

50
ZBJ



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTABLECIMIENTO DE UN SISTEMA
DE DETECCION DE NEUTRONES.

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 :

JOSE MANUEL VILLARREAL HUERTA



DIRIGIO: DR. EFRAIN CHAVEZ LOMELI

MEXICO, D. F.

1995

FALLA DE ORIGEN

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



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
AVENIDA DE
MEXICO

M. en C. Virginia Abrín Batule
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:

"ESTABLECIMIENTO DE UN SISTEMA DE DETECCION DE NEUTRONES"

realizado por VILLARREAL HUERTA JOSE MANUEL.

con número de cuenta 7430446-4 , pasante de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

DR. EFRAIN RAFAEL CHAVEZ LOMELI

Propietario

DRA. ALICIA OLIVER GUTIERREZ

Propietario

DR. JULIO HERRERA VELAZQUEZ

Suplente

DR. ERNESTO BELMONT MORENO

Suplente

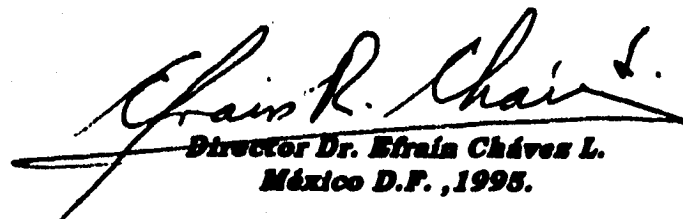
M. EN C. FERMIN CASTILLO MEJIA

Consejo Departamental de Física

DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA
Coordinador de Licenciatura

"Establecimiento de un Sistema de Detección de Neutrones"

por: José Manuel Villarreal Huerta


Director Dr. Efraín Chávez L.
México D.F., 1995.

Dedicado:

*A mi madre Doña Natividad Huerta
A la memoria de mi padre Don Herminio Villarreal*

*A el amor de mi vida Patricia Maldonado
Y a Jorge Manuel*

SÍNTESIS

Se llevó a cabo el diseño y la construcción de un detector de neutrones en el rango de energías de 1 a 12 MeV. Para esto fue necesario desarrollar un modelo teórico de la penetración de los neutrones en un material compuesto por dos tipos de átomos; hidrógeno y boro, el primero que sirve como termalizador y el segundo como capturador, Es a partir de éste que se optimizó, diseñó y construyó un blindaje capaz de reducir al menos en un 80 % la probabilidad de detección de neutrones provenientes de fuentes distintas al sistema en estudio. Un segundo problema que se resolvió es el de la discriminación entre rayos gama y neutrones, la cual se hizo por medio de la técnica del análisis de la forma del pulso. Para poder llevar a cabo dicho análisis se desarrolló un circuito de salida del tubo fototomultiplicador que reproduce fielmente la forma en que se produce la luz emitida por un material centelleador plástico orgánico. Además se implementó por medio de módulos electrónicos comerciales un circuito que es capaz de analizar la forma del pulso independientemente de la amplitud de éste en un rango dinámico de 1 a 20. Finalmente se llevó a cabo la calibración en la energía del detector por medio de dos fuentes de rayos gama de energías conocidas (Cs 137, Co 60) además de que se estimó la eficiencia para contar electrones y protones con respecto a la energía y un parámetro de discriminación.

Contenido

I INTRODUCCION.....	6
II DESARROLLOS TEORICOS.....	12
II.i Interacción De Neutrones Con Materia.....	12
II.i.a Aplicaciones al caso de blindaje.....	19
II.ii Interacción de Radiación Gama con Materia.....	26
II.iii Material Luminiscente.....	31
II.iii.a Interacción de Neutrones con el material Centelleante.....	32
II.iii.b Flourescencia del material Centelleador.....	36
II.iv Tubo Fotomultiplicador.....	44
III PROCEDIMIENTOS Y DISPOSITIVOS EXPERIMENTALES.....	51
III.i Detector.....	51
III.i.a Material Centelleador.....	51
III.i.b El Tubo Fotomultiplicador.....	53
III.ii Blindaje.....	60
III.ii.a Aislamiento de Gamas.....	60
III.ii.b Aislamiento de Neutrones.....	66

III.iii Discriminación Por la Forma Del Pulso 71

III.iii.a Principios..... 73

III.iii.b Electrónica 74

III.iii.b.1 Preamplificador 75

III.iii.b.2 Amplificador..... 76

III.iii.b.3 Analizador de la Forma del Pulso 76

III.iii.b.4 Convertidor de Tiempo a Amplitud..... 76

III.iii.b.5 Adquisición de Datos (CAMAC) 76

IV EXPERIMENTOS..... 78

IV.i Calibración del Detector 82

IV.ii Resolución del Detector 92

IV.iii Eficiencia del Detector..... 95

V RESULTADOS Y CONCLUSIONES..... 98

Apéndice A..... 101

Apéndice B..... 109

Apéndice C..... 103

Apéndice D..... 111

AGRADECIMIENTOS..... 112

BIBLIOGRAFÍA..... 114

I INTRODUCCIÓN

El neutrón es, como sabemos desde los años treinta, una partícula sin carga eléctrica que junto con los protones constituyen a los núcleos atómicos. Ambas partículas poseen cualidades similares, pero difieren en cuanto a su carga eléctrica. Siendo ésta nula para el neutrón, lo convierte en una partícula excepcional por el hecho de no interactuar electromagnéticamente con su alrededor.

Cuando nos interesamos en investigar la interacción de los diferentes tipos de radiación con la materia, encontramos que las partículas cargadas interactúan electromagnéticamente fuertemente con cualquier tipo de material debido a la presencia de los electrones que componen a este último. Los neutrones en cambio interactúan principalmente a través de la interacción nuclear fuerte con los núcleos atómicos. Dichas interacciones ocurren de manera esporádica. Una forma de visualizar esto es considerando que el tamaño del átomo entero es del orden de diez mil veces mayor que el de su propio núcleo y por otro lado el alcance de la interacción nuclear fuerte es insignificante en comparación con el de la electromagnética. En otras palabras los neutrones van a interactuar muy poco con la materia en comparación por ejemplo con los protones las cuales son partículas muy similares a los neutrones. Esta propiedad hace de los neutrones un tipo de partícula con la capacidad de penetrar en la materia mucho más que cualquier otra partícula de energía similar.

Surge inmediatamente entonces el interés de aprovechar esta radiación penetrante en distintas aplicaciones. Muchas de ellas se han dado con el desarrollo de los reactores de fisión, que generan flujos importantes de neutrones, entre las que podemos mencionar a título de ejemplo: 1) El análisis de materiales por activación neutrónica y 2) La producción de isótopos radioactivos con aplicación industrial y médica.

Sin embargo, muchas de las investigaciones pioneras que fueron necesarias para el desarrollo de los reactores se llevaron a cabo en laboratorios alrededor de aceleradores de partículas cargadas, electrones y protones. ¿Qué tipo de información se requería?. Inicialmente se desconocían todas las propiedades de la interacción de neutrones de diferentes energías con cualquier tipo de material. De gran importancia fueron los descubrimientos de la alta probabilidad que tenían los neutrones de muy baja energía para fisiónar núcleos de Uranio, especialmente el isótopo de masa 235, así como algunos transuránicos y otros núcleos pesados. Por otro lado el descubrimiento de materiales con la habilidad de transformar a los neutrones rápidos producidos en reacciones nucleares en lentos o térmicos. Y finalmente el de aquellos materiales que absorben definitivamente a los neutrones. Como todos sabemos, estos descubrimientos, junto con el concepto de la reacción en cadena dieron lugar a la fabricación tanto de los reactores de potencia como a la bomba atómica. Otro tipo de información importante fue la de determinar la probabilidad de emisión de neutrones por los diversos materiales tanto bajo el efecto de la irradiación con neutrones como por efecto de radiación de rayos gama(γ) y alfa(α).

Si bien todas estas investigaciones procedieron con gran celeridad en los campos de importancia estratégica, las investigaciones sobre materiales considerados sin importancia fue rápidamente abandonada. Hoy día muchos huecos se hacen evidentes y surge la necesidad de llevar a cabo nuevos experimentos. Por ejemplo, se sabe poco acerca de la probabilidad de emisión de neutrones por materiales ligeros, poco usados en el ambiente de los reactores, pero muy comunes en los cementerios de almacenamiento de materiales radioactivos.

Bueno y ¿ cómo se llevan a cabo estos experimentos ? Sobre este tema versará principalmente este trabajo, pero aquí podemos hablar sobre los principios generales. Hay principalmente dos aspectos en este tipo de trabajo. Uno es el tipo de radiación que se utiliza para perturbar al material y el otro es el tipo de radiación que se detecta. Si se quiere investigar por ejemplo la probabilidad de absorción o de provocar fisión o de ser termalizado, la radiación incidente es naturalmente el neutrón mismo y la radiación detectada puede ser de otra naturaleza; fotones o partículas cargadas. Por otro lado si lo que se quiere averiguar es la probabilidad que tienen ciertos materiales para producir neutrones, entonces necesariamente se tienen que detectar a los neutrones y la radiación incidente es aquella que se quiere investigar, por ejemplo partículas α o protones (reacciones (p,n) y (α,n)).

