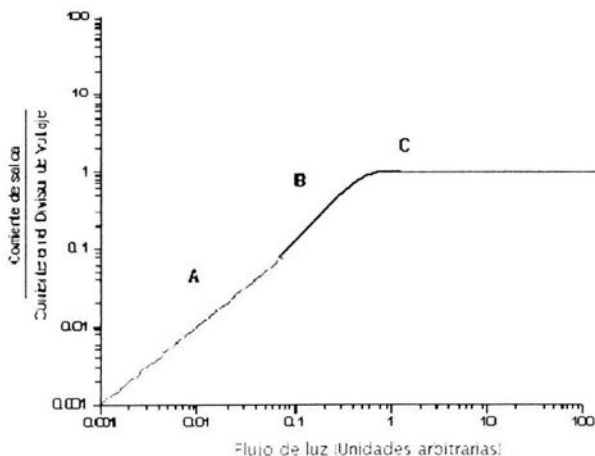


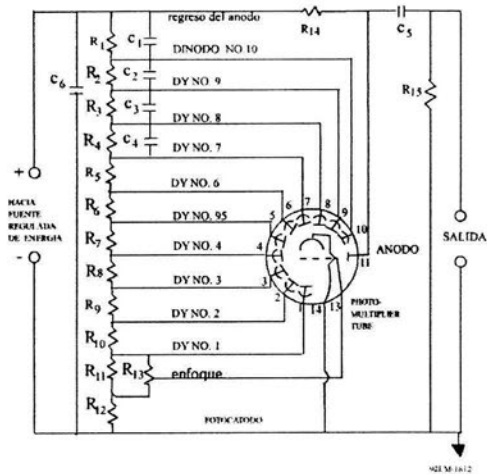
Fig.3.2.3 Comportamiento del TFM [RCA CATALOG].

Como se puede notar, en la región A el fotomultiplicador tiene un comportamiento lineal. Sin embargo cuando el flujo de luz llega a la región B la respuesta del fotomultiplicador deja de ser lineal, este comportamiento es causado por un incremento en el voltaje de los dínodos que resulta de la redistribución de el voltaje perdido entre el último dínodo y el ánodo, cuando el flujo de luz a la entrada de el fotomultiplicador se incrementa, la corriente de salida en el ánodo se comienza a saturar en un valor cercano al valor de la corriente en el divisor de voltaje (región C), debido a la propagación de la pérdida de voltaje en los últimos dínodos. Por lo tanto el limite superior dinámico para el fotomultiplicador está determinado por la corriente del divisor de voltaje. Para prevenir este problema se sugiere que la corriente en el divisor se mantenga por lo menos a un valor 20 veces mayor que la corriente en el ánodo.

3.2.1. Proceso de construcción de la base del fotomultiplicador

Dadas las consideraciones anteriores, en esta sección se procederá a describir el desarrollo técnico que se realizó para obtener el circuito de las bases (divisores de voltaje) de los fotomultiplicadores RCA 4523, cabe mencionar que estas bases fueron diseñadas exclusivamente para ser acopladas a este fotomultiplicador y para el aparato que suministra

el voltaje proveniente de la fuente LECROY 1451 (HIGH VOLTAGE MODULE) que provee un potencial negativo, lo que hacen exclusivas de este instrumento dichas bases. El diagrama de conexión del circuito y los valores de cada uno de los componentes que intervienen se muestran a continuación.



3.2.1 Diagrama de conexión de la base del fotomultiplicador RCA 4523

TABLA DE COMPONENTES

Componente	Valor
R1-R10	470K Ω
R11	750K Ω
R12	5M Ω
R13	1M Ω Pot
R14	1M Ω
R15	1K Ω
C1	0.05 μF 500V
C2	0.02 μF 500V
C3	0.01 μF 500V
C4	0.005 μF 500V
C5-C6	0.005 μF 3000V

Tabla 2

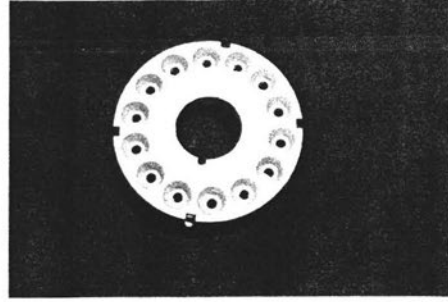
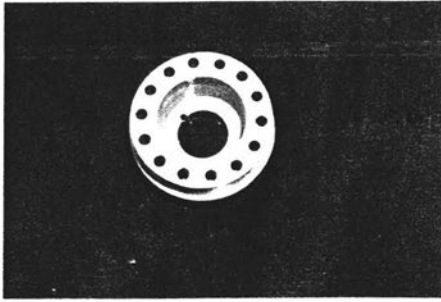


Fig. 3.2.2. Bases de baquelita sin ningún componente colocado.

En las fotografías se muestran la cara frontal y anversa de las bases de baquelita donde fueron montados todos los circuitos que suministran el voltaje a cada uno de los díodos del TFM.

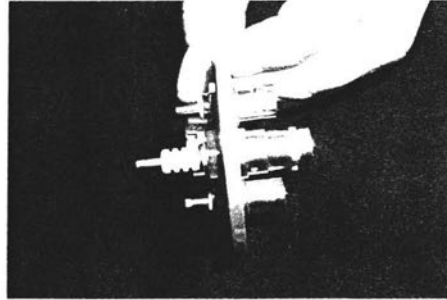


Fig.3.2.3. Soporte y chasis de los conectores.

En el taller del IFUNAM se maquinaron en el torno las placas de aluminio para soportar los conectores BNC y SHV, además de sostener también al potenciómetro que controla el enfoque de la rejá en el interior del TFM, posteriormente se realizó todo el conexionado entre las resistencias, capacitores y potenciómetro al chasis, poniendo especial cuidado en el aislamiento de las partes metálicas y los conectores del circuito, ya que las bases trabajarán a altos valores de voltaje, y aun cuando la corriente es del orden de microamperes es importante poner atención para no sufrir alguna descarga en el usuario.

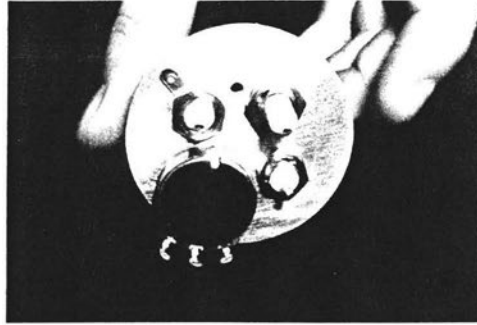


Fig.3.2.4. Vista frontal de las conexiones de los BNC, SHV y potenciómetro de enfoque.

Una vez concluidas las bases de chasis se procedió a ensamblar las de baquelita con todos los componentes electrónicos que intervienen para manipular al TFM, en la fotografías mostradas (Fig.3.2.4) se muestra cómo los conectores de las resistencias y los conectores metálicos deben estar perfectamente aislados con termofit, en la foto de la derecha se muestra la parte que recibe los alfileres de conexión del TFM.

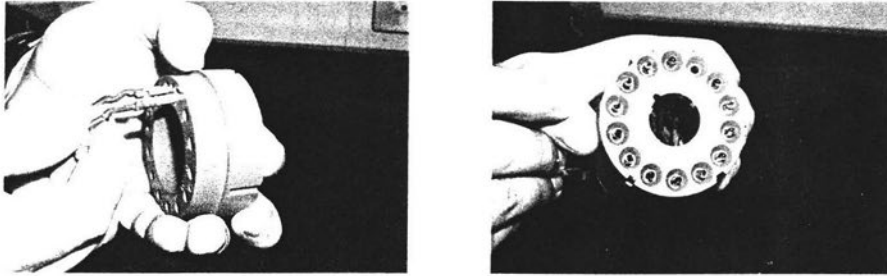


Fig. 3.2.5. Montaje de los conectores con las resistencias sobre la base de la baquelita

Las uniones entre los componentes se soldaron y una vez concluida toda la serie junto con los capacitores, se realizó una limpieza con alcohol isopropílico para retirar los residuos de la resina para soldar y evitar la corrosión, a continuación se verificó con un ohmétrico la resistencia total entre el conector 1 y 13, verificando la lectura correspondiente a la suma de cada una de las resistencias pues se trata de un circuito en serie, esta fue de $5.7 M\Omega \pm 5$.

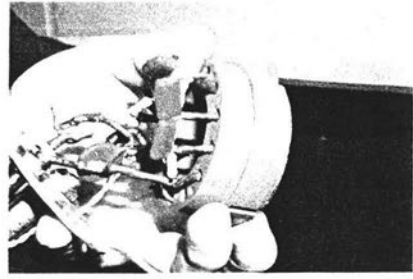
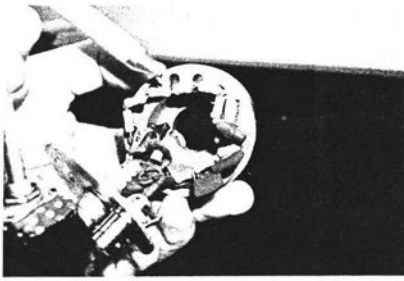


Fig.3.2.6 Se muestran las partes del circuito donde se observan las resistencias y los capacitores.

Cada una de las bases pasó por este proceso aplicándoseles el mismo criterio de ensamble, se puso especial cuidado en mantener dentro de valores muy aproximados cada uno de los sistemas, pues de ello dependerá que el conjunto de detectores trabaje sincronizadamente.

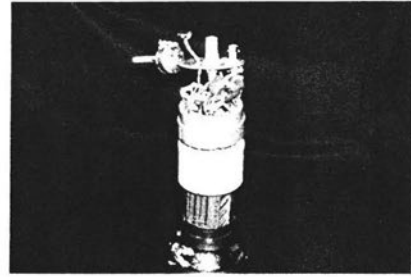
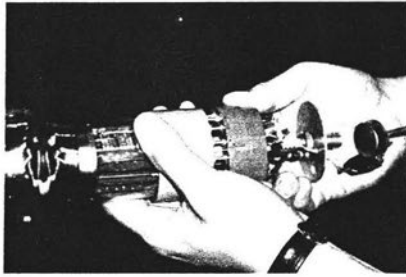


Fig.3.2.7. Montaje de la base prototipo sobre el TFM

Una vez terminadas las pruebas mecánicas y eléctricas sobre las bases, es necesario acoplar los conectores de ésta al TFM, este procedimiento es delicado debido a la fragilidad que presentan los alfileres del TFM a movimientos forzados, es por ello que una vez acoplado el sistema, es recomendable no volverlo a desconectar salvo que sea estrictamente necesario.

Finalmente en la fotografía 3.2.8.se presenta el sistema base-TFM acoplado y listo para someterlo a las pruebas correspondientes descritas en la siguiente sección.

El proceso anteriormente desarrollado se realizó para cada una de las siete bases construidas para cada uno de los elementos centelleadores con su correspondiente tubo fotomultiplicador.

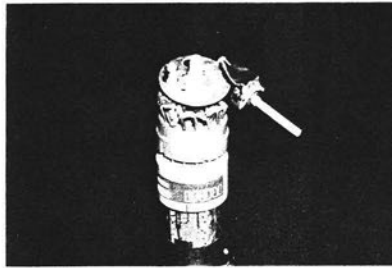


Fig.3.2.8 Sistema Base-TFM

3.3 Prueba del sistema base-fotomultiplicador.

Las primeras pruebas a las que se debió someter el sistema base-fotomultiplicador para comprobar su funcionamiento, fue verificar la forma de pulso que entrega el sistema acoplado a un centelleador y expuesto a fuentes radiactivas. *

Para hacer dicha prueba se utilizó un centelleador inorgánico (Na-I tl) acoplado ópticamente a la ventana del TFM y las señales fueron medidas con un osciloscopio digital. El voltaje fue suministrado por una fuente LeCroy 1451.

El voltaje de operación para este caso fue de $-1500 \pm 50VDC$ y la corriente en el circuito fue de $195\mu A \pm 10$.

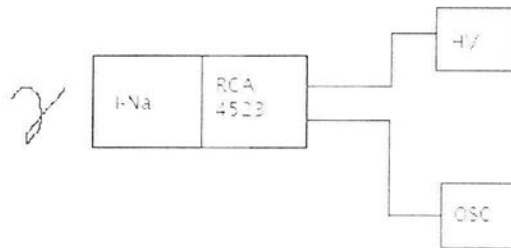


Fig.3.3.1. Diagrama esquemático de los componentes para la comprobación del sistema BASE-TFM.

* Todas las pruebas que se realizaron a partir de este momento sobre el dispositivo BASE-TFM fueron con el sistema aislado de luz ambiental y artificial.

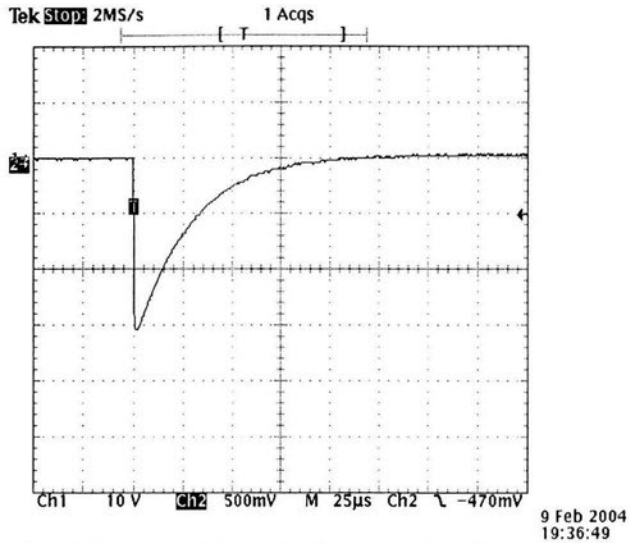


Fig 3.3.2. Prueba de la base del fotomultiplicador acoplado a un cristal centelleador de NaI con una fuente de Cobalto 60.

En la figura 3.3.2. se observa un pulso de aproximadamente 1.5 voltios (negativo) de amplitud con una constante τ de casi 100 microsegundos, lo que supone un tiempo de descarga muy largo y por consiguiente un inaceptable tiempo muerto. Para efectos de nuestros experimentos el tiempo de descarga del circuito capacitivo debería de ser no mayor a un microsegundo, por lo que se procedió a recalcular la resistencia de carga R_L ya que con dicha constante se enfrentarían problemas de conteo así que se (véase sección 3.2) encontró que el valor apropiado para tener la τ deseada, debe ser de $1 \times 10^3 \Omega$.

En la figura 3.3.3 se muestra nuevamente el mismo sistema y la respuesta con la resistencia de carga con el valor adecuado para nuestros propósitos de conteo, lográndose reducir el tiempo de descarga a entre 500 nanosegundos y 1 microsegundo.