En cuanto a la generación de la radiación incidente, se utilizan principalmente aceleradores para partículas cargadas, aunque igualmente se pueden generar fotones y neutrones mediante reacciones nucleares. En cuanto a

la generación de haces monoenergéticos de neutrones, los aceleradores son ideales. Si se requiere de flujos intensos, entonces el entorno de los reactores es el indicado. Fuentes radioactivas, como por ejemplo combinaciones de emisores α naturales con Berilio: ${}^9\text{Be} + \alpha \rightarrow n + {}^{12}\text{C}$, son igualmente usadas para neutrones de energías entre 0 y 12 MeV.

En el Instituto de Física de la U. N. A. M., se tiene una gran tradición en el uso de aceleradores con fines tanto de investigación básica como el de aplicaciones al estudio de materiales mediante técnicas de origen nuclear, como podrían ser PIXE, ERD y RBS (del inglés "protón induced X-ray emission", "Energy Recoil Detection" y "Rutherford Back Scattering"). Todas estas utilizando partículas cargadas como radiación incidente. Esto limita de manera importante la profundidad a la que se puede llevar a cabo el análisis, en virtud de la poca penetrabilidad de las partículas cargadas. La inclusión de los neutrones como parte de las herramientas de análisis con las que se cuenta en estos laboratorios surge como una necesidad importante. En este sentido cabe destacar que uno de los cuatro aceleradores del IFUNAM, cuenta actualmente con la posibilidad de producir haces de partículas positivas (protones, alfas, etc) con intensidades moderadas y sobre todo pulsados. Esta característica nos permite prever la posibilidad de medir tiempos, lo que nos permite medir velocidades y energías siempre y cuando se conozca la naturaleza de la partícula detectada (su masa).

El desarrollo de un "espectrómetro de neutrones" depende entonces de la capacidad para detectar a los neutrones identificándolos, y a la de medir dos

señales de tiempo a lo largo de dos puntos en el trayecto combinado de la radiación incidente (generada por el acelerador en un instante determinado) y del neutrón entre el momento de su producción y su detección final.

*Con un sistema de este tipo el campo de trabajo del laboratorio se amplía considerablemente como ya se ha explicado mas arriba y de ahí surge la motivación para este trabajo. Aquí nos ocuparemos principalmente de la etapa de la **detección e identificación de los neutrones.***

El trabajo se inicia con la descripción desde el punto de vista teórico de la interacción de neutrones y fotones con la materia, así como las propiedades de los materiales centelleadores y los principios de detección de neutrones (capítulo II). Igualmente en este capítulo se describen los principios teóricos de funcionamiento de los fotomultiplicadores. Más adelante se describe con detalle el trabajo específico llevado a cabo en el laboratorio tanto en el diseño y construcción del blindaje para el detector, como en la descripción del tipo de detector escogido y las técnicas de electrónica empleadas para llevar a cabo la identificación de los neutrones mediante la separación de las señales producidas por estos de aquellas generadas por fotones (capítulo III).

Finalmente se describirán los primeros experimentos que se llevaron a cabo con este sistema de detección y la caracterización de nuestro detector (capítulo IV). Es pertinente enfatizar que la segunda parte de este sistema, el sistema de medición del tiempo de vuelo, se encuentra todavía en la etapa de desarrollo y no forma parte del presente trabajo.

Los principales resultados y conclusiones se encontrarán en el capítulo V. Se proporcionan igualmente cuatro apéndices en los que se revisan conceptos necesarios para la comprensión de este trabajo.

II DESARROLLOS TEÓRICOS

II.1- Interacción de neutrones con materia

En esta sección se intenta explicar lo que sucede a un haz de neutrones cuando incide en la materia. Los neutrones son partículas sin carga por lo que no interactúan electromagnéticamente con la materia, además tienen una masa que es aproximadamente 2000 veces la del electrón. Cuando un neutrón incide sobre un objeto material, pueden tener dos tipos de interacciones; la primera con los electrones que están en los átomos, y la segunda con los núcleos de los átomos. La interacción con los electrones se puede despreciar ya que éstos interactúan mediante la interacción electro-débil y los neutrones en cambio lo hacen mediante la interacción fuerte y la electro-débil, sólo que la primera es 1000 veces más intensa que la segunda, si las partículas son cargadas, pero el neutrón no lo es, de modo que sólo lo hace mediante la interacción de su momento dipolar magnético, y la interacción débil es todavía 3 órdenes de magnitud menor. Por otro lado como el núcleo de los átomos que constituyen material está formado por hadrones, éstos interactúan con los neutrones mediante la interacción fuerte, por lo que vamos a poder despreciar la anterior fácilmente.

Para describir la interacción de neutrones con materia nos ocuparemos de entender en primer término la colisión elástica neutrón-núcleo, en donde por lo

tanto, se conserva la energía cinética, así que planteando las dos ecuaciones de conservación tenemos:

$$I_n = P_n + P,$$

$$U_n = E_n + E,$$

donde I_n es el ímpetu del neutrón antes del choque, P_n es el ímpetu del neutrón después del choque, y P es el ímpetu del núcleo del átomo después del choque. De manera similar U_n es la energía cinética del neutrón antes del choque, E_n es la del neutrón después del choque y E es la del núcleo después del choque, todas estas medidas en el laboratorio.

En el apéndice B y en muchos libros [ME83] se encuentra que la razón entre la energía que se transfiere al núcleo del átomo y la energía del neutrón incidente está dada por:

$$E/U_n = 4 (m/m_n) \mu_n \cos^2 \phi = 4 \mu \mu_n \cos^2 \phi \quad (1)$$

donde m y μ son la masa y la masa reducida del núcleo respectivamente, m_n y μ_n son la masa y la masa reducida del neutrón y ϕ es el ángulo de dispersión del

núcleo del átomo en el laboratorio. Además si $m = m/m_n$ es el número atómico entonces:

$$\frac{E}{U_n} = \frac{m}{(m+1)^2} \cos^2 \phi \quad (2)$$

la máxima energía que se puede ceder al núcleo es por lo tanto, cuando $\cos \phi = 1$, $\phi = 0$, es decir la retrodispersión ó colisión frontal.

$$\frac{E}{U_n} = \frac{m}{(m+1)^2} \quad (3)$$

El valor máximo que puede tomar esta razón es por lo tanto con $m = 1$ es decir el núcleo del átomo de hidrógeno (protón).

Sin embargo nosotros tenemos un haz de neutrones que interactúa con un material el cual está formado por gran cantidad de átomos. Para describir esta interacción tomamos el concepto de sección eficaz, la cual depende de la forma en que interaccionan y de la energía del neutrón incidente.

Si pensamos que cada átomo presenta un área σ en donde se puede llevar a cabo la interacción del átomo con el neutrón y que el material está constituido

por n' átomos. Para resolver el problema de un haz de neutrones que incide sobre un material; consideraremos, fig. 1, que este material de profundidad d , presenta un área F normal al haz de neutrones, entonces el número de átomos por unidad de volumen estará dado por:

$$n = n' / F d$$

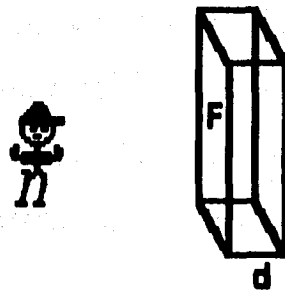


fig. 1 Neutrones Vs. Materia $F =$ área normal al haz incidente $d =$ profundidad del material

Y ya que la probabilidad para que ocurra una colisión estará dada por la razón entre el área de posibles impactos entre el área total. Considerando que la profundidad d del material es suficientemente pequeña para que no ocurra traslape entre los átomos. La probabilidad queda expresada como:

$$P = n' \sigma / F = n \sigma d \quad (4)$$

Y si N_0 es el número de neutrones que inciden por seg. en el material, entonces el decremento de neutrones después de atravesar el material una distancia d será igual a R el número de posibles interacciones por seg., con lo cual tenemos:

$$R = N_0 P = N_0 \sigma n d \quad (5)$$

Sin embargo para nuestro material no tenemos propiamente la condición en que no hay traslape entre los átomos ya que es grueso, para encontrar la solución en este caso, suponemos una placa muy delgada dentro del material que se encuentre entre x y $x + dx$ donde si se cumple nuestra condición, entonces si llegan $N(x)$ neutrones a la distancia x el cambio en el número de neutrones en la distancia $x + dx$ será:

$$-d N(x) = N(x) n \sigma dx \quad (6)$$

Y si integramos sobre todas estas secciones tendremos:

$$N(x) = N_0 \exp(-n \sigma x) \quad (7)$$

Por otro lado, de esta ecuación tenemos que el número de interacciones es:

$$R = N_0 - N = N_0 [1 - \exp(-n \sigma d)] \quad (8)$$

La cual se reduce a la expresión (5) para d muy pequeña. Lo anterior demuestra que existe un decaimiento exponencial del flujo de neutrones que atraviesa un material. En esta deducción se ha supuesto, entre otras cosas que σ no depende de la energía, así como que los neutrones no pierden energía al penetrar el material. Generalmente σ es una función de la energía cinética de los neutrones incidentes:

$$\sigma = \sigma(E).$$

Es decir es una función de la longitud de onda asociada al haz de neutrones $\sigma(\lambda)$. Cuando llevamos a cabo la integración anterior supusimos que σ era independiente de la profundidad, esto es realmente válido si la probabilidad para que el neutrón tenga una segunda interacción es despreciable, es decir si el neutrón es absorbido por el átomo en su primera interacción o porque se tenga un recorrido libre medio suficientemente grande, de tal manera que no ocurra una colisión más. Se puede definir al recorrido libre medio como la longitud para la cual la intensidad del haz decrece hasta $1/e$ de la incidente.