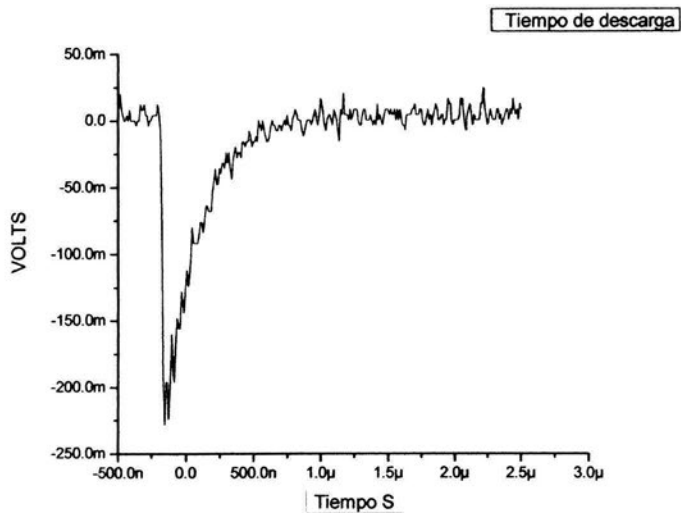


Fig. 3.3.3. Tiempo de descarga de 1 microsegundo con una amplitud de 200milivolts (negativos).

Después de obtener el circuito apropiado, el sistema se sometió a una segunda prueba, esta consistió en hacer una adquisición de datos con dos fuentes radiactivas, una de ^{60}Co y una de ^{137}Cs para observar si el sistema era capaz de distinguir los pulsos (Compton, gama y fondo) propios de estas fuentes y del ruido siempre existente .

Obteniéndose los siguientes resultados:

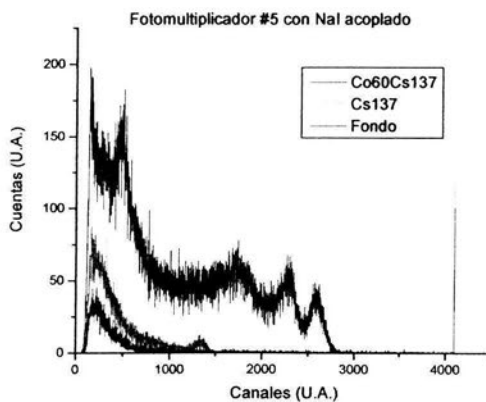


Fig.3.3.4. Espectros de las fuentes radiactivas Co60, Cs137 y fondo.

Una vez observados claramente la separación de los picos con sus respectivas energías [Chart of Nuclides] se procedió a dar por aceptada la prueba y se prosiguió con el desarrollo de los demás detectores para establecer el panel de centelleadores con los mismos parámetros de adquisición para el experimento de caracterización con neutrones procedentes de la fuente de Am-Be.

3.4 Diseño y Construcción del amplificador analógico inversor de señales.

Una vez resuelto el problema de los preamplificadores (bases) para los fotomultiplicadores se puede observar en la figura 3.3.3 que los pulsos obtenidos son señales negativas. Por otro lado, nuestro convertidor analógico digital (ADC por sus siglas en inglés) Phillips 7164, sensible a la amplitud máxima (“peak sensing”), CAMAC (Computer Automated Measurement and Control) sólo acepta señales positivas. Por lo que procedimos a diseñar y construir un amplificador inversor de los pulsos provenientes de los sistemas antes descritos (bases-TFM).

Aun cuando en el mercado existen sistemas que cumplan con tal propósito, se planteó la posibilidad de diseñarlo y construirlo por nosotros con la ventaja de incluir en su diseño requerimientos específicos para nuestro sistema. De esta forma, aparte de invertir las señales se le asignó la propiedad de amplificar la señal en un factor 10 con respecto al pulso inicial entregado por el sistema base-TFM.

Se utilizó un marco NIM marca ORTEC vacío, en el que instalamos la tarjeta construida con asesoría del departamento de electrónica del IFUNAM.

Para nuestros propósitos se decidió tomar como base el amplificador operacional de National Semiconductor con número de parte LF356N el cuál tiene la propiedad de invertir señales analógicas con gran fidelidad. En la figura 3.4.1 se muestra la configuración electrónica para un canal, la cual se reprodujo para 8 en total, cabe mencionar que para las conexiones eléctricas se instalaron entradas tipo BNC y dos salidas por canal (en total 16) con conectores tipo LEMO con número de parte ERA.00.250.NTL .

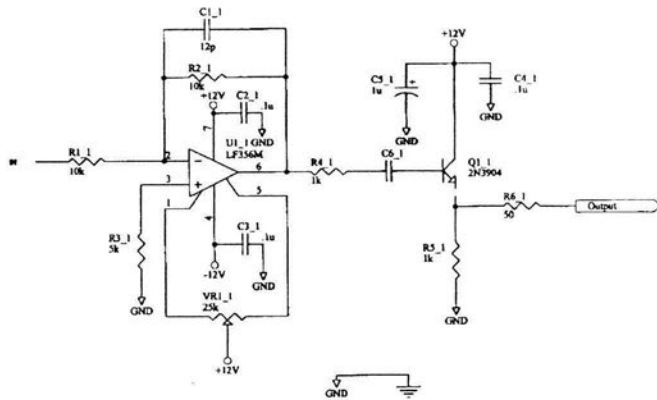


Fig.3.4.1. Diagrama electrónico del módulo inversor x8.

En la figura 3.4.2 se muestra el módulo terminado por las partes exterior e interior, en la fotografía de la izquierda se pueden notar los 16 conectores LEMO de salida, es importante mencionar que el circuito impreso fue diseñado y construido completamente en el departamento de electrónica del IFUNAM con su reciente equipo para la fabricación de casi toda clase de circuitos impresos.

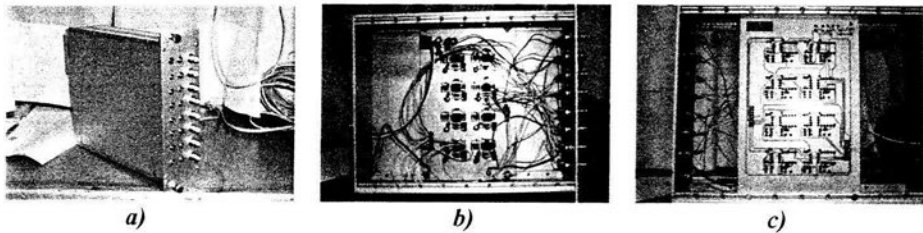


Fig.3.4.2. Módulo inversor vista exterior e interior

IV. CARACTERIZACIÓN DEL ARREGLO DE DETECTORES DE NEUTRONES.

4.1. La técnica de la partícula asociada

Conviene en esta sección describir brevemente el método de la partícula asociada, en particular para la reacción nuclear que se utilizó para la caracterización de nuestro detector. En algunos laboratorios [J.C. Birks] se desarrolló la llamada técnica de la partícula asociada con la reacción ${}^2\text{H}({}^2\text{H},n){}^3\text{He}$, para producir neutrones monoenergéticos entre 2 y 14 MeV con energías de bombardeo para el deuterio de hasta 12 MeV. Mediante la detección del ${}^3\text{He}$ a un ángulo dado, por consideraciones de conservación de energía y momento, se obtiene un flujo de neutrones aproximadamente monoenergético en una dirección determinada. Una ventaja inmediata es que este método no requiere de grandes cantidades de material para el blindaje de los detectores, dado que al imponer la condición de coincidencia entre las dos partículas asociadas, se reduce notablemente el conteo de radiación de fondo.

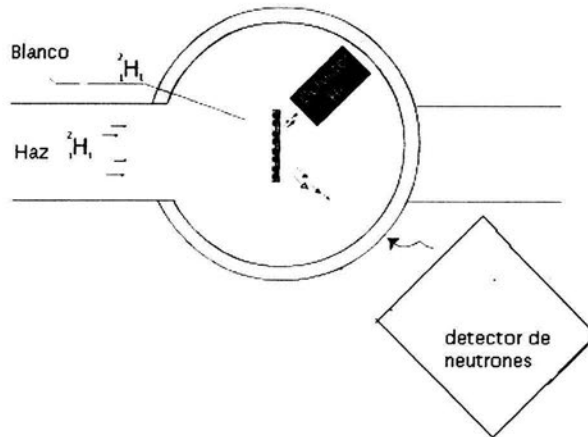


Fig.4.1.1. Esquema de la disposición de los detectores (Partícula cargada y neutrón) en la línea del acelerador TANDEM y cámara de bombardeo

La energía de los neutrones está determinada por la cinemática de la reacción (Sección 2.2) mientras que el tamaño del haz (cono de neutrones), lo determina además de la cinemática, la posición y apertura de las rejillas del detector de helio (se trata de un detector de barrera

superficial), el cual junto con el blanco empleado se encuentra dentro de una cámara de dispersión en vacío.

Tal y como se muestra en la figura 4.1.1 los detectores de neutrones que se usan se colocan fuera de la cámara de dispersión a una distancia de entre 30 y 40 centímetros, de manera que el ángulo sólido subtendido por el detector, contenga al “cono” de neutrones.

El blanco usado es de polietileno deuterado y debe tener la característica de ser lo suficientemente delgado como para permitir que la partícula asociada pierda poca energía al atravesarlo, lo que contribuirá a una separación adecuada de los otros productos de la reacción en el detector de barrera superficial al interior de la cámara. Por otro lado, el blanco debe ser lo suficientemente grueso como para ofrecer un máximo de núcleos de deuterio como blanco y maximizar el flujo de neutrones. Debido al daño que el haz de deuterio ocasiona en el blanco de polietileno deuterado, es necesario, para mantenerlo en buen estado, hacerlo girar. Un blanco circular girado alrededor de un eje distinto al del haz incidente provoca que éste describa una trayectoria circular sobre la superficie del blanco, evitando el calentamiento excesivo, el daño por radiación en un solo punto y su eventual rompimiento.

El movimiento de rotación es transmitido desde el exterior de la cámara con un motor que le proporciona una velocidad de rotación de 70 RPM. Usualmente el soporte donde se coloca el blanco tiene un giro adicional que se efectúa desde el exterior y que permite fijar el ángulo entre la dirección del haz incidente y el blanco mismo. Esto permite escoger un ángulo que posicione al plano que contiene al blanco perpendicular al eje del detector de la partícula asociada minimizando así la pérdida de energía del helio emitido en su paso por el blanco.

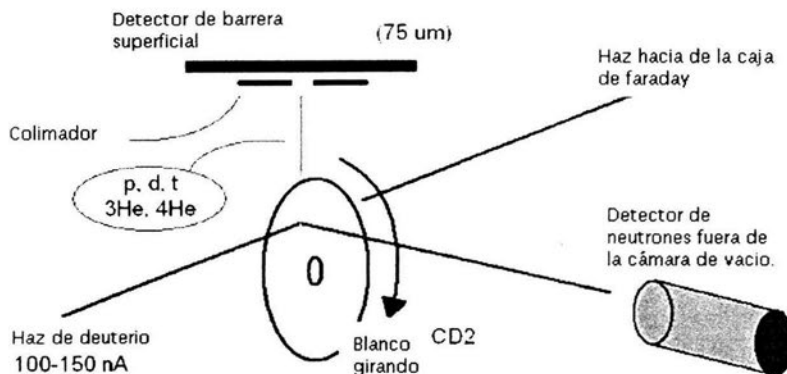


Fig-4.1.2. Dibujo sobre la disposición de los detectores dentro y fuera de la cámara de dispersión

Proceso de sustitución del blanco y del detector de barrera superficial.

En caso de fatiga o rompimiento del blanco éste se tiene que remplazar por uno nuevo, normalmente el tiempo empleado en realizar esta operación toma 30 minutos, ya que durante el proceso se requiere de aislar el vacío de la cámara, abrir la misma y sustituir el blanco dañado, cerrar la cámara y lentamente llevar el sistema a vacío de operación y por último colocar el voltaje a los detectores.

La duración de un blanco fresco usando corrientes que van de 100 a 300 nA puede superar las 100 horas. Con una producción estable de neutrones luego de una breve inestabilidad inicial.

4.2 Resultados experimentales

En esta sección se presentan los resultados experimentales obtenidos para la respuesta en luz de nuestro detector comparando los resultados obtenidos con medidas previas obtenidas en otros laboratorios, además se presenta la medida de la eficiencia absoluta de los mismos así como los resultados de una simulación en Monte-Carlo para comparar nuestras mediciones con los cálculos y hacer aproximaciones a la respuesta del arreglo completo de 7 detectores.

4.2.1 Medida de la respuesta en luz del detector

Una práctica experimental muy común consiste en relacionar la respuesta en luz debida a los protones con la respuesta debida a los electrones generados por efecto Compton por los fotones incidentes en el detector [Knoll]. Lo anterior tiene su explicación en que es mucho más fácil obtener en el laboratorio fotones monoenergéticos comparado a la dificultad de contar con protones monoenergéticos. Para ello se mide la respuesta en luz debida a los electrones usando un conjunto de fuentes gama y determinando en el espectro el canal correspondiente al máximo y a la mitad del borde Compton para cada distribución generada por el conjunto de las fuentes gama, y asociando cualquiera de estos canales a la máxima

energía Compton dada por: $E_c = \frac{2E_\gamma^2}{2E + 0.511} (MeV)$ a pesar de que experimentalmente se ha

demostrado [Dietze] que ninguno de los dos criterios corresponde realmente a la energía característica de la fuente, hoy día se sigue utilizando este procedimiento para realizar una calibración en energía del detector, es decir relacionar la altura del pulso entregado por el fotomultiplicador con la energía depositada en el centelleador.

Los rayos gama provienen de fuentes radiactivas previamente calibradas, en este caso se utilizó una fuente de ^{60}Co y una ^{137}Cs que son los más comúnmente utilizados para la calibración de detectores, estas fuentes son colocadas una por una.

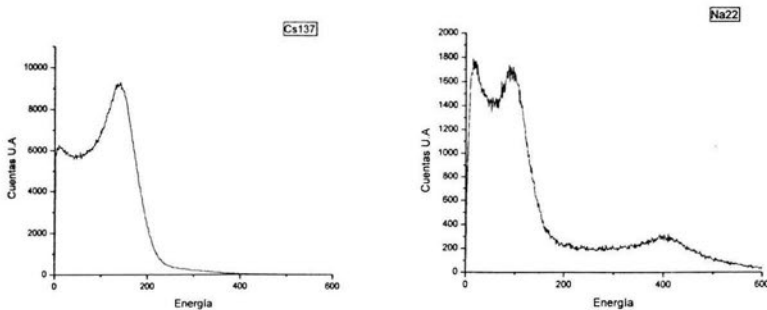


Fig.4.2.3 Las graficas muestran los resultados típicos para las fuentes de ^{137}Cs y ^{22}Na de la distribución Compton y el canal de coincidencia para hacer el corte electrónico bias

Para medir la respuesta en luz del detector correspondiente a protones, se utilizó un dispositivo experimental como se muestra en la figura 4.1.1. Utilizando haces de neutrones de diferente energía (identificados mediante la técnica de la partícula asociada que se describe más adelante), se analizaron los espectros de altura de pulso obtenidos del fotomultiplicador provenientes entonces de la interacción de los neutrones con el material centellador. Como hemos visto, para neutrones monoenergéticos se espera obtener un espectro continuo de alturas de pulso, aproximadamente constante, desde la amplitud mínima permitida por el corte electrónico (Bias) hasta un máximo característico de la energía del neutrón. En realidad no se observa una caída brusca en el máximo sino una pendiente (ver figura 4.2.1). La forma misma del espectro no es plana, lo que obedece al hecho de que, por tratarse de un detector grande, los neutrones realizan varias dispersiones al interior del centelleador antes de escaparse o perder suficiente energía como para ser detectados, lo que hace que se deposite más energía por neutrón que en el caso de una dispersión simple y consecuentemente el espectro muestra una mayor concentración de eventos que provocan pulsos de mayor amplitud. Con esto en mente, podemos asignar el canal a la mitad de la caída en el conteo como la energía original de los neutrones como se muestra en la figura.

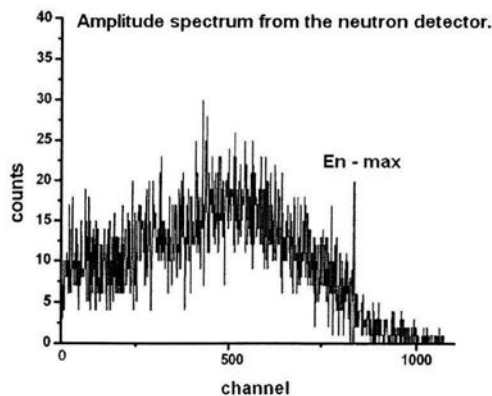


Fig.4.2.1 Selección del canal en la mitad de la caída de conteo a energía de neutrón correspondiente

De esta manera se obtiene la amplitud de pulso correspondiente a la energía del protón retrodispersado, que se considera igual a la de los neutrones monoenergéticos incidentes y por consiguiente una calibración en energía depositada por los neutrones en el detector.

La relación entre la producción de luz asociada a protones y a electrones ha sido estudiada y es rutinariamente utilizada como un método para verificar que la calibración obtenida para la amplitud de pulso es correcta. En la figura 4.2.3 se observa el resultado de nuestras medidas en comparación con las de otros autores, con un muy buen acuerdo.

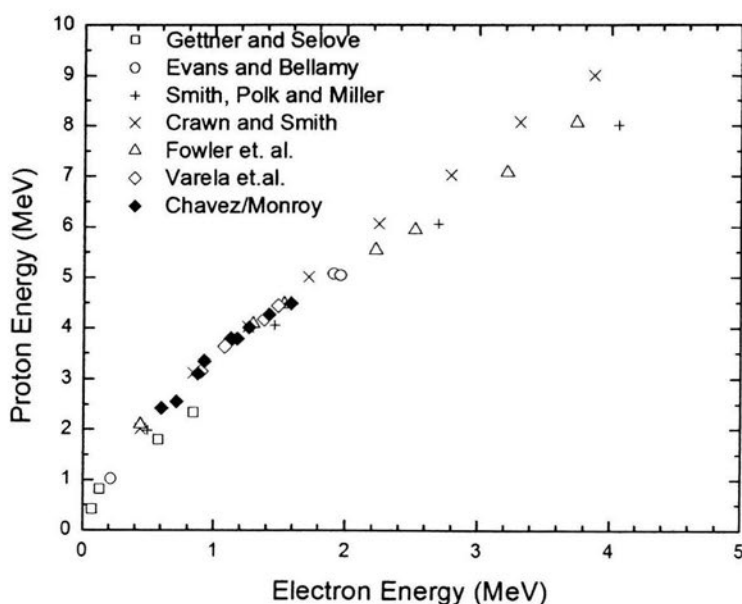
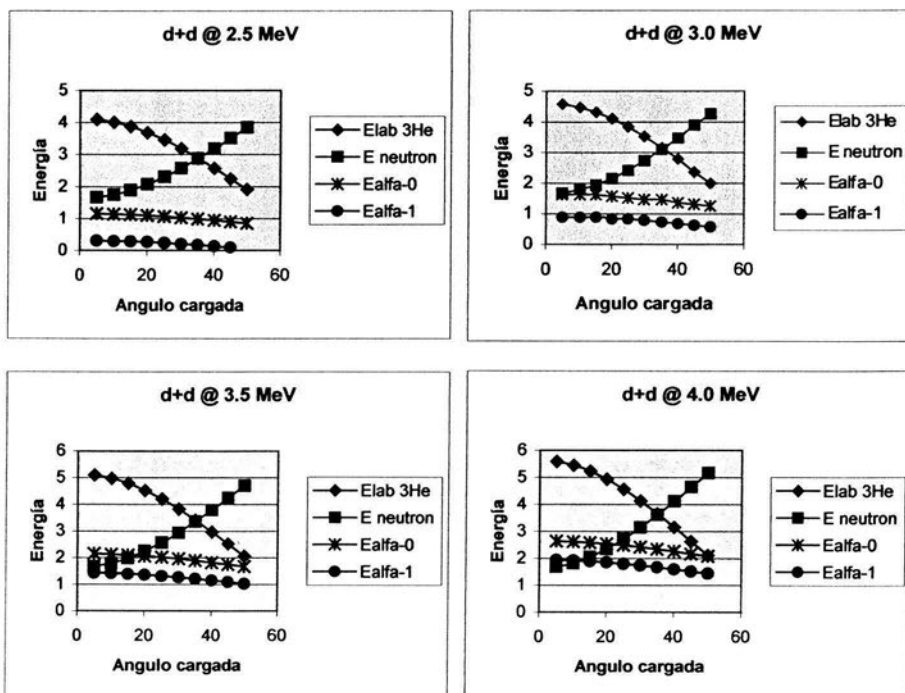


Fig. 4.2.4. Respuesta en luz de protón vs. electrón como función de la energía del electrón Compton, lo que permite una calibración para convertir amplitud de pulso a energía al detectar neutrones.

Una de las aplicaciones más importantes de esta calibración en energía de la altura de pulso generada por la detección de neutrones, es la determinación de la equivalencia entre el corte electrónico (en mV) con el corte en energía (en MeV). Como veremos más adelante, este corte tiene una gran importancia en la determinación teórica de la eficiencia absoluta de un detector de neutrones como el que aquí se estudia.

4.2.2 La técnica de la partícula asociada.

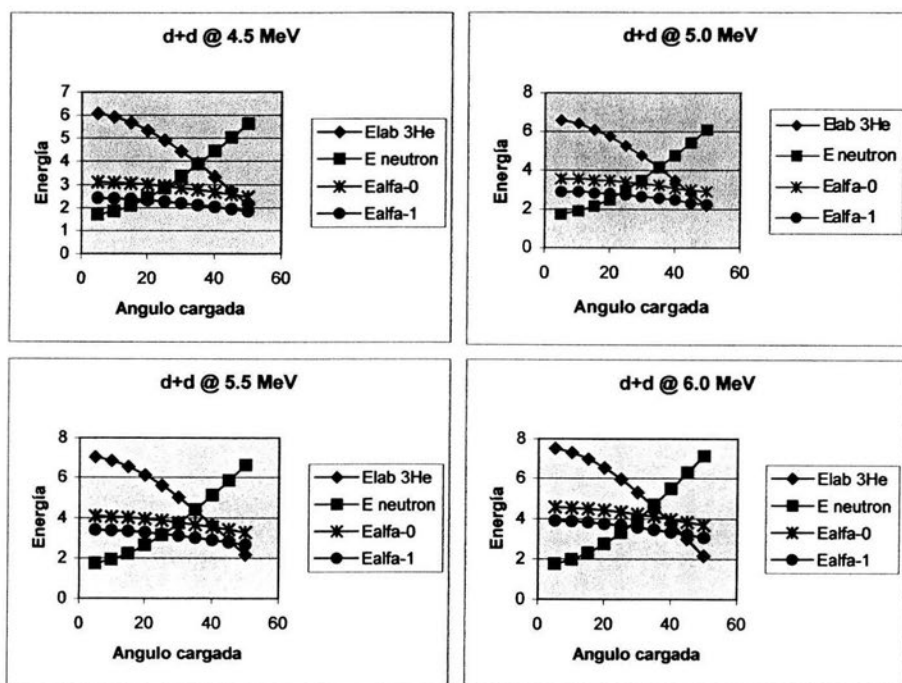
Como se mencionó en el principio de la presente sección para utilizar la técnica de la partícula asociada en la detección de neutrones es necesario identificar a la partícula que es producida junto con el neutrón en la reacción $D(d,n)^3\text{He}$ la partícula a identificar será el ^3He , para ello de acuerdo a la cinemática de la reacción y considerando que también existen otras partículas ajenas a las de nuestro interés tales como las alfas, deuterones y protones se graficaron energía y posición angular para determinar la coincidencia angular entre el neutrón y su partícula asociada, se presentan a continuación.



Como se puede apreciar en las figuras, para cada energía del haz incidente de deuterio, existe una región angular en la que la energía del ^3He es sustancialmente diferente de la de las partículas alfa, provenientes de la reacción de fusión- evaporación ^2H ($^{12}\text{C}, \alpha$). Para evitar la contaminación de los espectros con los isótopos de hidrógeno presentes, como deuterios elásticamente dispersados en el blanco de polipropileno y protones provenientes de otras reacciones, se escoge el espesor del detector de barrera superficial suficientemente delgado

como para que estas partículas lo atraviesen, dejando sólo parte de su energía en él. De esta manera la amplitud de pulso registrada es pequeña y puede ser eliminada electrónicamente. Con estas previsiones, escogiendo adecuadamente los ángulos de detección para el neutrón y su partícula asociada, es posible identificar al ^3He únicamente por la altura de pulso en el detector.

Por ejemplo, a una energía de 2.5 MeV de deuterio, se pueden conseguir neutrones de hasta 4 MeV detectando en coincidencia al ^3He alrededor de 50° . Las alfas provenientes de reacción $^{12}\text{C}(d,\alpha)$ pueden ser separadas por energía en todo el intervalo angular de 0° a 60° . Para obtener neutrones de más alta energía es necesario utilizar haces de deuterio más energéticos. Aunque la identificación del ^3He se complica, la figura muestra que para neutrones de 7 MeV, es necesario identificar al ^3He en una región de energía donde la contaminación por alfas puede ser importante



4.3 Medida de la eficiencia absoluta

La eficiencia absoluta de uno de los elementos del arreglo de detectores fue medida para varias energías de neutrón, entre 1 y 6 MeV, seleccionadas mediante el uso de la técnica de la partícula asociada. Como se ha detallado más arriba el detector fue colocado de forma que el haz de neutrones estuviera contenido totalmente en la cara del centelleador.

El centelleador se acopló a un fotomultiplicador RCA 4523 con su respectiva base, posteriormente a un preamplificador con baja impedancia de entrada el cual genera simultáneamente una señal de tiempo y otra para un tratamiento lineal.

Las señales de tiempo del detector de partícula cargada y del detector de neutrones son usadas para generar la condición de una coincidencia rápida.

El diagrama de la electrónica usada para la medida de la eficiencia absoluta de nuestro detector se presenta en la figura.4.2.2.

Los módulos electrónicos usados fueron:

DE: Detector de barrera superficial de 30-50 μm .

PRE1: Preamplificador rápido ORTEC 142B

AMP: Amplificador ORTEC 485

AMP1: Amplificador rápido ORTEC 484

DET: Detector Bicron BC-408

TFM: Fotomultiplicador RCA 4523

BASE: Diseño propio IFUNAM

PRE2: Preamplificador ORTEC 113

AMP2: Amplificador ORTEC 485

CDF: Discriminador de fracción constante ORTEC 473

DISCR: Discriminador Dual EGG TR104 S/N

GDG: Generador de compuerta y retardo (Gate&Delay) ORTEC 416^a

D: Amplificador de retardo ORTEC 427^a

TAC: (Time to Amplitude Converter & SCA ORTEC 467

LGSC: (Linear Gate and Slow Coincidence) ORTEC 409

ADC: Multicanal Canberra Serie 88

HV: Fuente de alto voltaje Lecroy 1451

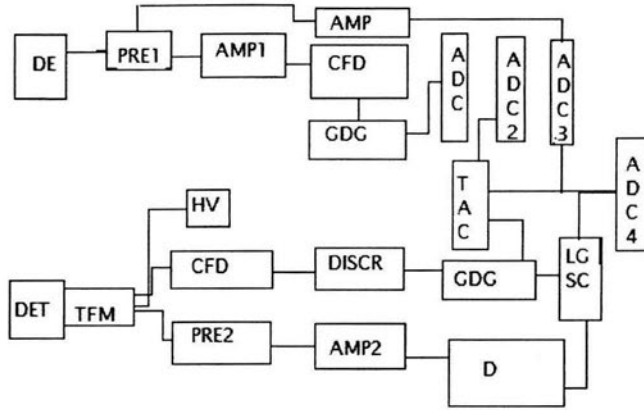


Fig.4.2.2 Diagrama electrónico usado con la técnica de la partícula asociada.

Las señales de tiempo del amplificador rápido conectado al preamplificador del detector de la partícula asociada y del ánodo del fototubo acoplado al centelleador son pasadas por discriminadores a fracción constante y usadas como la señal de inicio y alto respectivamente de un convertidor de tiempo a altura de pulso. La salida de este módulo nos da los eventos de coincidencia entre el neutrón y su partícula asociada, ya que es un módulo que da una señal que es proporcional en altura de pulso a la diferencia en tiempo entre las señales de inicio y de alto proporcionadas por los eventos de ^3He y de neutrón respectivamente. Esta señal es pasada por una ventana que selecciona sólo los eventos de coincidencia los cuales son usados como compuerta para las señales lineales de ambos detectores. Finalmente la señal lineal del centelleador con la compuerta indicada son almacenados simultáneamente en un analizador multicanal Canberra serie 88.