Por otro lado si definimos el coeficiente de atenuación lineal como $\mu = n \sigma$ podremos representar la ecuación anterior como:

$$I_{\text{salida}} = I_{\text{entrada}} \exp(-\mu d), \quad (9)$$

donde I es la intensidad de el haz de neutrones, y si tomamos como antes que el número de átomos que pueden experimentar interacciones por unidad de volumen es igual al número de átomos por unidad de volumen en el material, entonces:

$$V = A/\rho = \text{el volumen de } N_A \text{ átomos,}$$

$$n = N_A / V = N_A / (A / \rho),$$

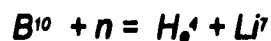
$$n = N_A \rho / A,$$

$$\mu = n \sigma = \rho N_A \sigma / A,$$

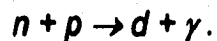
donde n = el número de átomos por unidad de volumen, $\rho = m/V$ es la densidad del material y A es la masa de N_A partículas y N_A es el número de Avogadro. Existen casos en los que un mismo material puede tener diferente densidad, en estos es conveniente utilizar el coeficiente de atenuación másico definido como $\mu/\rho = \sigma N_A/A$ que es igual a una constante por σ . Y ahora si expresamos la profundidad del material como $\rho d = m d / v = m / v_{\text{ave}}$ tendremos

$$I_{\text{salida}} = I_{\text{entrada}} \exp [-(\mu \rho) \rho d] \quad (10)$$

II.1.a Aplicación al caso de blindajes.- Nosotros estamos interesados en blindar nuestro detector, es decir colocar una barrera que detenga a los neutrones que se encuentran en los alrededores y que no nos interesa detectar. Para este fin elegimos la parafina por su gran contenido de hidrógeno el cual como ya se ha demostrado [pág.14] frena a los neutrones, sin embargo, después de la interacción de los neutrones con el hidrógeno, los neutrones tendrán velocidades menores (se termalizarán) a la que tenían al incidir sobre el blindaje, debido a las colisiones elásticas con los núcleos de hidrógeno. Sin embargo estos neutrones aun pueden llegar al detector, por esto es necesario que los neutrones se absorban en la barrera, y por lo tanto sea imposible que lleguen al detector, esta posibilidad la brinda el colocar un átomo en el camino de los neutrones ya termalizados, que reaccione con éstos y el producto de esta reacción no sea algo activo. La reacción que nos ofrece estas características es la del neutrón con el boro, este átomo se elige ya que posee una sección eficaz de alrededor de 3700 barn para neutrones térmicos y el resultado será helio, el cual no presenta radiactividad. La reacción precisa es la siguiente:



Es pertinente aclarar que en la parafina ocurrirá otro tipo de reacción, la cual se tiene cuando un neutrón es capturado por un protón dando como resultado la producción de deuterio y radiación gama, es decir:



Este tipo de reacciones las podemos ignorar debido a que la sección eficaz de captura del protón para neutrones térmicos es alrededor de .5 barns, que comparandola con la sección eficaz para la reacción de neutrón térmico y boro, resulta muy pequeña.

Así es que tendremos que determinar la proporción de boro que tenemos que agregar a la parafina para tener un buen blindaje. Para lograrlo haremos las siguientes suposiciones: en primer lugar, como la sección eficaz de la reacción $n + p$ (neutrón, protón) para neutrones de energías superiores a 1MeV. es del orden de 4 barns (ver tabla 1 más adelante) y la sección eficaz de la reacción $n+B$ (neutrón, boro) para éstas energías, es del orden de .5 barns [KN89], además de que el boro tiene un número atómico mayor al del hidrógeno según la ecuación (1) la termalización de los neutrones rápidos por el boro es despreciable en comparación con la interacción de éstos con el hidrógeno, así es que cuando los neutrones rápidos llegan a interaccionar con el blindaje la principal reacción será con los protones, es decir con los núcleos del hidrógeno, los cuales se encargarán

de térmalizar a los neutrones, en segundo lugar después de que los neutrones son termalizados, la principal interacción será la que tengan con el boro, debido a la gran sección eficaz que éste tiene para neutrones térmicos, aproximadamente 3700 barn para neutrones de 0.025 ev. [CU53]. Si nos referimos de nuevo a la fig. 1 y ahora suponemos que el material está formado por átomos de boro y átomos de hidrógeno, y tomando una capa muy delgada de profundidad dx entonces en esta capa tenemos lo siguiente:

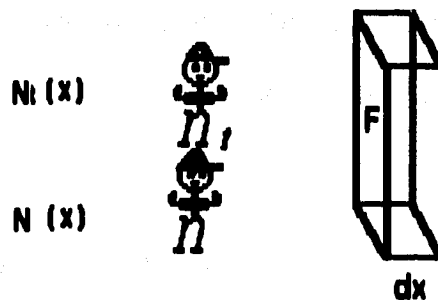


fig. 2 Neutrón y neutrón térmico Vs. materia $F =$ área normal al haz de neutrones
 $dx =$ profundidad diferencial del material

Llegan $N(x)$ neutrones rápidos a la distancia x , y $N_t(x)$ neutrones térmicos a ésta distancia (ver fig. 2), por lo que si llamamos $dN_t(x)$ a el cambio de neutrones térmicos al atravesar la capa delgada del blindaje entonces, este cambio será igual al cambio de neutrones térmicos debido a la interacción de los neutrones rápidos con el hidrógeno, menos el cambio de neutrones térmicos debido a la interacción de neutrones térmicos con el boro, por lo que con la ayuda de la ecuación (8) podemos escribir la siguiente relación:

$$dN_t(x) = dN(x) - N_t(x) \mu_b dx$$

$$dN_t(x) = N_0 \mu \exp(-\mu x) dx - N_t(x) \mu_b dx \quad (11)$$

en donde $\mu = \sigma n$ es el coeficiente de atenuación lineal del hidrógeno, σ su sección eficaz para neutrones rápidos y n es el número de neutrones por unidad de volumen en el material. De la misma manera $\mu_b = \sigma_b n_b$ es el coeficiente de atenuación lineal del boro, σ_b es su sección eficaz para neutrones térmicos, y n_b es el número de átomos de boro por unidad de volumen en el material.

La ecuación (11) es una ecuación diferencial no homogénea la cual podemos resolver por el método convencional de encontrar la solución de la homogénea y sumarle una solución particular. Entonces [Apéndice A]:

$$N_t(x) = N_0 \mu / \mu_b - \mu [\exp(-\mu x) - \exp(-\mu_b x)] \quad (12)$$

en donde hemos escogido la constante de integración de tal manera que se cumpla la condición $N_t(0)=0$. Esta ecuación tiene la forma descrita en la fig. 3 en donde se nota que la cantidad de neutrones térmicos como función de la

profundidad del material aumenta exponencialmente llegando a adquirir su máximo en:

$$x' = \ln \mu_0 - \ln \mu / \mu_0 - \mu \quad (13)$$

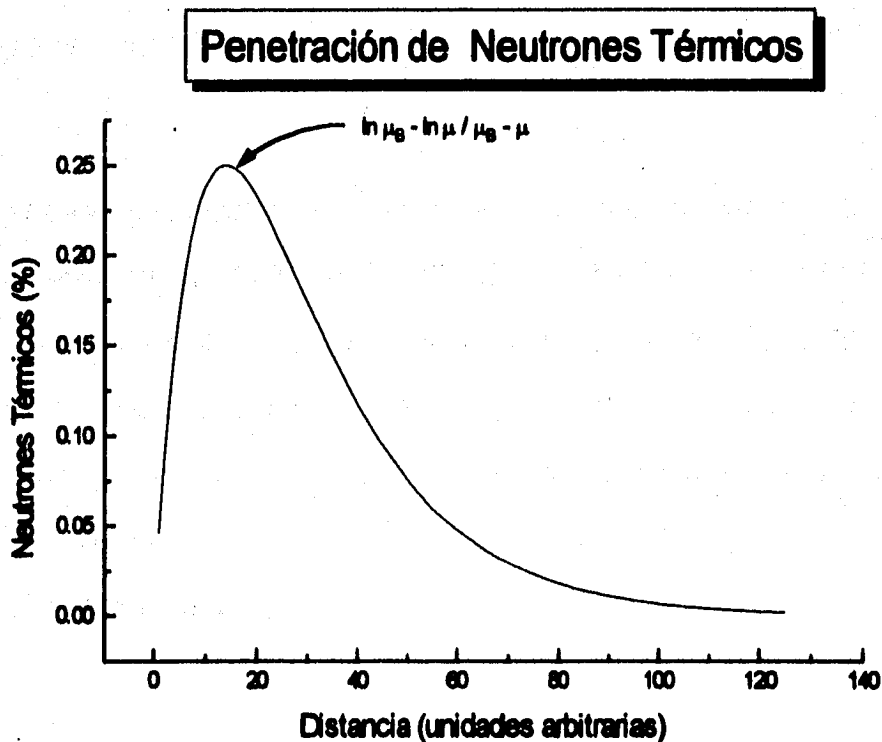


fig. 3 en la figura aparece la gráfica de la penetración de neutrones térmicos en la materia en donde se ha tomado el caso en que μ es igual a 1 y μ_0 es igual a $\frac{1}{2}$