Con este dispositivo experimental la eficiencia del detector se determina mediante el cociente entre el número de neutrones detectados N_C y el de partículas asociada N_{He} registradas en el detector de barrera superficial, es decir:

$$\varepsilon(E_n, B) = \frac{N_C}{N_{He}} f$$

donde f es un factor de corrección que toma en cuenta por ejemplo la atenuación del haz de neutrones en su paso por las paredes de la cámara de experimentación y otras pérdidas debidas a efectos de borde etc. En nuestro caso este factor fue tomado igual a uno.

La eficiencia fue medida como una función de la energía del neutrón en el intervalo de 2.56 <math>\langle E_n \rangle < 4.49 \text{ MeV}</math> con el mismo valor de corte para todos los casos. Los datos experimentales se tomaron con errores estadísticos en las medidas de 1 a 2 %.

Existen modelos que permiten estimar teóricamente la eficiencia de un detector de neutrones con base en su composición química y su geometría. Probablemente el más usado es el modelo de Drogos [Drogos]. En este modelo la eficiencia de detección se obtiene por medio de una fórmula analítica:

$$\varepsilon(E, B) = \frac{E - B}{E} \left[1 - e^{-\varepsilon_H(E)} \right] \times \left[1 + \frac{B}{E - \frac{1}{2}B} \left(1 - e^{-\frac{1}{2}\varepsilon_H \left(\frac{E - \frac{1}{2}B}{2} \right)} \right) \right]$$

Donde $\varepsilon(E, B)$ es la eficiencia como función de E que es la energía de un neutrón incidente sobre el detector y B es el nivel de corte o bias (el valor medido en nuestro caso es de $B=300 \text{ keV}$), t es la sección geométrica del detector y $\Sigma_H(E)$ es el producto de la densidad de átomos de hidrógeno y su sección eficaz a una energía E .

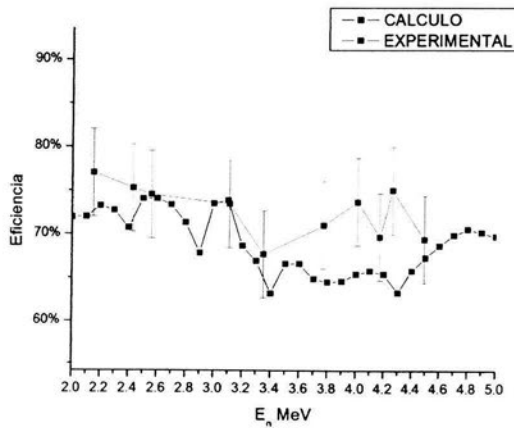


Fig.4.3.1 .Eficiencia absoluta

Los cálculos analíticos y los resultados experimentales se muestran en la figura 4.3.1 donde se puede notar una eficiencia de detección muy alta considerando que se trata de neutrones, cercana al 80%.

Cabe destacar que la forma y valor absoluto de la eficiencia medida y calculada concuerdan muy bien, lo que por otro lado justifica la popularidad del modelo de Dregs.

4.4 Simulaciones Monte-Carlo

Las simulaciones por método Monte-Carlo son normalmente utilizadas para predecir el funcionamiento de un arreglo experimental. En nuestro caso elaboramos una simulación de este tipo en la que se considera la trayectoria de los neutrones dentro del material centelleador y su interacción con los protones del medio (las interacciones con otro tipo de átomos son despreciadas). De esta manera se intenta obtener una predicción del funcionamiento tanto de un segmento del hodoscopio, como del arreglo completo de detectores, en diversas condiciones experimentales. En este trabajo no entraremos en más detalles sobre la simulación y a continuación sólo se presentarán algunos resultados.

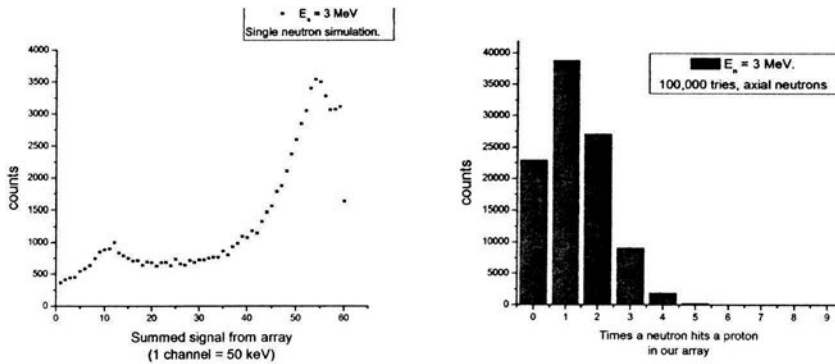


Fig.4.3.2 Resultados de las simulaciones de Monte-Carlo

En la figura de la izquierda se puede observar la predicción para la suma de las siete señales del arreglo de detectores para neutrones de 3 MeV incidiendo sobre el detector central del hodoscopio. Se aprecia que se produce un “pico” cerca de la energía máxima del neutrón, lo que corresponde al caso en que la mayor parte de su energía es convertida en luz y detectada. Esto sólo puede ocurrir en el caso de que la probabilidad de dispersiones neutrón-protón dentro del centelleador sea muy grande. En la figura de la derecha se muestra justamente el número de colisiones n-p en el arreglo de siete detectores antes de perder su energía inicial (bajo nivel de corte) o salir del material centelleador y efectivamente se encuentran eventos de neutrones con cinco o más dispersiones de este tipo.

Estas predicciones deberán ser corroboradas en experimentos con neutrones monoenergéticos con el arreglo de 7 detectores funcionando en modo suma.

Una de las aplicaciones para las que se utilizarán estos detectores, tiene que ver con la identificación de un dineutrón. Las simulaciones de este tipo nos han ayudado igualmente a demostrar que la señal esperada para un dineutrón, es ciertamente muy diferente de la que se espera para un neutrón de energía equivalente. La siguiente figura muestra ese resultado.

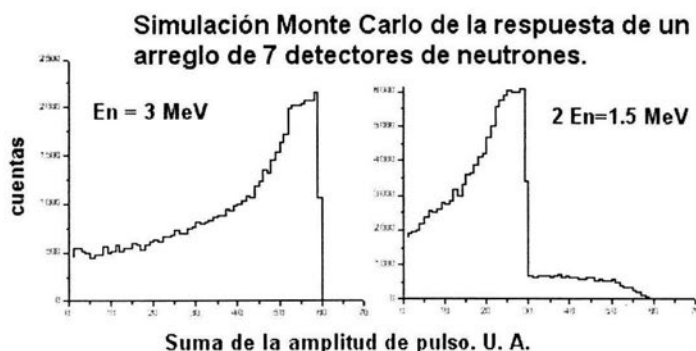


Fig. 4.3.3. La simulación de la respuesta del arreglo de 7 detectores de neutrones, permite predecir la diferencia notable entre la señal obtenida para el caso de la detección de un dineutrón, de aquél en el que se registra un solo neutrón de energía equivalente.

4.5 Funcionamiento del hodoscopio usando una fuente de $^{241}\text{Am-Be}$.

La figura siguiente muestra una fotografía del conjunto completo de detectores con sus fotomultiplicadores asociados (menos uno que se retiró para la foto). Una vez ensamblado todo el *setup* experimental, se procedió a realizar el ajuste de ganancia respectivo a cada detector con una fuente de neutrones de $^{241}\text{Am-Be}$ con la finalidad de tener un mismo valor de corte en energía para cada uno de los elementos del hodoscopio y de esta manera garantizar que al momento de irradiar al detector, las ganancias de cada elemento fueran lo más parecidas posible y en el mejor de los casos iguales.

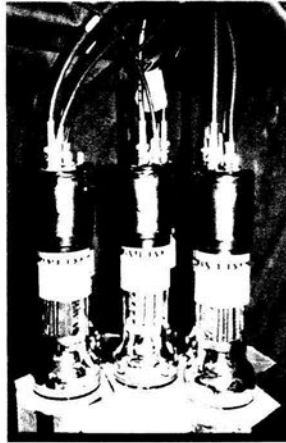


Fig.4.5.1. Arreglo final de detectores acoplados a los centelleadores .

En esta sección se mostrarán los resultados de dicha calibración y la de todo el sistema de detección funcionando en diferentes modos de disparo y coincidencia.

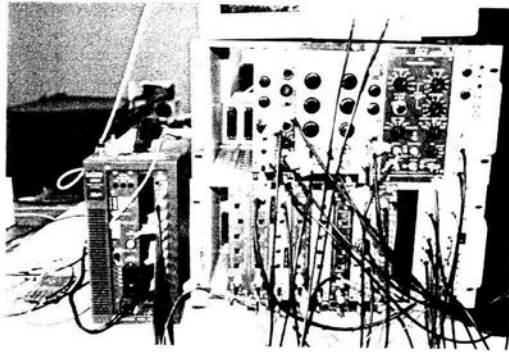


Fig. 4.5.2 Electrónica nuclear para el experimento de caracterización.

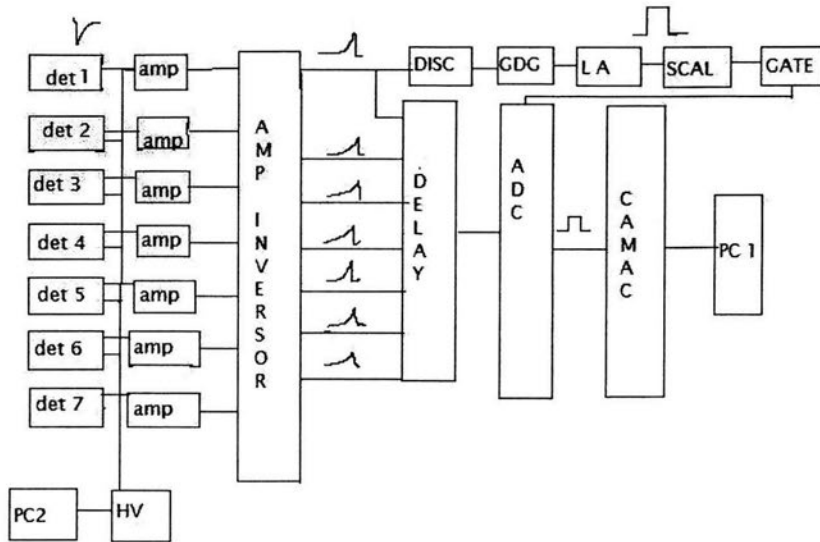


Fig.4.5.3 Diagrama electrónico utilizado para la calibración y caracterización.

- 1.Det: Detectores 1,2,3,4,5,6,7, Centelleador (BC 408 Bicron) con TFM RCA 4524 y base desarrollada en este trabajo (IFUNAM)
- 2.Amp: amplificadores lineales de ORTEC modelos, STR, 410 x2, 855 x2, 452 x2
- 3.HV: Fuente de voltaje controlada por computadora LECROY 1451
- 4.Amp inversor: Módulo desarrollado en este trabajo (IFUNAM)
- 5.Delay: Módulo ORTEC 477A x7
- 6.DISC: Módulo discriminador ORTEC 605
- 7.GDG: Módulo ORTEC 416A
- 8.LA: Módulo Level Adapter LECROY 688AL
- 9.SCAL: Módulo Scaler CAMAC Philips 7164
- 10.GATE: Módulo PHILIPS 7166
- 11.PC2: ACER 386 SX
- 12.PC1: Pentium II 500 MhZ

Con este arreglo electrónico, el detector central (det 1) proporciona el disparo para la adquisición de datos. El discriminador selecciona la altura de pulso mínima que valida un evento, el generador de ventanas (GDG) abre una compuerta de $2\mu\text{s}$ en los que se

sincronizan las señales de todos los detectores y se envían los pulsos al convertidor analógico-digital CAMAC.

Los amplificadores permiten igualar las ganancias para todos los canales. La fuente de Am-Be se colocó a una distancia de 50 cm frente al arreglo, debido al gran tamaño del detector la probabilidad de contar muchos de los neutrones provenientes de la fuente es alta, por lo que es posible cubrir un ángulo sólido amplio que para este caso fue de $\theta = 0.56sr$.

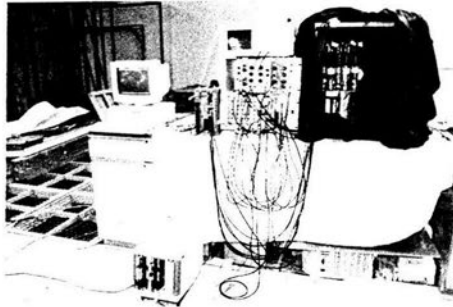


Fig.4.5.4 En la figura se muestra el arreglo completo de detectores junto con la electrónica asociada a su operación y a la adquisición de datos CAMAC.

4.6 Resultados con la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$

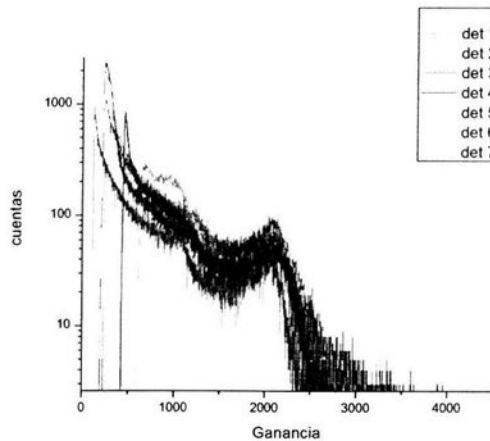


Fig.4.6.1 Ganancias ajustadas a un mismo nivel de corte

En la fig. 4.6.1 se muestra el conjunto de espectros de amplitud de pulso obtenidos con cada uno de los 7 detectores generando su propio disparo electrónico alternativamente, habiendo empatado las ganancias entre sí. Cabe destacar que la diferencia en niveles de

corte para cada detector obedece a la utilización de diferentes módulos de electrónica en cada canal. No fue posible reunir siete conjuntos idénticos de módulos de electrónica que nos permitieran en esta ocasión tener un sistema homogéneo.

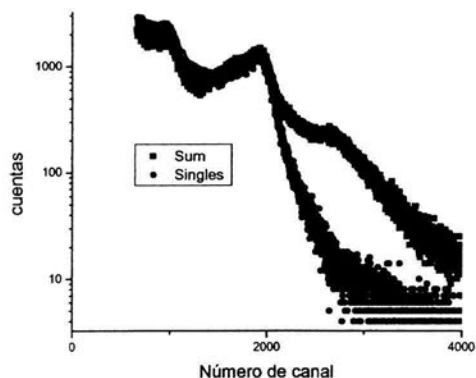


Fig.4.6.2 Suma

La Fig. 4.6.2 presenta el espectro del detector central (singles) junto con el que se obtiene al sumarle al central la amplitud de pulso medida en coincidencia en los detectores periféricos (2 a 7). En este caso, se tomó una misma energía de corte para todos los detectores, la más alta de los siete. Al sumar las contribuciones en coincidencia de todos los detectores, se observa el esperado aumento en el número de cuentas de la parte alta del histograma.

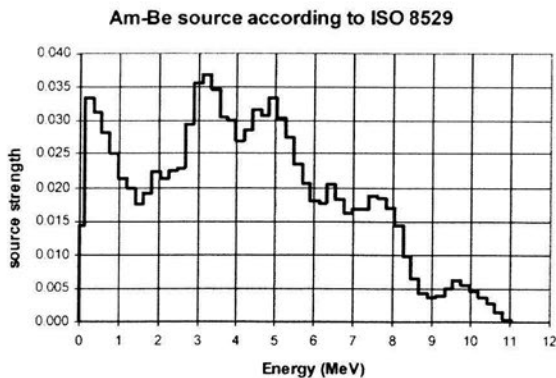


Fig.4.6.3 estándar ISO de una fuente calibrada por OIEA.

Con objeto de mejor entender este espectro, se procedió nuevamente a un cálculo de simulación de Monte Carlo, en donde se ofrece como entrada, ya no un flujo de neutrones monoenergéticos sino uno que posee una distribución en energía equivalente a la medida para las fuentes de Am-Be [ref] (ver figura 4.6.3).

La Fig.4.6.4 muestra el resultado de dicha simulación. El espectro verde y el negro son respectivamente correspondientes a la Fig.4.6.2.

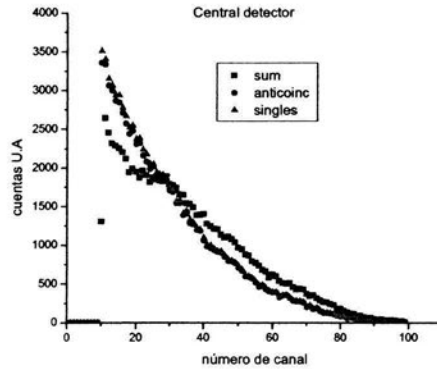


Fig.4.6.4

Actualmente se continúa trabajando tanto en detallar mejor las simulaciones numéricas como en conseguir el financiamiento suficiente para homogeneizar la electrónica necesaria para la operación de todo el arreglo experimental.

V CONCLUSIÓN

En este trabajo se desarrolló un sistema de detección para neutrones rápidos de gran eficiencia y con resolución angular (Hodoscopio). Para llevar a buen término este trabajo ha sido necesario intervenir en todos los aspectos relacionados con un detector de este tipo: electrónica, diseño mecánico, maquinado de los plásticos centelleadores, etcétera, para concluir con la caracterización final del arreglo en su conjunto. Gracias a este esfuerzo el grupo de Física Nuclear experimental del IFUNAM cuenta ahora con un instrumento capaz de detectar neutrones con eficiencia cercana al 80% para neutrones de entre 2 y 6 MeV.

Se obtuvo también la experiencia necesaria para construir la electrónica nuclear requerida para manejar un arreglo complejo de detectores desde las bases para los fotomultiplicadores que manejan y reciben los pulsos nucleares así como la adecuación de las señales (inversión, amplificación, digitalización).

La adquisición de datos multiparamétrica desarrollada con el Software LabView [Huerta], la experiencia transmitida a este trabajo por parte del grupo del ININ para el desarrollo de haces de neutrones monoenergéticos, blancos de reacción y la técnica del tiempo de vuelo, se desarrolló al grado de poder decir que el esfuerzo para tener un detector acabado alcanzó un estado del arte importante, ahora se cuenta con un dispositivo capaz de usar la técnica del tiempo de vuelo mediante el uso del método de la partícula asociada para el mejor entendimiento de la estructura nuclear, tal y como sería su uso inmediato para la búsqueda del dineutrón y desde luego también para emplearse en investigación de Astrofísica Nuclear donde arreglos de detectores grandes para la detección de neutrones son cruciales [Rolf], al momento de concluir este trabajo se prevé su utilización inmediata para experimentos con haces radiactivos sin embargo no son sólo estos los experimentos donde podría ser de utilidad, muchos son los estudios donde la detección de neutrones es importante y juega un papel de primer plano, por mencionar un ejemplo en laboratorios del primer mundo existe toda una línea de investigación dedicada exclusivamente a la física de neutrones donde se realizan estudios tanto básicos como de interés industrial y médico (ver <http://www.sns.gov/aboutsns/importance.htm>).

Igualmente valioso ha sido la oportunidad de aprender y aplicar los conocimientos adquiridos en el camino sobre la física nuclear y en particular de neutrones. Y si bien esta tesis se concentra en un desarrollo de instrumentación importante, su potencial utilización

en proyectos de investigación científica de frontera, en el futuro cercano, me han motivado a incursionar en el amplio universo de las aplicaciones posibles de un instrumento como el aquí desarrollado. Entre las líneas de investigación donde se requieren ensambles de detectores de neutrones, que más poderosamente han llamado mi atención puedo mencionar las siguientes:

- Investigación de las propiedades de los núcleos lejos de la línea de estabilidad incluyendo núcleos ricos en neutrones o protones (Estructura Nuclear).
- Estudio de las particularidades de la dinámica de reacciones nucleares inducidas por núcleos ricos en neutrones o protones (Interacciones Fundamentales).
- Síntesis y estudio de las propiedades de nuevos elementos e isótopos (astrofísica Nuclear,

[Http://www.phy.ornl.gov/nuclear/neutrons/workshop/koehler_astrophysics.pdf](http://www.phy.ornl.gov/nuclear/neutrons/workshop/koehler_astrophysics.pdf)).

Finalmente el trabajo reportado en esta tesis da cuenta de mi contribución a la preparación de experimentos de física nuclear a bajas energías, específicamente al desarrollo de los detectores de neutrones acerca de los cuales hago las siguientes consideraciones:

1. El Hodoscopio completo funciona bien, hasta ahora utilizando el detector central para generar el disparo y validar las señales posteriores en modos de coincidencia y anticoincidencia.
2. Gracias a su segmentación proporciona una mejor resolución angular que un detector de volumen equivalente no segmentado.
3. En virtud de que la sección hexagonal de los centelleadores es distinta de la del fotocátodo de los fotomultiplicadores, una pequeña parte de la luz producida en el centelleador puede perderse.
4. Como se señaló, el uso de una electrónica heterogénea no es óptimo.

Por lo anterior me permito hacer algunas propuestas para continuar el trabajo y mejorar el desempeño del detector.

1. Construir el anillo exterior para complementar la pared de detectores y con ello aumentar el ángulo sólido de detección.
2. Construir un chasis que mantenga colocados permanentemente los centelleadores, fototubos y bases electrónicas.

3. Colocar los tubos fotomultiplicadores en acoplamiento opto-mecánico fijo para mejorar la captación de luz.
5. Empatar la resolución en ganancia de amplificación utilizando amplificadores idénticos. Es conveniente, además, utilizar retardadores en un solo módulo electrónico para tener el mismo valor de acoplamiento en impedancias.
6. Desarrollar un panel electrónico fijo dedicado exclusivamente al manejo del hodoscopio
7. Realizar más simulaciones Monte-Carlo para entender mejor el funcionamiento en diferentes modos de operación y así obtener el máximo rendimiento del hodoscopio

Conviene señalar que con este trabajo mi más profundo deseo no es meramente contribuir a nuestro entendimiento de la naturaleza *per se* sino también aportar a la física experimental mexicana un desarrollo tecnológico que ponga de manifiesto nuestra capacidad de desarrollo de tecnología nacional aprovechando al máximo la infraestructura y los recursos técnicos pero sobre todo humanos con los que contamos en laboratorios de nuestro país.

APÉNDICE A

PRINCIPIOS FÍSICOS DE LOS CENTELLEADORES ORGÁNICOS

Para obtener eficiencias altas en cualquier detector que se pretenda construir, es imprescindible entender los principios de operación de los materiales que se emplean, esto a su vez permite adquirir un material que cumpla con las características *ad-hoc* para los experimentos en los que se empleará , así mismo se puede asegurar que el material cumplirá con las expectativas -al menos- de funcionar adecuadamente para los propósitos del experimento.

En este apartado se hace una revisión teórica de los mecanismos de interacción de los materiales centelleadores orgánicos con las radiaciones que los penetran y a sí mismo, su respuesta en luz correspondiente ocasionada por la radiación que los atraviesa.

Los centelleadores orgánicos se forman por la combinación adecuada de diversos compuestos orgánicos que se encuentran en diferentes formas. Se pueden clasificar como unitarios, binarios o terciarios pudiendo ser incluso de un orden superior dependiendo del número de compuestos que contenga. Como ejemplos de sistemas unitarios podemos mencionar el antraceno o el estilbena. Como soluto, se encuentra disuelto en xileno o tolueno, el cual actúa como solvente , en el caso de un centelleador plástico el p-terphenyl se disuelve en poliestireno o poliviniltolueno que actuarían como solvente. Para el caso de centelleadores terciarios podría pensarse en las mezclas anteriores agregando un solvente secundario como el benceno.

En la formación de la luz pueden distinguirse 3 aspectos que forman parte del mecanismo de centelleo. [F.D Brooks 2].

- Estados moleculares de energía que transportan, transfieren y finalmente radian energía
- La manera en que estos estados moleculares se pueblan y ocupan cuando una partícula deposita energía en ese medio
- Los procesos e interacciones que ocurren desde la excitación hasta la emisión de luz, los cuales determinan las características del centelleador, por ejemplo el tiempo de respuesta, o la respuesta misma del centelleador.

Los centelleadores son compuestos aromáticos cuya cadena se forma casi enteramente de anillos bencénicos. Una característica determinante la constituyen las dobles ligaduras entre los carbonos con valencias libres. La existencia de dobles ligaduras implica que solo 2 o 3 de los electrones de valencia del carbón están fuertemente ligados dentro de la estructura molecular y ocupan los llamados orbitales σ los cuales se encuentran entre los átomos que ligan. Los electrones de valencia que restan se encuentran entre las moléculas y no se asocian a ningún átomo en particular, ocupando los llamados orbitales moleculares π , los cuales se extienden por encima y por debajo del plano que contiene orbitales σ .

Es precisamente en estos estados moleculares π en donde se origina la luminiscencia observada en el proceso de centelleo por las transiciones entre esos estados.

Consideremos un centelleador unitario S, este compuesto forma cristales moleculares cuyo amarre se explica con las fuerzas de Van de Waals, esto lleva a interpretar el centelleador como un sistema orientado de moléculas sin interaccionar. Consideremos ahora los niveles π de la molécula del centelleador como se muestra en la figura . A.1

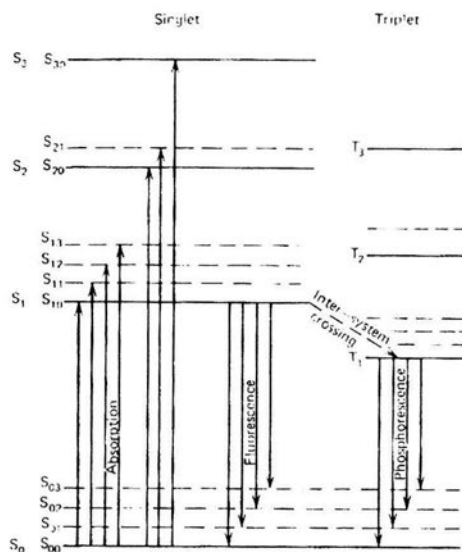


Fig. A.1 Diagrama esquemático de los niveles de energía para una molécula S en un centelleador orgánico (J.B. Birks, *The Theory and practice of Scintillation Counting*. Copyright 1964 by Pergamon Press, Ltd.)

El estado base 0S corresponde a un singlete donde los espines de los electrones π están todos apareados. Los estados excitados corresponden a los niveles 1S y 3S .

Las configuraciones en donde existan electrones π con espines apareados originan otros estados excitados como los de triplete $^3S^1^3S^{10}$. Por último asociados a cada estado π existen además estados vibracionales.

El proceso de excitación ocurre fundamentalmente en los estados con espín apareado ya

sean de estados electrónicos o vibracionales, y son procesos del tipo: $^1S \rightarrow ^1S^{**}$ por reglas

de selección, las transiciones dipolares eléctricas, y transiciones entre los estados de

singlete a triplete como: $^1S \rightarrow ^3S^*$ están prohibidas por un factor de 10^8 .

Para una baja densidad de excitación todos los niveles de excitación alta decaen al estado $^1S^*$ sin radiar con tiempos ($t \leq 10^{11}$) mediante procesos de conversión interna.

El estado $^1S^*$ decae exponencialmente con un tiempo de vida de entre 1-80ns, hasta el 80%. Como el decaimiento procede vía los estados vibracionales, el espectro de fluorescencia presenta longitudes de onda mayores que el espectro de absorción, es decir al $^1S^* \rightarrow ^1S^*$; de aquí se concluye que el cristal es transparente a la longitud de onda del espectro de emisión.

Los estados de triplete pueden ser accedidos vía fotoexcitación hacia niveles altos por ejemplo, al estado $^3S^*$ se llega excitando con una fuente de luz láser de longitud de onda mucho mayor a la del singulete, en cambio el estado $^3S^{**}$ se logra mediante la doble absorción o el salto, cruzándose de uno a otro, de estados de espín diferente como: $^1S^{**} \rightarrow ^3S^{**}$.

De la misma manera que en el caso del singulete, los estados $^3S^{**}$ decaen sin radiar al estado $^3S^*$ en tiempos muy cortos. Sin embargo el decaimiento de este estado al estado base 1S esta fuertemente prohibido por las reglas de selección y la emisión que tiene una longitud de onda mucho mayor llamada fosforescencia es muy débil en comparación con la fluorescencia por lo que todo indica que juega un papel poco importante en el proceso de fluorescencia.

Otro mecanismo es el de decaimiento el cual produce una componente lenta en fluorescencia y que proviene del estado $^3S^*$, lo da la aniquilación de ese estado el cual se da por el proceso : $^3S^* + ^3S^* \rightarrow ^1S^* + ^1S + \text{fotones}$ en el cual dos estados de triplete interaccionan para formar un estado excitado de singulete liberando de manera adicional algunos fotones. La escala de tiempo para este proceso depende de la cinética del proceso de excitación-difusión del triplete que precede a la interacción triplete-triplete y es de muchos ordenes de magnitud mayor que el tiempo para el proceso de fluorescencia.

El decaimiento posterior del estado $^1S^*$ poblado por este tipo de interacción genera una componente de fluorescencia adicional pero retardada aunque con la misma distribución espectral que la componente rápida de manera no exponencial y como se dijo, en una escala mayor de tiempo.