Por otro lado para encontrar la cantidad de boro que tenemos que agregar a la parafina para tener un máximo en la proporción de neutrones capturados,

tenemos la ecuación que nos da el número de neutrones capturados en la distancia x :

Neutrones capturados = Neutrones termalizados - Neutrones que sobrevivieron térmicos

$$N_c(x) = N_0 - N_0 \exp(-\mu x) - N_0 \mu / \mu_b - \mu [\exp(-\mu x) - \exp(-\mu_b x)] \quad (14)$$

en la cual para encontrar el máximo, podemos tomar el camino convencional de derivar respecto a μ_b e igualar a cero, por lo que tomando en cuenta que al agregar átomos de boro a la parafina estaremos desplazando átomos de hidrógeno tenemos que en un primer orden de aproximación se cumple la condición de que el número de átomos de boro por unidad de volumen más el número de átomos de hidrógeno por unidad de volumen será constante, que podemos escribir como:

$$n + n_b = \text{constante}$$

y en términos de los coeficientes de atenuación lineal se puede expresar como :

$$\sigma \mu_B + \sigma_B \mu = \sigma \sigma_B \times \text{constante} ,$$

$$\mu = \mu_0 - \mu_B \sigma / \sigma_B . \quad (15)$$

Donde μ_0 es el coeficiente de atenuación lineal del hidrógeno en ausencia de boro, es decir la relación entre los coeficientes de atenuación es lineal, tomando en consideración esto y derivando la ecuación 14 respecto a μ_B tenemos la ecuación:

$$\begin{aligned} dN/d\mu_B = & (-N_0 \times \sigma' \sigma_B) \exp(-\mu x) - (N_0 \mu / (\mu - \mu_B)^2) (\exp(-\mu x) - \exp(-\mu_B x)) - \\ & (N_0 \times \mu / (\mu - \mu_B)) (\sigma' \sigma_B \exp(-\mu x) - \exp(-\mu_B x)) \end{aligned} \quad (16)$$

Que si igualamos a cero nos resulta una ecuación trascendente cuya solución se puede encontrar numéricamente. en una aplicación dada.

II.11.-Interacción de radiación gama con materia

La Radiación electromagnética no ioniza directamente a la materia. Esta radiación puede transferir toda, o más comúnmente parte de su energía a las partículas cargadas que forman el material, la ionización es producida entonces por estas partículas, algo similar a lo que sucede con los neutrones. En el caso de un material centelleante esta energía es convertida en luz por las moléculas que forman el material luminiscente.

Como en el caso de los neutrones, para la radiación y sólo una parte de los fotones incidentes producen partículas secundarias ionizantes. Si llamamos f a esta fracción entonces se tiene:

$$f=1- \exp (-kd) ,$$

donde k es el coeficiente de atenuación del material.

A diferencia de los neutrones, para el caso de la radiación y existen tres procesos por los cuales los fotones pueden transferir energía a la materia:

- (a) Absorción Fotoeléctrica.
- (b) Dispersión Compton.
- (c) Producción de Pares.

Por lo tanto para este caso el coeficiente de atenuación lineal se obtiene sumando los coeficientes de atenuación lineal para cada uno de los tres procesos. Es decir si llamamos k al coeficiente de atenuación lineal y k_{ph} a el coeficiente de atenuación debido a la absorción fotoeléctrica, k_c al coeficiente de atenuación debido a la dispersión Compton, y k_{pp} al coeficiente de atenuación por la producción de pares, tendremos :

$$k = k_{ph} + k_c + k_{pp}$$

Las magnitudes de estas cantidades dependen de la energía de la radiación incidente, de la densidad del material y del número y masa atómico de los constituyentes del material. A energías bajas k_{ph} es el más grande de los tres, pero éste decrece marcadamente cuando la energía se incrementa. Con elementos pesados éste se puede apreciar a energías del orden de pocos MeV. Por otro lado k_c permanece constante hasta alrededor de .5 MeV. y decrece cuando se incrementa la energía. k_{pp} es cero a energías por abajo de 1.02 MeV. y se incrementa cuando la energía aumenta (ver fig.4).

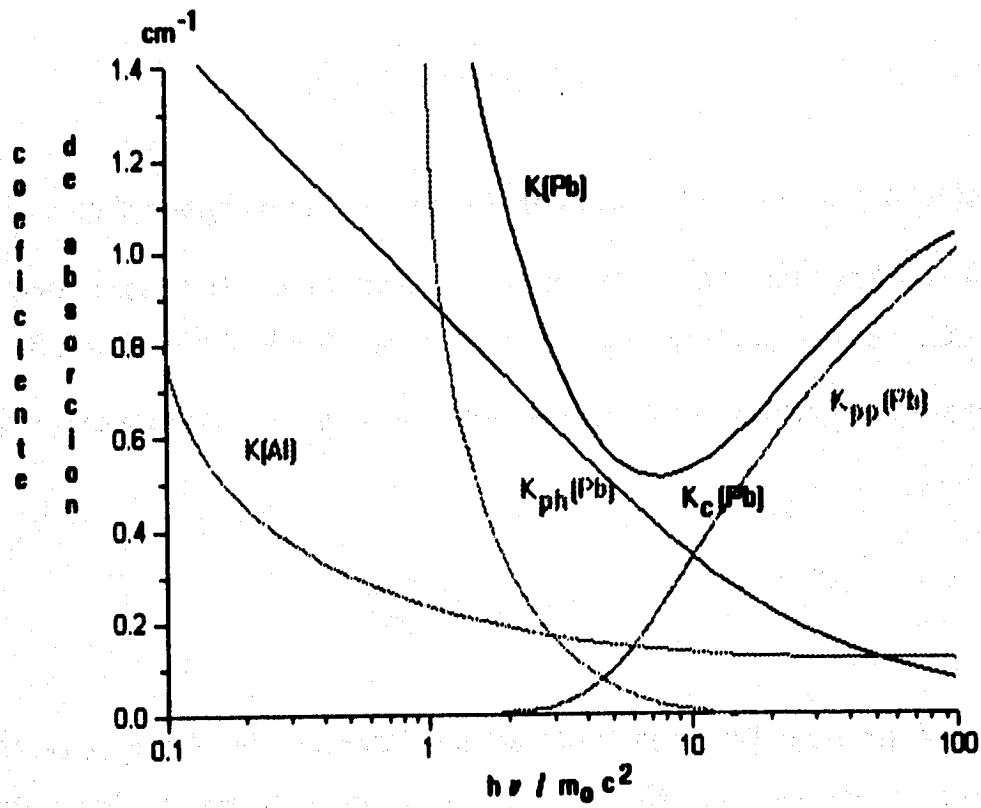


fig.4 la gráfica muestra el comportamiento de los coeficientes de absorción de rayos gama para aluminio y plomo

La transferencia de energía de los fotones incidentes a las partículas ionizantes depende de cuál de los tres procesos tiene mayor relevancia. En la absorción fotoeléctrica, toda la energía E , del fotón se transfiere a los electrones del material. En la dispersión Compton los electrones producidos por la colisión del fotón de energía E , tienen una distribución continua desde cero hasta un máximo E_0 , donde[CU53]:

$$E_e = E_i / (1 + m_0 c^2 / 2E_i)$$

siendo $m_0 c^2$ es la energía en reposo del electrón. El resto de la energía incidente, normalmente escapa de la materia en forma de fotones dispersados. En el proceso de producción de pares, la energía $m_0 c^2$ se transforma en la producción de un par electrón-positrón y estas dos partículas se distribuyen la energía residual.

$$E_{pp} = E_i - 2m_0 c^2$$

Como se puede ver la energía de los electrones producidos en la materia por la interacción de los rayos gamma con ésta no sólo depende de E_i , sino del proceso que los produce. El número relativo de electrones secundarios a la interacción de las diferentes energías E_{pp} , E_i y E_e depende de los coeficientes de atenuación de cada uno de los procesos. La forma general de la distribución en energía de los electrones producidos por la interacción de rayos γ con energía E_i ($>1\text{MeV.}$) con la materia se muestra en la fig. 5.

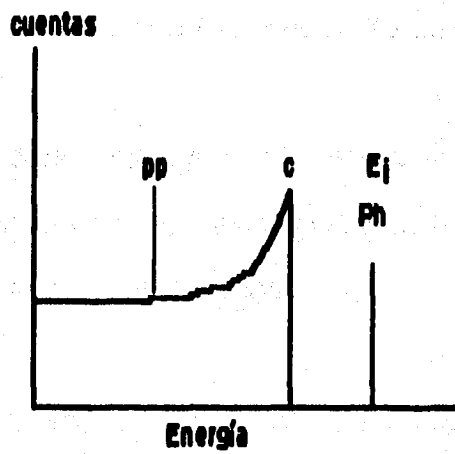


fig. 5.-Distribución de la energía de los electrones en el proceso de interacción de rayos gama (con energía de incidencia mayor a 1MeV.) con materia.