Otro mecanismo de decaimiento bimolecular lo constituye la interacción de dos moléculas una excitada y otra en estado base de acuerdo a la ecuación: $^1S^* + ^1S \rightarrow ^1D^*$ en donde el estado que se forma $^1D^*$ llamados dimers, se les conoce como excimers si esta formado por

dos moléculas de la misma especie y llamado exciplex si por el contrario se forma con moléculas de diferente especie. Ambos estados se comportan de diferente manera como especies moleculares distintas y exhiben espectros de fluorescencia característicos pero que no juegan un papel importante en el proceso de centelleo [J.B. Birks et al] [B Stevens].

Procesos de excitación primaria

Es importante distinguir para la descripción del proceso de centelleo, entre el papel de la excitación primaria producido por la partícula incidente de aquella inducida por los electrones secundarios producidos a su vez por la partícula incidente. Los modelos propuestos por Meyer y Murray [A. Meyer].

Y Voltz [Voltz et al] que hacen la distinción entre ambos procesos, han sido hasta ahora muy útiles para la descripción del mecanismo de centelleo. La figura A.2, representa la descripción de la excitación primaria de partículas con ionización alta como por ejemplo partículas p, d y α con energía de 10 MeV e incluye moléculas ionizadas o excitadas por la interacción coulombiana directa fuera de la trayectoria de la partícula incidente, aún a distancias mayores al diámetro molecular. Además los electrones secundarios liberados en choques con la partículas incidente causan excitaciones adicionales. La densidad de excitación decrece muy rápido fuera de la trayectoria de la partícula incidente, sin embargo para partículas altamente ionizantes se puede definir una región de muy alta excitación que se extiende hasta r_0 medido a partir de la trayectoria de la partícula como se indica en la figura anterior.

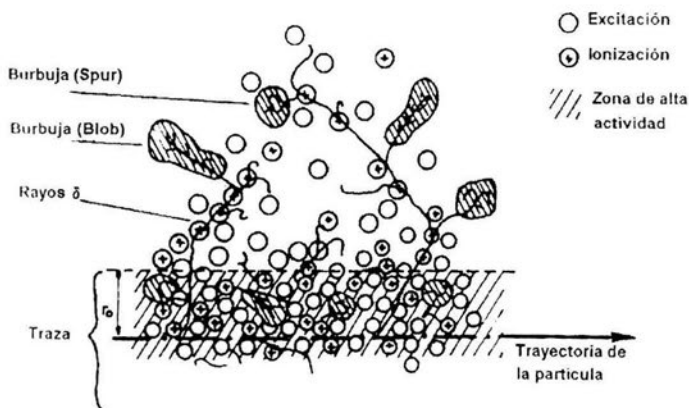


Fig.A.2. Diagrama esquemático de las distribución espacial de las ionizaciones y excitaciones producidas por partículas cargadas en un centelleador orgánico.

La liberación de electrones secundarios (electrones o rayos δ) lleva ionización y excitación fuera de la trayectoria formando otras regiones de alta densidad de excitación y ionización que llamaremos burbujas. Para el caso en que las partículas incidentes sean electrones (rayos β) con energía alta, se comportarán como los llamados rayos δ de forma que no producen una región de alta densidad de ionización y excitación a lo largo de la trayectoria sino que forman zonas de alta densidad como las llamadas burbujas. Por último si consideramos partículas pesadas con alto poder de ionización producirán una alta densidad de electrones secundarios que a su vez formaran una región anular relativamente uniforme de alta densidad de ionización y excitación.

De aquí vemos que la repartición de la energía primaria depositada entre la trayectoria y las otras regiones (burbujas), y la densidad de excitación primaria en cada región depende de la pérdida de energía $\frac{dE}{dx}$, la carga Z y la velocidad de la partícula incidente. Las dos regiones hacen una contribución diferente al proceso de centelleo que deben ser sumadas a lo largo de la trayectoria (finita) de la partícula en el centelleador.

Proceso de emisión de luz

La emisión de luz de un centelleador orgánico está asociado al decaimiento de los estados electrónicos π excitados por la partícula incidente, los electrones secundarios producidos por la partícula inicial, por recombinación de iones o por rayos X o ultra violeta emitidos después de la recombinación. Para densidades de excitación pequeñas, la emisión de luz procede inicialmente por un proceso de decaimiento a los primeros estados excitados $^1S^*$ o $^3S^*$. Por el contrario, para excitaciones dentro de la trayectoria, la emisión final se reduce porque procesos no-radiativos, (quenching), creados por la partícula incidente. Estos procesos no-radiativos compiten fuertemente con el proceso de decaimiento (rápido $\sim 10^{-11} s$), de los estados excitados altos a los estados excitados bajos. De aquí que el estado $^1S^*$ se pueble muy rápidamente, por los decaimientos no asociados a los centros no-radiativos. El decaimiento de este estado origina la componente rápida y cuyo decaimiento es exponencial. Conviene nuevamente señalar que solo una fracción de los estados altamente excitados $^1S^{**}$ decae al estado $^1S^*$ ya que el resto procede vía los procesos no-radiativos.

La evidencia experimental [R. Voltz et al] indica que el porcentaje de decaimiento que da lugar a la componente, decrece a medida que incrementa la pérdida de energía del ión incidente en el centelleador, ya que se ha observado que la degradación de energía por los métodos no-radiativos opera aún antes del llenado de los estados excitados y no después, lo que indica que el tiempo de decaimiento es independiente de la manera en que los estados se exciten, es decir por fotoexcitación, por electrones, por protones por partículas α , etc.

Los centelleadores orgánicos tienen, además de la componente rápida descrita en el proceso de misión de luz, una componente lenta o retardada, con un tiempo $\geq 300ns$. Esta componente en el proceso de decaimiento se atribuye a la aniquilación de los estados de triplete ya descritos y proceden de acuerdo a la ecuación: $^3S^* + ^3S^* \rightarrow ^1S^* + ^1S + \text{fotones}$.

La formación de estados excitados de triplete $^3S^{**}$ se ve favorecida por el procesos de recombinación, y se observa que privilegia la formación de estos estados en proporciones de 3:1 por sobre los estados de singulete. El proceso de aniquilación de tripletes siendo un procesos bimolecular dependiente de la densidad de ionización, se concentra a lo largo de la trayectoria principal y en las burbujas es decir en zonas de alta excitación.

Las excitaciones debidas a las recombinaciones en la trayectoria y burbujas, son menos sensibles a los procesos de degradación no radiativos, comparados con los procesos de excitación rápida, ya que la densidad de moléculas excitadas y los centros de degradación no-radiativos formados sobre la trayectoria se reducen de manera apreciable durante el tiempo útil para la recombinación. De esta manera la componente lenta originada por la recombinación de iones y por la aniquilación de estados de triplete es menos sensible a la pérdida de energía del ion incidente comparada con la componente rápida. De lo anterior, la respuesta en luz sumadas ambas componentes (rápida y lenta) depende de la pérdida de energía $\frac{dE}{dx}$ y por ende del tipo de partícula incidente sobre el centelleador. Esto último es la base física para las técnicas de discriminación $n-\gamma$ que presentan algunos centelleadores [Bicron].

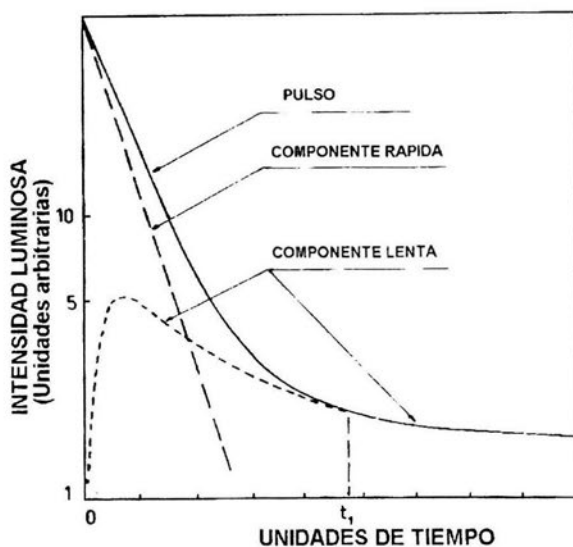


Fig.A.3. Diagrama esquemático de las componentes de la respuesta en luz de un centelleador orgánico.

La respuesta en luz

La respuesta en luz (Fluorescencia específica) de los centelleadores orgánicos es como ya vimos, una función no lineal de la energía de la partícula incidente, dependiendo además del tipo de partícula [R. Voltz et al], siendo menor para las partículas más pesadas y ionizantes cuando diferentes tipos de partícula se comparan a la misma energía. Como se discutió anteriormente la respuesta en luz tiene dos componentes: rápida y lenta y para estimar $L(E)$ se deberán tomar en cuenta ambas.

Considerando la componente rápida es decir la componente debida a la excitación de moléculas, a los estados de singulete por la acción del haz principal sobre la trayectoria y por los electrones secundarios de las zonas de alta densidad de excitación se tiene:

Sea $\frac{dN}{dx}$ el número por unidad de trayectoria de las moléculas excitadas al estado $^1S^*$, la

respuesta en luz para este proceso será: $\frac{dL_1}{dx} = \eta_s \frac{dN_s}{dx}$ con η_s la eficiencia cuántica de

fluorescencia.

Si ahora consideramos la componente retardada, o sea la componente que resulta de los estados de singulete producidos por la interacción bimolecular de moléculas en los estados

de triplete $^3S^*$ los cuales se forman después de la recombinación rápida de los iones sobre la trayectoria, respuesta en luz para este proceso será: $\frac{dL_2}{dx} = \eta_s \alpha \frac{dN_T}{dx}$ con $\frac{dN_T}{dx}$ el número de moléculas excitadas al estado $^3S^*$ y α el número de estados formados $^1S^*$ a partir de los anteriores. Podemos entonces expresar a la respuesta en luz como:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{dL_1}{dx} + \frac{dL_2}{dx} \quad (\text{A.1})$$

Componente rápida

La influencia del tipo de partícula sobre la respuesta en luz se atribuye a los efectos debidos a los centros de degradación de energía por métodos no-radiativos, los cuales disminuyen el número $\frac{dN_s}{dx}$.

Supondremos [R. Voltz et al], que los procesos de degradación de energía se deben a los efectos de la interacción entre los estados π y se asocian a los estados altamente excitados $^1S^{**}$ los cuales se perturban por la presencia de los centros no-radiativos (iones por ejemplo), que inducen transiciones que disipan o degradan el estado de excitación en competencia con el procesos de conversión interna al estado $^1S^{**}$.

Para describir estos efectos sea R_d la distancia crítica para que estos centros de degradación de energía puedan actuar, es decir si d es la distancia que separa a una molécula de uno de estos centros, entonces este actuará solo si $d < R_d$. Como la excitación primaria y la formación de estos centros ocurren a lo largo de la trayectoria de la partícula incidente y en las burbujas de alta densidad de ionización, supondremos además que la existencia de estos eventos siguen una distribución de Poisson a lo largo de la trayectoria:

Sea $\frac{d\varepsilon}{dx}$ la energía transferida por unidad de trayectoria de la partícula al medio, y W_d la energía promedio necesaria para formar un centro de degradación de energía, entonces, la distancia promedio entre dos de estos centros será: $\lambda_d = W_d \left(\frac{d\varepsilon}{dx} \right)^{-1}$ y la probabilidad de que no exista ningún centro alrededor de una distancia R_d situada en cualquier punto de la

trayectoria será: $P_d = \exp\left(\frac{-2R_d}{\lambda_d}\right)$ cuya ecuación que definiendo a $B_s = \frac{2R_d}{W_d}$ como un

parámetro que depende del centelleador pero no de la partícula incidente, queda:

$P_d = \exp\left(-B_s \frac{d\varepsilon}{dx}\right)$, si definimos a β como la eficiencia de conversión interna entre los

estados $^1S^{**} \rightarrow ^1S^*$ en ausencia de centros de degradación de energía, entonces la

probabilidad de formación de esos estados $^1S^*$ es: $P = \beta \exp\left(-B_s \frac{d\varepsilon}{dx}\right)$ por lo que la

densidad de moléculas excitadas en el estado $^1S^*$ será:

$$\frac{dv_s}{dx} = \frac{1}{W_s} \frac{d\varepsilon}{dx} P = \frac{1}{W_s} \frac{d\varepsilon}{dx} \exp\left(-B_s \frac{d\varepsilon}{dx}\right) \quad (\text{A.2})$$

donde W_s representa la energía promedio requerida para llevar una molécula al estado $^1S^*$.

De la ecuación anterior es claro que $W_s = \frac{W_s}{\beta}$. La ecuación A.2 se aplica tanto a la

partícula primaria como a las excitaciones producidas por los electrones secundarios (rayos δ).

Considerando ahora el número total de moléculas excitadas al estado $^1S^*$ unidad de trayectoria de la partícula incidente estará formada por dos términos uno correspondiendo al número de excitaciones producidas por la partícula primaria mas electrones secundarios lentos (que no forman burbujas) y el otro por los estados excitados formados por los electrones secundarios fuera de la trayectoria.

Considerando esto último se tendrá: $\frac{dN_s}{dx} = \left(\frac{dN_s}{dx}\right)_1 + \left(\frac{dN_s}{dx}\right)_2$ donde el subíndice 1 y 2

indican la cantidad de moléculas excitadas por la partícula incidente por unidad de trayectoria dentro y fuera de la misma respectivamente.

Si ahora consideramos a $\frac{dE_1}{dx}$ como la parte de la energía depositada por la partícula

incidente en la trayectoria de la partícula, entonces de acuerdo a la ecuación 2 se puede escribir:

$$\left(\frac{dN_s}{dx}\right)_1 = \frac{1}{W_s} \frac{dE_1}{dx} \left[\exp - B_s \left(\frac{dE_1}{dx} \right) \right] \quad (\text{A.3})$$

Para calcular una expresión para $\left(\frac{dN_s}{dx}\right)_2$, supongamos que solo los electrones con una energía mayor a T_0 sobre la trayectoria pueden escapar de la misma, entonces:

$$\left(\frac{dN_s}{dx}\right)_2 = \int_{T_0}^{T_{\max}} n_s(T) \frac{d}{dT} \frac{dn}{dx} dT \quad (\text{A.4})$$

donde T_{\max} es la máxima energía que puede ser transferida a un electrón de carga e y masa m en virtud de una colisión con una partícula incidente de carga Ze y masa M , y velocidad v y energía E . Por cinemática y haciendo las aproximaciones adecuadas: $T_{\max} = \frac{1}{2} E$ si la partícula incidente es un electrón y $T_{\max} \equiv \frac{4mE}{M}$, para otro tipo de partícula incidente.