II.iii Material Luminiscente

Un material luminiscente es aquel que presenta el fenómeno llamado luminiscencia, la luminiscencia consiste basicamente en la emisión de luz cuando algun tipo de radiación incide sobre el material.

Para explicar el funcionamiento de un centelleador, podemos arbitrariamente dividir en dos grandes partes los procesos que se llevan a acabo en el centelleador.

El primero en el que la energia de la radiación incidente, o en su caso de la partícula, debe convertirse tan eficientemente como sea posible en energia de excitación y de ionización de los átomos o moléculas del centelleador.

En el segundo proceso la recombinación y la desexcitación debe dar como resultado la radiación de luz (fluorescencia), y esta radiación debe ser transmitida tan libremente como sea posible a través del material. Esta radiación debe ser tal que la longitud de onda se acople perfectamente con las características espectrales del fotomultiplicador.

Por lo tanto, nos ocuparemos de cada uno de estos procesos con más detalle en los siguientes párrafos, para el caso particular de un centelleador plástico líquido y la detección de neutrones .

II.III.a Interacción de neutrones con el material centelleante.- Como se explica en la sección II.i, los neutrones son partículas sin carga y no pueden ser detectados por su propia ionización, más bien por efectos secundarios los cuales dan esta posibilidad. Los procesos mas directos son:

(1) *Dispersión inelástica en la cual la energía cinética del neutrón es empleada en excitar al núcleo con el cual interactúa. El núcleo puede entonces regresar a su estado base emitiendo radiación gama, por ejemplo. Este proceso no es muy importante en los métodos de detección.*

(2) *Dispersión elástica de un neutrón cuando choca con un núcleo de masa A. Y si la velocidad del neutrón incidente es V, con energía E_0 (en el laboratorio), sabemos (Apéndice B) que la energía E_n del neutrón, después de la colisión está dada por:*

$$E_n / E_0 = (A^2 + 1 + 2 A \cos \theta) / (A + 1)^2 \quad (17)$$

Donde θ es el ángulo de dispersión del neutrón en el centro de masa. Por otro lado si dW es la probabilidad de que la energía del neutrón, esté entre E y $E + dE$ y suponiendo una dispersión isotrópica en el sistema centro de masa podemos demostrar (apéndice C) :

$$dW/dE = (A + 1)^2 / 4 A E_0 \quad (18)$$

Y el promedio E_p de todas las energías estará dado por:

$$E_p = E_0 (1 - (2A / (A + 1)^2)) . \quad (19)$$

El caso más importante es la dispersión por hidrógeno, debido a que como se demostró en la sección II.i, es con el elemento que se tiene una mayor transferencia de energía, dándonos:

$$E_p = E_0 / 2 . \quad (20)$$

si ${}^n E_p$ denota la energía del neutrón dispersado después de n interacciones tendremos:

$${}^n E_p = (1/2)^n E_0 \quad (21)$$

Los protones de retroceso, en la dispersión ofrecen una manera de detectar a los neutrones y la ecuación anterior se puede usar para el análisis de la energía de un haz de neutrones monoenergético.

La detección de neutrones, ya sean lentos o rápidos, involucra siempre reacciones nucleares y la fracción "f" de neutrones detectados del total, depende de la sección eficaz y del grueso del material fluorescente que el haz recorra, como sabemos [pag 17] esta dependencia es exponencial:

$$f = 1 - \exp(-\mu d).$$

Definiremos a la eficiencia " ϵ " con que un material centelleante "ve" neutrones, como la razón entre el número de neutrones que interaccionan con el material centelleante entre el número de neutrones que llegan al detector. Cuando el detector es suficientemente delgado, de tal manera que la penetración de los neutrones en el detector está dada por la ecuación 5, en este caso para hacer una estimación consideraremos que $I_v dv$ es la intensidad del haz de neutrones incidente en el material centelleador, es decir, el número de neutrones que pasan por unidad de área por segundo en la superficie del centelleador, y que tienen velocidad entre v y $v+dv$. Entonces si V es el volumen del centelleador en centímetros cúbicos, M su peso molar en gramos, y x el número de átomos de hidrógeno por molécula. Considerando los protones de retroceso tan sólo. El área total de átomos de hidrógeno presentados por el detector será $x N \rho V \sigma / M$ en donde N es el número de Avogadro, ρ es la densidad del centelleador y σ es la sección eficaz del hidrógeno para neutrones con velocidad v , con lo cual el número n de cuentas por segundo, está dado por:

$$n = I_v \times N \rho V \sigma dv / M,$$

la eficiencia ϵ del centelleador es la razón de n a el número de neutrones incidentes por segundo I_{adv} , donde a es el área efectiva del detector.

$$\epsilon = x N \rho V \sigma / M a ,$$

Además como V/a es el recorrido de los neutrones dentro del líquido digamos d tenemos:

$$\epsilon = x N \rho \sigma d / M \tag{22}$$

Como vemos esta eficiencia depende de la energía de los neutrones ya que la sección eficaz depende de ésta.

La sección eficaz de dispersión elástica para el hidrógeno se puede ver en esta tabla:

energía del neutrón	10 Kev.	100 Kev.	1 Mev.	10 Mev.
σ (barns)	20	13	4	1

tabla 1.- secciones eficaces del hidrógeno para diferentes energías

Si se quiere utilizar al hidrógeno como material componente del material centelleador. En esta tabla notamos que las secciones eficaces para el neutrón son relativamente pequeñas para energías del orden de 10 Mev. sin embargo los métodos de detección nos permiten poner gran cantidad de material en el camino de los neutrones.

En principio el método debería ser muy sensible para la detección de neutrones rápidos. Sin embargo en la práctica la detección es complicada por la sensibilidad del dispositivo a los rayos gama, es decir, ya que el centelleador es también sensible a los rayos gama entonces se hace necesario la discriminación entre pulsos producidos por gamas y neutrones.

I.III.b Fluorescencia del material centelleador.- Cuando una partícula cargada pasa a través de la materia provoca ionización, excitación y posible disociación de las moléculas del material centelleador. En un material no luminiscente sólido o líquido toda la energía molecular es transferida a vibración térmica o energía translacional, y las moléculas regresan a su estado base por transición sin radiación. En un material luminiscente, es de otra manera, parte de la energía de excitación de las moléculas es reemitida como fotones de frecuencia ν_{ph} , energía $E_{ph} (=h\nu_{ph})$, longitud de onda $\lambda_{ph} (=c/\nu_{ph})$, correspondiendo a la energía de transición de un nivel electrónico excitado a su estado base. Este es el fenómeno denominado luminiscencia. Se ha encontrado experimentalmente que este espectro es independiente de la naturaleza de las partículas ionizantes, y es el mismo que se produce cuando se excita con luz ultravioleta. Esto indica que la energía de transición que se lleva el fotón es idéntica en los dos casos y la cantidad de luz que se emite durante el proceso es más baja cuando la emisión es producida por partículas ionizantes que por la absorción de luz ultravioleta [CU53].

El proceso que más ocurre en la mayoría de los materiales usados como centelleadores es la fluorescencia, Con períodos de decaimiento cortos, entre 10^{-9} s y 10^{-5} s.

Básicamente existen dos tipos de centelleadores, los orgánicos y los inorgánicos. Algunas de las principales características de los centelleadores inorgánicos, comparados con los orgánicos son: 1).-su estructura es cristalina, 2).- contiene materiales inorgánicos, 3).- la luminiscencia es una propiedad de la red cristalina a diferencia de los orgánicos en los cuales es una propiedad molecular y 4).-tiene tiempos de decaimiento del orden de $0.23 \mu\text{s}$ a $0.7 \mu\text{s}$, es decir aproximadamente 1000 veces más largos que el tiempo de decaimiento de un centelleador orgánico eficiente ($0.002 \mu\text{s}$), Por otro lado la eficiencia para convertir la energía incidente en fotones es alta, llegando a ser hasta 2 veces más que el antraceno, el cual es el mejor centelleador orgánico.

Los centelleadores orgánicos están formados principalmente por carbón e hidrógeno, este último es de suma importancia para la detección de neutrones ya que ésta se lleva a cabo por la ionización que producen los protones de retroceso cuando un neutrón choca con uno de ellos.

Nos tendremos que ocupar del problema de la producción de luz por esos protones que se mueven dentro del material centellador. Para energías del neutrón desde cero hasta al menos 10 MeV estos protones tienen una energía

distribuida uniformemente entre cero y la energía de incidencia del neutrón [Apéndice C]. En general cuando una partícula cargada incide en un centelleador disipa su energía continuamente en su trayectoria dentro del material, la energía E_p de la partícula incidente puede ser absorbida completamente en el centelleador o puede emerger disipando sólo una fracción A de su energía. La cantidad de energía E_p A que se deposita en el material luminiscente depende de las dimensiones del centelleador. En el caso de los protones producidos por un neutrón incidiendo en un centelleador orgánico A es aproximadamente igual a 1 y toda la energía E_p se transforma en energía de excitación.

La energía absorbida E_p es convertida por el material centelleador con una eficiencia C_p en p fotones de energía promedio E_{ph} donde:

$$p = E_p C_p / E_{ph}$$

En general C_p disminuye marcadamente cuando se incrementa la ionización específica, y consecuentemente "p" es menor para partículas pesadas, y electrones lentos. Por lo que p no es proporcional a E_p y depende de la naturaleza de la partícula [BR59].

La emisión de los fotones no es instantánea, la tasa del decaimiento en la emisión de fotones comúnmente es exponencial, con un periodo de decaimiento τ . Si la intensidad máxima es I_0 , la intensidad I después de un tiempo t esta dada por:

$$I = I_0 \exp(-t/\tau) \quad (23)$$

Como el tiempo de decaimiento τ es mucho mayor que el de activación en algunos centelleadores, puede despreciarse esta última y la intensidad $n(t)$ (en fotones por sec^{-1}) de la emisión, decae exponencialmente con tiempo de decaimiento τ (tiempo característico) teniéndose:

$$n(t) = (N/\tau) \exp(-t/\tau), \quad (24)$$

Donde N es el número total de fotones en el centelleo. En soluciones orgánicas y en cristales inorgánicos donde el tiempo de decaimiento es comparable al de activación, el tiempo de activación τ_a es finito y para un tiempo de decaimiento τ la expresión (24) se cambia por:

$$n(t) = (N/\tau - \tau_a) [\exp(-t/\tau_a) - \exp(-t/\tau)]. \quad (25)$$

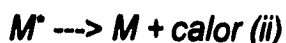
En algunos centelleadores existen más componentes de decaimiento lento, teniéndose en este caso, en lugar de (24):

$$n(t) = \sum (N_i/\tau_i) \exp(-t/\tau_i) \quad (26)$$

Donde N_i fotones son emitidos en la componente de tiempo decaimiento τ_i . Aparte de las componentes principales del centelleo existen comúnmente emisiones lentas las cuales no decaen exponencialmente (como se explica más

adelante), haciéndolo en tiempos del orden de μs . . Tales componentes se han observado en **antraceno**, y los cristales **Trans-stilbene**, **p-terfenil**, **p-quatherfenil** [Bl63]. La forma del decaimiento lento es independiente de la pérdida de energía al atravesar el material, es decir es independiente de la partícula ionizante. Sin embargo la intensidad relativa entre la componente rápida y la componente lenta depende de la pérdida de la energía y por lo tanto de la naturaleza de la partícula .

Estas componentes lentas las podemos explicar de la siguiente manera; cuando un electrón o un protón abandonan un átomo del material luminiscente entonces se produce uno de dos procesos, ya sea que la partícula excite moléculas o que las ionize, en el primer caso la molécula excitada puede tener a su vez uno de dos procesos, emitir luz y regresar a un estado de menor energía o simplemente ceder la energía al material en forma de vibración térmica, En el caso de la molécula ionizada ésta puede recombinarse con un electrón del material y quedar en un estado excitado, y al quedar excitada puede tener los dos procesos descritos anteriormente. Esquemáticamente podemos representar estos procesos si llamamos M a una molécula en su estado base, M^+ a una molécula ionizada y M^* a una molécula excitada tenemos :



Y para la molécula ionizada existe un paso adicional, el cual es la recombinación.



Y la molécula excitada en la ec. (28) decae de acuerdo a la ec. (27). Para algunas de las moléculas ionizadas, la recombinación (28) puede ser un proceso relativamente lento (aprox. 10^{-7} seg. o más) [BR59] dependiendo de lo lento de la difusión de electrones que llegan a esta molécula. En la ec. (27) la probabilidad de decaer por emisión (i) más que por excitación térmica (ii), no sólo depende de la molécula sino del entorno, por ejemplo, es bien sabido [BI63] que la cantidad de luz producida en un material orgánico centelleante no es proporcional a la energía de la partícula cuando ésta es una partícula pesada, un protón produce menos luz que un electrón de la misma energía. Se ha formulado por Birks, Wright y Kallmann y Brucker [BR53] que esta luz es una función de la densidad inicial de ionización y excitación (densidad de M^+ y M^*) a lo largo de la trayectoria de la partícula en el centelleador. En los alrededores de la trayectoria de la partícula existen formas adicionales de ceder energía en forma de calor para una molécula excitada, a través de la interacción de ésta con otras moléculas excitadas o iones. Esta cantidad de energía que se cede en forma de calor se acentúa para partículas ionizantes pesadas [BR59] y por lo tanto la cantidad de luz que sale del material centelleante es menor para este tipo de partículas. Si tomamos como ejemplo un protón y un electrón, en términos de la ecuación (27) la probabilidad de decaer por (ii) más que por (i) se incrementa debido a la alta densidad de excitación inicial en la trayectoria de un protón comparada con la trayectoria de un electrón.

Ahora si suponemos que la luz la podemos descomponer en dos componentes, llamémosles respectivamente (a) y (b) las cuales se originan debido a las moléculas excitadas inicialmente M^* y a las moléculas M^* que se originaron por la recombinación de las moléculas M^+ respectivamente. La componente (a) se atribuye directamente a la rama (i) de la ec (27) y su tiempo de decaimiento es del orden de la vida media de la molécula excitada (10^{-9} s.) es decir es "rápida". Más aún para un protón y un electrón de la misma energía, si llamamos f_e al número de fotones "rápidos" debido a los electrones y f_p al debido a los protones se tiene la relación $f_p < f_e$.

Para la producción de la componente (b), el paso intermedio de la recombinación, tiene dos efectos importantes. El primero es que la componente que es lenta (10^{-7} s), reflejando esencialmente el tiempo de recombinación. El segundo es que ya que la recombinación es lenta las M^* originadas en (28) nacieron en un medio donde la densidad de moléculas excitadas es mucho menor que para la componente (a); En consecuencia para éstas la probabilidad de decaer emitiendo luz es mayor que la probabilidad de decaer cediendo calor por lo que el número de moléculas que pueden emitir fotones es mayor que las que emitieron de las M^* producidas por la partícula incidente. Así es que si llamamos s_p a la cantidad de fotones "lentos" debidos a la excitación por un protón y s_e a los correspondientes a un electrón de la misma energía, estas cantidades dependerán de la cantidad de moléculas que se recombinan, las cuales podríamos esperar que

sólo dependerán de la energía de la partícula ionizante. Owen [OW59] ha medido la razón R dada por:

$$R = \frac{\frac{s_p}{f_p + s_p}}{\frac{s_e}{f_e + s_e}}$$

obteniendo que esta razón varía de 1.8 a 2.1 para energías desde 5 a 12 MeV. En general tendremos:

$$s_p / (s_p + f_p) > s_e / (s_e + f_e) \quad (29)$$

Es decir, la proporción de componentes lentas en la luz emitida por un centelleador cuando es excitado por un protón es mayor que cuando es excitado por un electrón [BR59], [BI59].

II.iv Tubo Fotomultiplicador (TFM)

El fotomultiplicador es el dispositivo por medio del cual la luz emitida por el centelleador se convierte en una corriente eléctrica, éste también sirve como un amplificador de corriente. El TFM está constituido por un fotocátodo que presenta el fenómeno denominado efecto fotoeléctrico que consiste en que las fotones al incidir sobre un material comunican su energía a los electrones que lo constituyen. Estos electrones, dependiendo de la energía de la luz incidente, se desprenden del material y pueden moverse libremente. En el caso del fototubo los electrones son sometidos a una diferencia de potencial positiva, aplicada entre el fotocátodo y un ánodo llamado dínodo, en éste se produce una mayor cantidad de electrones por emisión secundaria [B163,CU53], estos electrones a su vez son sometidos a una nueva diferencia de potencial con otro dínodo más, y de esta manera son acelerados repitiéndose el fenómeno tantas veces como dínodos haya, En nuestro caso el número de dínodos es de 14. Es así como después de recorrer los dínodos, la corriente inicial producida por la luz del material centelleador se multiplica. Dentro de las ventajas que ofrecen los fotomultiplicadores se puede mencionar la gran multiplicación que se tiene, apropiada para señales muy pequeñas, así como la buena linealidad que posee este dispositivo.

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

resistencias colocadas en serie. En la fig. 6 se muestran arreglos que comúnmente se utilizan para este fin.