Si NZ corresponde a la densidad de electrones en el medio centelleador, el número de electrones secundarios por unidad de trayectoria son energía entre T y $T+dT$ es:

$$d\left(\frac{dn}{dx}\right) = \left(\frac{2\pi e^4}{mv^2}\right) z^2 NZ \left(\frac{dT}{T^2}\right) \text{ el número de moléculas excitadas al estado } 'S' \text{ por un}$$

electrón con energía inicial T y pérdida de energía $\frac{dT}{dx}$ durante el proceso de frenado será:

$$n_s(T) = \frac{1}{W_s} \int_0^T \exp\left(-B_s \frac{dT}{dx}\right) dT \quad (\text{A.5})$$

para evaluar esta última integral consideremos primero el caso de electrones para posteriormente considerar el caso de iones mas pesados.

Caso electrones

Si el electrón es muy energético la pérdida de energía en el medio es muy pequeña y por lo tanto la probabilidad P_d dada por la ecuación $P_d = \exp\left(-B_s \frac{d\varepsilon}{dx}\right) \rightarrow 1$, resultado que es valido para electrones muy energéticos independientemente de que sean la partícula incidente o los electrones secundarios. De aquí y para este caso:

$$\left(\frac{dN_s}{dx}\right) = \frac{1}{W_s} \left(\frac{dE}{dx}\right) \quad (\text{A.6})$$

para el caso de electrones de menor energía, la pérdida de energía es mayor y la probabilidad P_d es muy diferente de la unidad, y mas aún para el caso de electrones secundarios como la máxima energía transferida es: $T_{\max} = \frac{1}{2} E$, la energía adquirida será siempre menor por lo que se puede suponer que la condición $\left(B, \frac{dT}{dx}\right) \gg 1$ se cumple, y por la ecuación 5, n_s será en este caso muy pequeño y $\left(\frac{dN_s}{dx}\right)_2$ será a su vez despreciable.

Lo que indica que toda la energía cedida por electrones lentos al medio se cede en la trayectoria, de tal manera que:

$$\left(\frac{dN_s}{dx}\right) = \frac{1}{W_s} \left(\frac{dE}{dx}\right) \exp\left[-B_s \left(\frac{dE}{dx}\right)\right] \quad (\text{A.7})$$

Ecuación que puede ser usada para describir en general el caso en que la partícula incidente sea un electrón, y la cual se reduce a la ecuación 5 en el caso de que :

$$\left(B_s \frac{dE}{dx}\right) \ll 1.$$

Caso partícula mas pesada

En este caso al contrario de los electrones los iones producen muchos electrones secundarios cuyas velocidades pueden ser mayores (el doble) que la de los iones incidentes, y por lo tanto la energía perdida por estos electrones mucho menor que para los iones primarios. Supondremos entonces que la condición $\left(B_s \frac{dE}{dx}\right) \ll 1$ se cumple: usando 4 y 5

se tendrá: $n_s(T) = \frac{1}{W_s} \int_0^T dT = \frac{1}{W_s} T$ y por lo tanto:

$$\left(\frac{dN_s}{dx}\right)_2 = \frac{1}{W_s} \left(\frac{dE_2}{dx}\right) \quad (\text{A.8})$$

donde $\left(\frac{dE_2}{dx}\right) = \frac{2\pi e^4}{mv^2} z^2 NZ \ln\left(\frac{4mE}{MT_0}\right)$ es la parte de energía perdida por unidad de trayectoria por el ion incidente, que se usa en producir electrones secundarios con una energía $T > T_0$. Si definimos F_s como el cociente de esto último y la energía total

depositada es decir: $F_s = \frac{dE_2}{dE}$ podemos escribir entonces que: $\frac{dE_2}{dx} = F_s \frac{dE}{dx}$ y

$$\frac{dE_1}{dx} = (1 - F_s) \frac{dE}{dx}.$$

De aquí que usando las ecuaciones A.3 y A.7 el número de moléculas excitadas al estado $^1S^*$ por unidad de trayectoria del ion incidente será:

$$\frac{dN_s}{dx} = \left(\frac{dN_s}{dx} \right)_1 + \left(\frac{dN_s}{dx} \right)_2 = \frac{1}{W_s} (1 - F_s) \frac{dE}{dx} \exp \left[-B_s (1 - F_s) \frac{dE}{dx} \right] + \frac{F_s}{W_s} \frac{dE}{dx} \quad (\text{A.9})$$

De esto último se tiene finalmente para la componente rápida de la respuesta en luz (luminiscencia específica):

Si la partícula incidente son electrones:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{\eta_s}{W_s} \frac{dE}{dx} \exp \left[-B_s \frac{dE}{dx} \right] \quad (\text{A.10})$$

y para caso de los iones.

$$\frac{dL}{dx} = \eta_s \left[\frac{1 - F_s}{W_s} \frac{dE}{dx} \exp \left(-B_s (1 - F_s) \frac{dE}{dx} \right) + \frac{F_s}{W_s} \frac{dE}{dx} \right] \quad (\text{A.11})$$

El parámetro F_s es igual a cero si la energía E de partícula es tal que $T_{\max} \cong \frac{4mE}{M}$ es menor que T_0 .

Componente lenta

Anteriormente se menciona que la componente lenta de la respuesta en luz de un centelleador orgánico resulta de las interacciones bimoleculares triplete-triplete en regiones de alta excitación. Si denotamos por $\phi_i \frac{dE}{dx}$, como la parte de la energía perdida por la partícula incidente por unidad de trayectoria usada para activar esas moléculas en esas regiones entonces: $\frac{dN_T}{dx} = \frac{\phi_i}{W_i} \frac{dE}{dx} \exp \left[-B_i \phi_i \frac{dE}{dx} \right]$, en donde W_i indica la energía promedio requerida para producir un estado $^3S^*$ y B_i representa un parámetro similar al parámetro B_s . Esta expresión tiene una forma similar a la de la ecuación (A.3) para $\left(\frac{dN_s}{dx} \right)_1$, por lo

que podemos interpretar a $\frac{\Phi_t}{W_t}$ como el factor que da la eficiencia de formación de los estados excitados en donde esta involucrado $^3S^*$ en la zona de alta densidad de excitación y la exponencial describe el efecto inicial de la formación de centros de energía radiativa.

De aquí y considerando la ecuación $\frac{dL_2}{dx} = \eta_s \alpha \frac{dN_T}{dx}$ entonces:

$$\frac{dL_2}{dx} = \eta_s \alpha \frac{\Phi_t}{W_t} \frac{dE}{dx} \exp\left[-B_t \Phi_t \frac{dE}{dx}\right] \quad (\text{A.12})$$

Finalmente la expresión que se obtiene para la respuesta en luz será:

Para el caso de los electrones viene dada:

$$\frac{dL}{dx} = \eta_s \left[\frac{1}{W_s} \frac{dE}{dx} \exp\left(-B_s \frac{dE}{dx}\right) + \alpha \frac{\Phi_t}{W_t} \frac{dE}{dx} \exp\left(-B_t \Phi_t \frac{dE}{dx}\right) \right] \quad (\text{A.13})$$

y para el caso de otros iones:

$$\frac{dL}{dx} = \eta_s \left[\frac{1-F_s}{W_s} \frac{dE}{dx} \exp\left(-B_s(1-F_s) \frac{dE}{dx}\right) + \frac{F_s}{W_s} \frac{dE}{dx} \exp\left(-B_t \Phi_t \frac{dE}{dx}\right) \right] \quad (\text{A.14})$$

De este resultado final se pueden hacer las siguientes conclusiones:

1.- La respuesta en luz depende de la pérdida de energía y específicamente en el caso de los iones depende de Z. Para una misma $\frac{dE}{dx}$ la partícula con mayor carga dará una respuesta

en luz mayor. Esto es así ya que el parámetro F_s en la ecuación A.14 depende de $z^2 \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1}$. Para electrones y protones a pesar de la misma carga la respuesta en luz es muy

diferente y para una misma pérdida de energía la respuesta debida a los electrones es menor. Una posible explicación es la mayor energía de los electrones secundarios producidos por los protones.

2.- Para una partícula dada a medida que se incrementa la pérdida de energía el valor de la respuesta en luz tiende a un máximo.

En la literatura se han propuesto diversas expresiones para la respuesta en luz de los centelleadores orgánicos, la mas usada hasta ahora se debe a Birks [J.B.Birks], quien propuso una relación semiempirica dada por:

$$\frac{dL}{dx} = A \frac{dE}{dx} \left(1 + kB \frac{dE}{dx}\right)^{-1} = A \frac{dE}{dx} \left(1 + B \frac{dE}{dx}\right)^{-1} \quad (\text{A.15})$$

donde $B \frac{dE}{dx}$ representa la densidad de centros de degradación de energía por procesos no radiativos producidos por unidad de trayectoria de la partícula incidente, y la luminiscencia específica se reduce por un factor $\left(1 + kB \frac{dE}{dx}\right)$ asociado al proceso de formación de esos centros descritos por el parámetro k .

Chou [C.N Chou] modificó esta expresión considerando los efectos debidos a estos centros de degradación a segundo orden en $\frac{dE}{dx}$, y propuso la expresión:

$$\frac{dL}{dx} = A \frac{dE}{dx} \left(1 + B \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx}\right)^2\right)^{-1} \quad (\text{A.16})$$

Por último otro tratamiento debido a Wright, [G.T. Wright], quién también considera efectos de segundo orden considera la siguiente expresión:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A}{2B} \ln \left(1 + 2B \frac{dE}{dx}\right) \quad (\text{A.17})$$

si ponemos $C = \frac{1}{2} B^2$ en las ecuaciones 5.15, 5.16 y 5.17 expandiendo en potencias de

$\left(B \frac{dE}{dx}\right)$ hasta segundo orden, la expresión resultante para las tres ecuaciones es:

$$\frac{dL}{dx} = A \frac{dE}{dx} \exp\left(-B \frac{dE}{dx}\right).$$

Esta ecuación es válida en el limite de baja pérdida de energía es decir partículas muy energéticas. Las tres ecuaciones predicen en este caso un comportamiento lineal $L(E) = AE + L_0$. La expansión obtenida es muy similar al primer término de las ecuaciones A.13 y A.14 sin embargo debe considerarse la condición de que los efectos debidos a los electrones secundarios y a las interacciones triplete-triplete sean despreciadas. Esta última contribución para el caso de partículas energéticas puede ser pequeña pero para los electrones secundarios es difícil considerar lo mismo.

Para el caso de partículas incidentes con una alta $\frac{dE}{dx}$ las tres ecuaciones predicen un comportamiento diferente. [Birks]. Predice una saturación de la respuesta en luz, $\frac{dL}{dx} = \frac{A}{B}$ lo que implica una respuesta proporcional al rango de la partícula en el centelleador es decir, $L(E) = \frac{A}{B}R(E)$, Wright [G.T. Wright], por el contrario, predice un crecimiento continuo de la respuesta en luz a medida que la pérdida de energía aumenta y por último la aproximación de Chou [C.N. Chou] implica que la respuesta en luz pasa por un máximo con la condición de que C sea un parámetro positivo.

APENDICE B

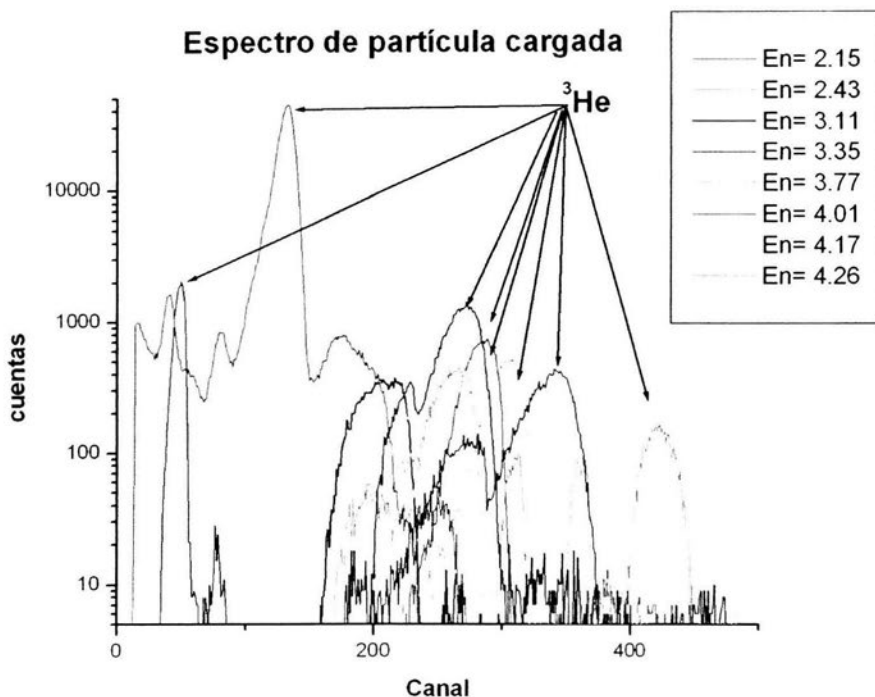
Presentación de datos y análisis.

En esta tabla A-1 se presentan las condiciones experimentales utilizadas durante las corridas en las que se llevó a cabo la caracterización de la eficiencia absoluta de detección de neutrones de un elemento individual del arreglo. Las energías están expresadas en MeV y los ángulos en grados. Las áreas corresponden a la integral del número de cuentas registradas en cada corrida para el ^3He y la coincidencia con neutrones (TOF).