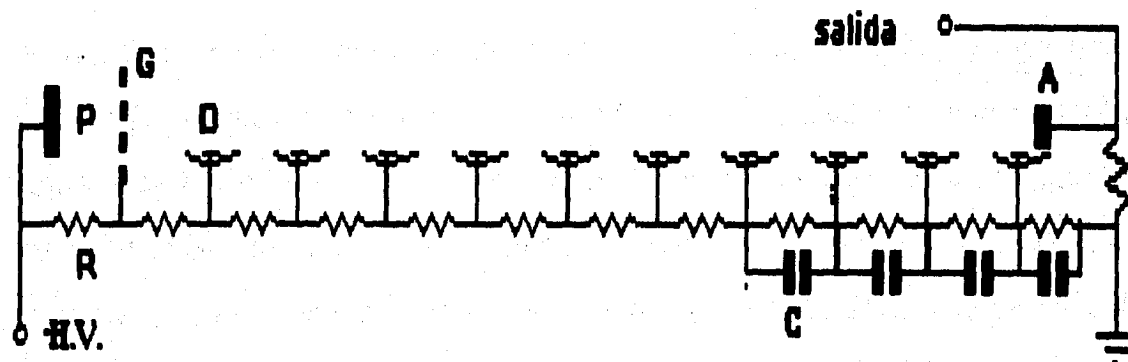


fig. 6a Esquema del divisor de voltaje con el cátodo a potencial negativo, P=cátodo, H.V. = Alto Voltaje, A=ánodo, D=dínodo, C= condensador, G = rejilla de enfoque,

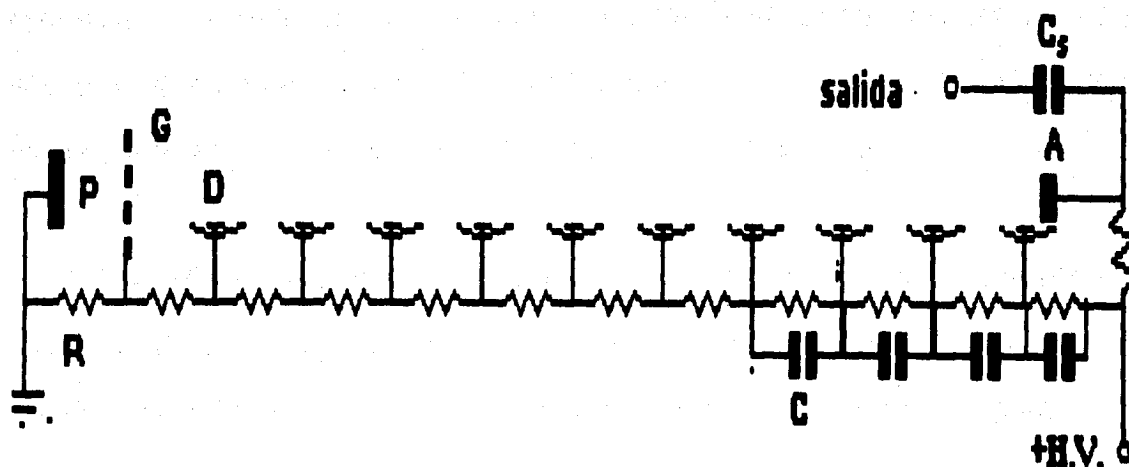


fig. 6b Esquema del divisor de voltaje con el cátodo a potencial positivo, P=cátodo, H.V. = Alto Voltaje, A=ánodo, D=dínodo, C= condensador, G = rejilla de enfoque Cs = condensador de salida.

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. 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. Sin embargo, ya que el fotocátodo se encuentra a un potencial altamente negativo y siendo éste el de mayor área entre los componentes del TFM, cuando se utiliza esta configuración cualquier objeto metálico que se aproxime demasiado al bulbo del tubo puede ocasionar que algunos electrones lleguen a las paredes del TFM provocando ruido excesivo en las señales producidas por el fotomultiplicador. Otra manera de implementar un divisor de voltaje para polarizar los díodos, es la de aterrizar el cátodo, de tal manera que el ánodo queda a un alto voltaje positivo. 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, debemos de hacer las siguientes consideraciones, el circuito simplificado del circuito de salida del tubo fotomultiplicador es el que se muestra en la figura 7:

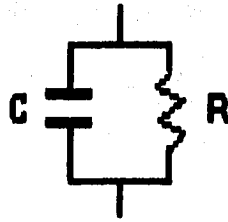


fig. 7 Circuito simplificado del circuito de salida del TFM. C=capacidad total, R=resistencia total

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:

$$V(t) + RC V'(t) = R I_0 e^{-t/\tau} \quad (30)$$

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

$$V(t) = \frac{I_0 \tau}{\tau - RC} (e^{-t/\tau} - e^{-t/RC}) \quad (31)$$

Al analizar esta expresión nos podemos dar cuenta de dos casos importantes: uno es el voltaje que se obtiene con $RC \gg \tau$, en el cual la expresión anterior se reduce a:

$$V(t) = \frac{I_0 \tau}{C} e^{-t/RC} , \quad (32)$$

que se puede simplificar, ya que si llamamos Q_0 a la carga total entonces tenemos $Q_0 = I_0 \tau$, obteniendo la expresión para el voltaje de salida, en este caso como:

$$V(t) = \frac{Q_0}{C} e^{-t/RC} . \quad (33)$$

Es decir; la amplitud del voltaje que se obtiene a la salida del TFM es proporcional a la carga total que circula en el fototubo, y ya que ésta se relaciona directamente con la luz recibida en el fotocátodo se sigue que la amplitud del voltaje para este caso será proporcional a esta luz. Esta configuración del circuito de salida del TFM nos permite, por lo tanto, medir la cantidad de luz emitida por un líquido centellador que se encuentre acoplado al fototubo, la cual es, en algunos casos, proporcional a la energía de la partícula que provoca el centelleo, y la forma del pulso depende exclusivamente de la constante RC.

El segundo de los casos que es importante analizar es aquel en el que tenemos $RC \ll \tau$, para este caso la expresión para el voltaje se reduce a :

$$V(t) = R I_0 e^{-t/\tau} \quad (34)$$

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 centelleador. 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 del pulso

Otra consideración que se tiene que hacer en el diseño del divisor de voltaje tiene que ver con la corriente que circula en el divisor de voltaje. En la fig. 8 se reproduce [HAPMT] la respuesta de un tubo fotomultiplicador, usando un divisor de voltaje como el de la fig. 6a, en función del flujo de luz que inicia la excitación. 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 límite superior dinámico para el fotomultiplicador está determinado por la corriente en el divisor de voltaje. Para prevenir este problema se sugiere [HAPMT]

que la corriente en el divisor de voltaje se mantenga por lo menos a un valor 20 veces mayor que la corriente en el ánodo.

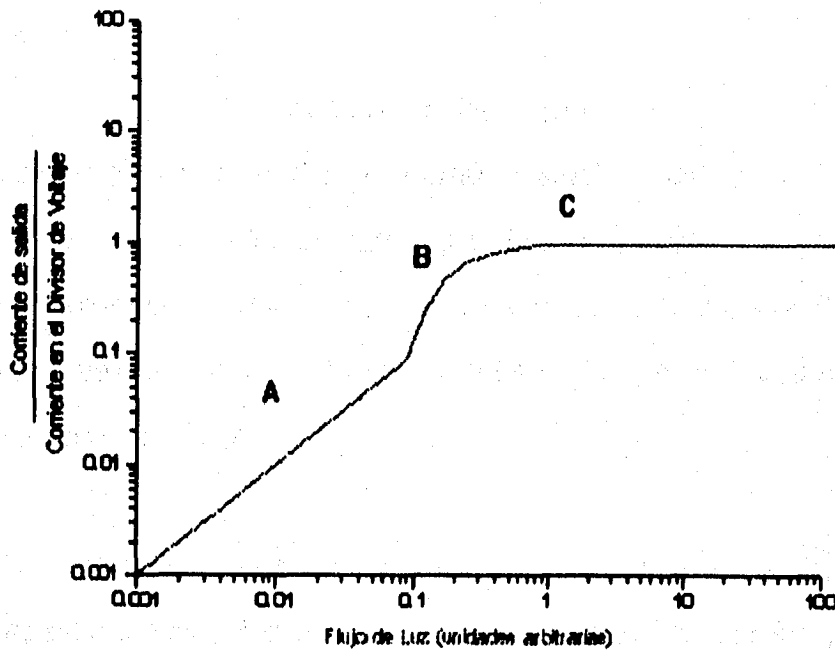


fig. 8. Razón de la corriente de salida en el TFM a la corriente en divisor de voltaje vs. flujo de luz en el TFM

III PROCEDIMIENTO Y DISPOSITIVOS EXPERIMENTALES

III.1- Detector

Nuestro detector de radiación ionizante está constituido por un material centelleador, el cual emite luz cuando algún tipo de radiación o partícula incide sobre él, y un fotomultiplicador, que convierte esta luz en una corriente eléctrica la cual se puede medir. A continuación se describe cada uno de estos componentes para nuestro caso particular.

III.1.a- Material Centelleador.- *Nuestro Detector tiene como principal constituyente un material plástico líquido orgánico, distribuido por Bicron tipo BI810 este centelleador tiene características similares al tipo NE213 de Nuclear Enterprise del cual existen reportes [DR72, MO76] de su eficiencia en la detección de neutrones. Las características generales de este centelleador se dan a continuación:*

- Altura de el Pulso : 78 % de antraceno.*
- Tiempo de decaimiento rápido : 2.4 ns.*
- Densidad : 0.879 gr/cm³*
- 100% de hidrocarburos; la razón de H : C
es de 1:1.213*

El líquido está encapsulado en una botella de vidrio de forma cilíndrica de 127 mm. (5") de diámetro y 127 mm. (5") de altura con una burbuja al costado (ver fig. 9), El centelleador ocupa todo el volumen cilíndrico el cual es de aproximadamente 1600 cm³, dejando el volumen de la burbuja para un gas inerte que evita la acumulación de oxígeno, el cual inhibe la discriminación por la forma del pulso [OW59].