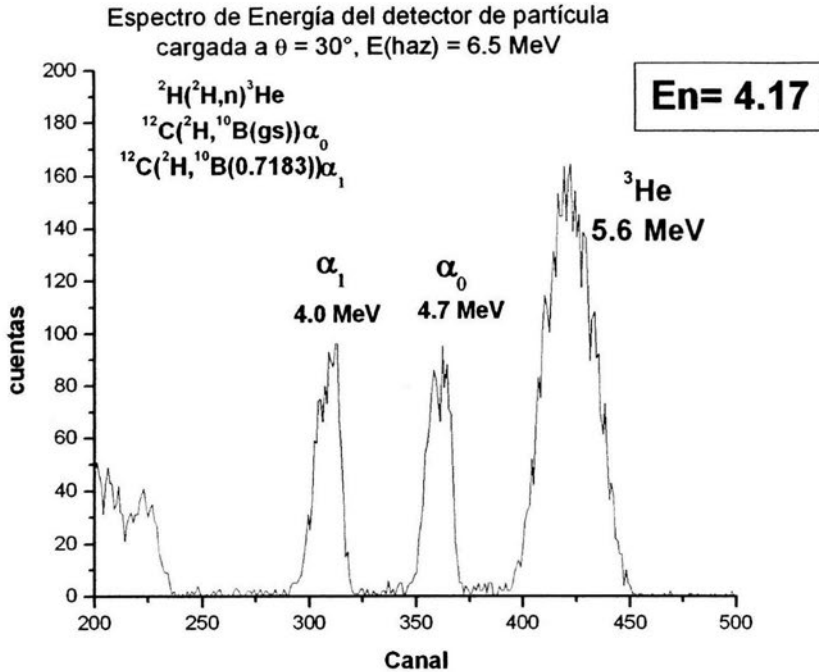
E neutrón	Ángulo neutrón	E helio	Ángulo Helio	Area He	Área He	Area TOF	Bias	Eficiencia	Energía Haz	EFF BIS
2.56	111	4.21	25	18576	18248	14381	0.3	78.81%	3.5	77.42%
2.56	111	4.21	25	14808	14596	11078	0.2	75.90%	3.5	74.81%
2.56	111	4.21	25	14935	14511	2008	0.5	13.84%	3.5	13.44%
2.56	111	4.21	25	18683	18471	9149	0.4	49.53%	3.5	48.97%
2.56	111	4.21	25	14463	14251	10691	0.3	75.02%	3.5	73.92%
2.56	111	4.21	25	12375	12057	9223	0.1	76.49%	3.5	74.53%
2.43	113.5	3.84	25	14217	14124	10701	0.3	75.76%	3	75.27%
2.15	125	4.11	20	21185	20900	16317	0.3	78.07%	3	77.02%
3.11	92	3.16	35	15225	14845	11178	0.3	75.30%	3	73.42%
3.35	89	3.42	35	17229	16954	11659	0.3	68.77%	3.5	67.67%
3.77	88.6	4.5	32	15905	15371	11297	0.3	73.50%	5	71.03%
4.26	80	4	36	44173	36107	33119	0.3	91.72%	5	74.98%
4.01	84	4.26	32	33966	31998	25029	0.3	78.22%	5	73.69%
4.49	84	5.28	32	17260	15213	10284	0.3	67.60%	6.5	59.58%
4.49	84	5.28	32	52729	44362	27047	0.3	60.97%	6.5	51.29%
4.17	88	5.6	30	4390	4327	3058	0.3	70.67%	6.5	69.66%
4.49	84	5.28	32	4351	4095	3019	0.3	73.72%	6.5	69.39%
5.82	66.4	3.95	40	5405	4979	1646	0.3	33.06%	6.5	30.45%

Tabla A-1

En la figura siguiente se muestra un conjunto de espectros de partícula cargada obtenidos en estos experimentos para la mayoría de las energías. En la figura misma se señala el pico correspondiente al ^3He en cada caso. Como ya se explicó, en nuestro caso el ^3He es identificado únicamente por la diferencia de energía con los otros productos de las reacciones que ocurren al bombardear un blanco de polietileno deuterado con deuterio (ver sección 4.2.2).



La figura siguiente muestra uno de estos espectros por separado, identificando los distintos grupos que ahí aparecen. Notablemente el pico del ^3He , que es la partícula asociada al neutrón que es emitido en coincidencia como consecuencia de la reacción $^2\text{H}(^2\text{H},n)^3\text{He}$ y dos picos más, identificados como partículas alfas provenientes de las reacciones de fusión – evaporación $^{12}\text{C}(^2\text{H}, \alpha_0)^{10}\text{B}$ y $^{12}\text{C}(^2\text{H}, \alpha_1)^{10}\text{B}^*(0.7183 \text{ MeV})$ que ocurren sobre los átomos de carbono presentes en el blanco de polietileno deuterado (C^2H_2).

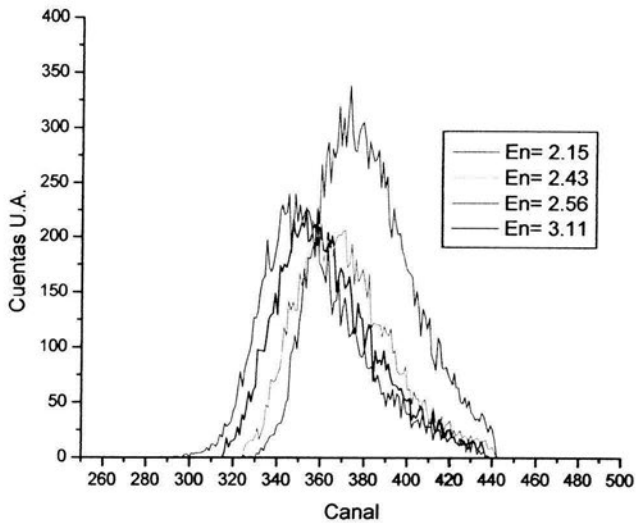


En la tabla A-2 se muestra el cálculo del tiempo de vuelo de cada partícula en nanosegundos, considerando las distancias a las que se situaron los detectores: para el caso del detector de neutrones, la longitud de recorrido de los neutrones fue de 30 cm y 13 cm para el de ${}^3\text{He}$. En virtud de que la electrónica se dispara con el detector de partículas cargadas dentro de la cámara (${}^3\text{He}$), el tiempo de vuelo registrado electrónicamente representa una medida de la diferencia entre el tiempo de vuelo del helio con el del neutrón. En la última columna de la tabla se presenta dicha diferencia.

E (n)	T(n)	E (³ He)	T(He)	TOF
2.15	15.14	4.11	11.26	8.88
2.43	14.24	3.84	10.88	8.36
2.56	13.88	4.21	11.40	7.48
3.11	12.59	3.16	9.87	7.72
3.35	12.13	3.42	10.27	6.86
3.77	11.43	4.50	11.78	4.65
3.79	11.40	2.98	9.59	6.82
4.01	11.09	4.26	11.46	4.62
4.17	10.87	5.60	13.14	2.73
4.26	10.76	4.00	11.11	4.65
4.49	10.48	5.28	12.76	2.71
5.82	9.20	3.95	11.04	3.16

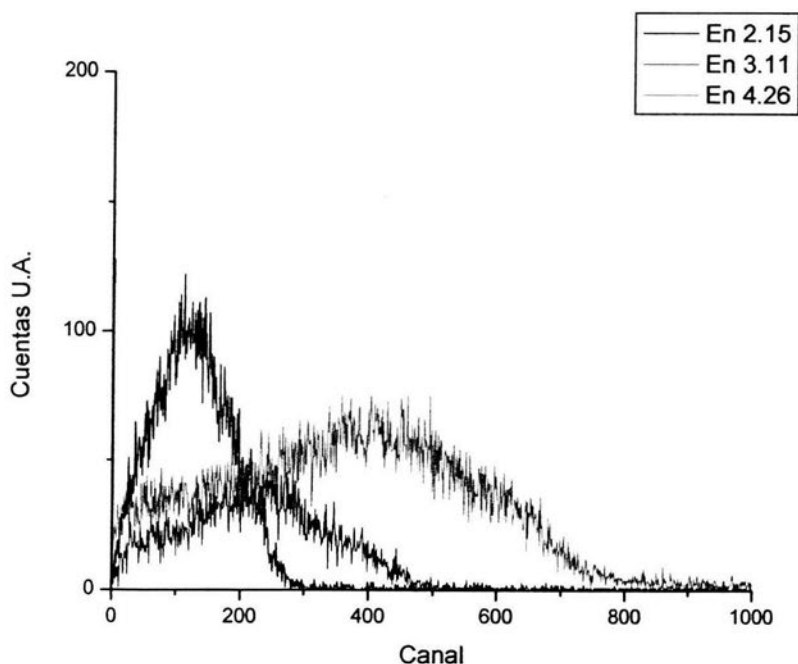
Tabla A-2

En la siguiente figura se muestran espectros de tiempo de vuelo seleccionados para cuatro energías de neutrón diferente. En ella se aprecia el corrimiento hacia tiempos más cortos conforme se incrementa la energía del neutrón, para las energías de 2.15, 2.43 y 2.56 MeV, sin embargo el espectro correspondiente a una energía de neutrón de 3.11 se ubica entre las dos últimas, de acuerdo a los cálculos presentados en la tabla anterior.



Finalmente, en la figura siguiente se muestra una selección de espectros de altura de pulso entregado por el fotomultiplicador de nuestro detector de neutrones. Se observa que en todos los casos tenemos un espectro continuo, desde prácticamente el canal cero hasta un máximo. Este máximo se recorre hacia la derecha conforme la energía del neutrón detectado aumenta, de acuerdo a lo esperado según se describe en la sección 2 y la figura 2.2.1 y el canal máximo correspondería a la energía máxima transferida por el neutrón a los protones del medio. Esta característica ofrece la posibilidad de obtener una calibración en energía para el eje horizontal y eventualmente obtener el equivalente en eV, al corte electrónico impuesto para suprimir señales de baja amplitud, necesario para eliminar el ruido electrónico.

Cabe igualmente señalar que la forma del espectro no es plana, como en la figura 2.2.1, lo que obedece al gran tamaño de nuestro detector. Los neutrones sufren más de una dispersión con los protones del centelleador, ver figura 4.3.2, y el espectro se deforma.



BIBLIOGRAFIA

- [A.Varela] A.Varela, R. Policroniades, F. Jiménez, J. Calvillo, Nucl. Instr. And Meth In Phys.Res.,A248 439 (1999)
- [Bell] P.R.Bell, Phys. Rev. 73, 1405 (1948))
- [Beckurts] Beckurts and Wirtz *Neutron Physics* Springer Verlag (1964)
- [Bicron Corporation] <http://www.detectors.saint-gobain.com/Data/Element/BC-408/NE105>[Birks 1] Birks (The theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press, London (1963))
- [Birks 2] J.B. Birks, L.G. Christophorou, Nature 197 1064 (1963).
- [Birks 3] J.B.Birks, Proc. Phys. Soc. A64 874 (1951),
- [Brooks 1] F.D Brooks Nucl. Instr. And Meth. 162 477 (1979)
- [Brooks 2] F.D: Brooks Nucl. Instr. and Meth. 24, 445, (1963)
- [Burrus] W.R.Burrus, V.V. Verbinsky, Nucl. Instr, and Meth.67, 181 (1969).
- [Cohen] Bernard Cohen, *Concepts of nuclear physics* McGraw Hill (1971)
- [Chávez] E. Chávez et al. "Efficiency and Light Response Measurement of a Neutron" Detector Using the AP Technique – Mex.Nucl. (2002)
- [Chávez] E.Chavez et al., Rev. Mex de Fis. 48 suplemento 2 98-102 (2002)
- [Chou] Chou C.N, Phys. Rev Vol 78, 376,904 (1952)
- [Diven] B.C. Diven, H.C, Martín,R.F. Taschek, J.Terrell, Phys.Rev. 101, 1012 (1956).
- [Dorin] Dorin N Poenaru and Walter Greiner editors *Experimental techniques in nuclear physics* Walter de Gruyter (1997)
- [Fowler] J.L. Fowler et al."Efficiency Calibration of Scintillation Detectors in The Neutron Energy Range 1.5-25 MeV By The Associated Particle Technique. NIM 175 (1980) 449-463
- [Greiner, W] Greiner, W. *Classical Electrodynamics* Springer-Verlag 1rd edition (1998)
- [Greiner, W] Greiner, W. et al.*Nuclear Models* Springer-Verlag 1rd edition (1992)

- [Huerta] A.Huerta *Un sistema de adquisición multiparamétrico y el estudio de las reacciones de tipo (Alpha,n)* Tesis de Licenciatura U.N.A.M Facultad de Ciencias 1998
- [J. Gomez del Campo] J. Gomez del Campo et al. Phys Rev Lett Vol 86 Número 1 (2001)
- [J.L.Fowler 2] J.L.Fowler, J.B. Marion, Fast Neutron Physics Interscience Publishers, (1960)
- [Knoll] Knoll, G.F. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley& Sons, 3rd edition (1999).
- [Lee] Lee, S.Y. *Accelerator Physics* World Scientific (1999).
- [Leo] Leo, W.R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 2ed edition (1994).
- [M Drog] M Drog , Nucl. Instr. and Meth 105 (573-584) (1972)
- [Messiah] Messiah, A. *Quantum Mechanics* Dover, Dover edition (1999)
- [Meyer] Meyer, R.B. Phys. Rev. Vol 128, 98 (1962)).
- [Monroy] Measurement of the Efficiency of a Neutron Detector Array R. Monroy, E. Chávez, A. Huerta, R. Macias, M. E. Ortiz, L. Barrón, A.Ibañez, A. Varela, G. Murillo, R. Policroniades, and E. Moreno AIP Conference Proceedings 726 (2004)237
- [Neutron Wall] Neutron Wall 1999
- [Nuclear Enterprises] Nuclear Enterprises LTD
- [R.Batchelor] R.Batchelor, W.B.Gilboy, J.B. Parker, J.H.Towle, Nucl. Instr. and Meth. (13 70)
- [R.Voltz] R. Voltz, J Lopes da Silva, G. Laustriat, A.Coche J. Chem. Phys. 45 3306 (1966)
- [RCA] [RCA Photomultiplier Manual] (1970)
- [Reines] F. Reines, C.L –Cowan, Phys Rev. 90, 442 (1977).
- [Rickards] Rickards, J.C. *La fisica de las radiaciones en Materia*. Dirección General de Divulgación de la Ciencia UNAM Primera Edición (2001).
- [Rofls] Rofls, C.E. *Cauldrons in the Cosmos* The University of Chicago Press 1st edition (1988).
- [Roush] M.L.Roush, M.A.Wilson W.F.Hornyak, Nucl.Instr. and Meth. 31, 112, (1964).

- [Schiff] Schiff, L. I. *Quantum Mechanics* McGraw-Hill, Inc, 3rd edition (1968)
- [Schwarz] S.Schwarz, O.Zetterström, Nucl. Inst. and Meth. 53, 7 (1963).
- [Segre] Segre, E. *Núcleos y Partículas* Editorial Reverte(1972).
- [Stevens] B Stevens, Nature 192 725 (1961).
- [Tsoulfanidis] Tsoulfanidis, N. *Measurement and Detection of Radiation* Taylor and Francis ed 2nd Edition (1995)
- [V.V.Verbinsky] V.V.Verbinsky, W.R.Burrus,T.A.Love, W.Zobel, N.W.Hill, R. Textor, Nucl. Instr. and Meth. 65, 8 (1968).
- [Varela] A. Varela, *Desarrollo de un Haz de Neutrones Monoenergéticos*, Tesis Doctoral Facultad de Ciencias U.A.E.M. México 2003
- [Villareal] J.M. Villarreal, *Establecimiento de un sistema de detección de Neutrones*, Tesis de licenciatura Facultad de Ciencias U.N.A.M. México 1995
- [Voltz] Voltz , G.Lausrtrial, J Physique, 29 159 (1958)
- [Wright] G.T. Wright, Rev. Vol 91 1282 (1953)