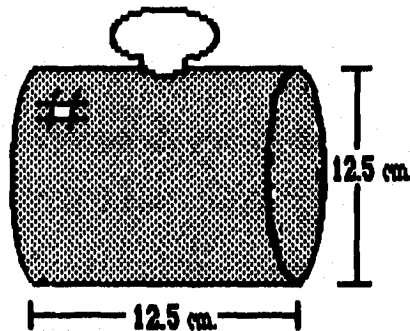


fig. 9 Esquema de la botella que contiene el material centelleador

Algunas de las características que se pueden mencionar de este centelleador son; 1) su alto contenido de hidrógeno, indispensable (ver pág.37) para la detección de neutrones, 2) El volumen tan grande que posee, que está relacionado directamente con la eficiencia del detector (ver pág.35), 3) su forma de pulso que se espera que sea apropiado para la **discriminación por la forma del pulso**, entre neutrones y gamas, y 4) el tiempo de activación tan corto, haciéndolo esto uno de los más rápidos (ver tabla 2).

<i>Material centelleador</i>	<i>Tiempo de activación (ns)</i>
<i>trans-Stilbene</i>	<i>6.2</i>
<i>Antraceno</i>	<i>33</i>
<i>p-quaterphenyl</i>	<i>2.8</i>
<i>p-terphenyl</i>	<i>2.8</i>

tabla 2.- tiempo de activación de algunos materiales centelleadores

III.1.b EL Tubo Fotomultiplicador (TFM) .- En el mercado existen fotomultiplicadores de diferentes diámetros desde 13 mm (1/2") hasta 127 mm. (5"). Con diferente número de dínodos, desde 8 hasta 14. El tubo fotomultiplicador que se utilizó para implementar el sistema de detección es el modelo R1250 de Hamamatsu, con catorce dínodos linealmente enfocado (ver fig. 10) y un fotocátodo de 127 mm. (5 pulgadas), las características principales de este fototubo se encuentran en la tabla 3.

<i>modelo</i>	<i>voltaje de ánodo a cátodo</i>	<i>error en el tiempo de respuesta</i>	<i>corriente máxima promedio en el ánodo</i>	<i>tiempo de respuesta típico</i>	<i>amplificación de corriente típica</i>
<i>R1250</i>	<i>2000 volts</i>	<i>54 ns</i>	<i>0.2 mA.</i>	<i>2.5 ns</i>	<i>1.4 x 10⁷</i>

tabla 3 características del TFM

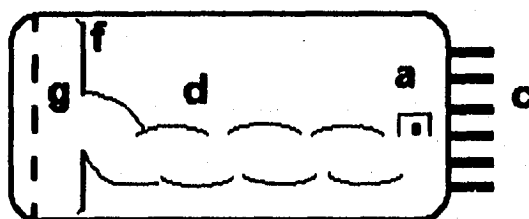


fig. 10 en la figura se muestra la representación esquemática de un bulbo fotomultiplicador linealmente enfocado, **g**=rejilla de enfoque, **f**=fotocátodo, **d**=dínodos linealmente enfocados, **a**=ánodo, **c**=contactos externos al bulbo

El gran tamaño del fotocátodo es ideal para ser acoplado a un material centelleador orgánico, por la poca luz que éste emite respecto a otras sustancias centelleadoras(ver. pag 37). Cabe mencionar el número elevado de dínodos, lo que permite tener diversas señales para los diferentes experimentos en que se pretenda utilizar el detector, en cuanto a su tiempo de respuesta así como su error (ver tabla 3). En la tabla 4 se encuentran algunos valores de tiempos de respuesta de TFM comerciales, y comparándolos con los del R1250, podemos decir que es uno de los más rápidos y precisos.

Fabricante y modelo <i>(todos de 127 mm de diámetro)</i>	Tiempo de respuesta (ns.)
Dario 58AVP	1
RCA 7046	4
Phillips 58AVP	1
Hamamatsu R1250	2.5

tabla 4.- Tiempo de respuesta de algunos tubos fotomultiplicadores

Para utilizar un tubo fotomultiplicador, es menester diseñar el divisor de voltaje que proporciona la diferencia de potencial para los díodos. Nosotros elegimos un divisor de voltaje cuya polarización sea positiva (ver fig. 6), de tal manera que el fotocátodo se encuentre a tierra, debido a que como lo explicamos en la sección de consideraciones teóricas, ofrece la ventaja de que los alrededores no ocasionan ruido.

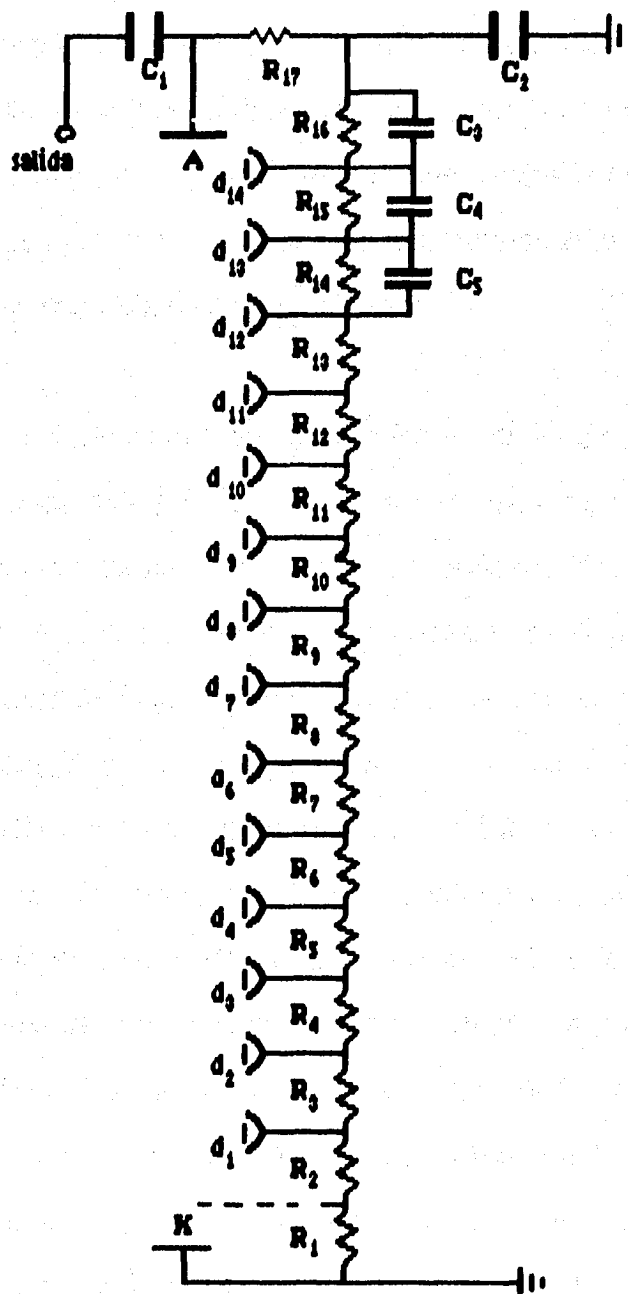


fig 11: La figura muestra el circuito utilizado para el divisor de voltaje del TPM los valores de las resistencias (R) y condensadores (C) aparecen en la tabla 5.

Nuestro objetivo es implementar un sistema de detección de neutrones que lo haga por medio del análisis de la forma del pulso, por lo que se decidió obtener una señal del ánodo que preserve la forma en que decae la luz producida en el centelleador. Para cumplir con este objetivo, los criterios que se utilizaron para diseñar el divisor de voltaje fueron los siguientes :

a).- La máxima corriente que puede circular por el ánodo (ver tabla 3) es de 0.2 mA. si multiplicamos ésta por 20 para garantizar máxima linealidad [pag 50], tenemos la corriente máxima que debe circular por el divisor de voltaje que es de 4 mA., con esta corriente circulando en el ánodo tendríamos la máxima linealidad en el fototubo, sin embargo dado que el fabricante recomienda un voltaje entre ánodo y cátodo de 2000 volts, implicaría una potencia de 8 w, con la cual no es práctico trabajar, ya que es difícil conseguir en el mercado resistencias de tal potencia. Así que se decidió sacrificar linealidad, pero tener al alcance los elementos necesarios para poder construir el divisor de voltaje, además de que, en principio no esperamos tener corrientes tan altas en el ánodo debido a la poca luz que emiten los materiales plásticos orgánicos centelleadores (ver pag.37). Es por lo antes descrito que se decidió tomar como corriente en el divisor 3 mA. lo que implica que el fotomultiplicador tendrá una buena linealidad con una corriente de 0.15 mA. en el ánodo. Utilizando estos valores se calculó, con la ley de Ohm la resistencia total del divisor de voltaje, obteniéndose 0.66 M Ω .

b).- Con el valor de la resistencia total obtenido en el inciso anterior y la distribución de voltajes recomendada por el fabricante [HAPMT], se calculó tanto el valor de las resistencias como la potencia que ellas tienen que disipar para cada dínodo, obteniéndose los valores que aparecen en la tabla 5.

R_1	R_2	R_3	R_4	$R_5, R_6, R_7, R_8, R_9, R_{10}$ $R_{11}, R_{12}, R_{13}, R_{14}$	R_{15}	R_{16}	R_{17}	C_1 C_2, C_3	C_4	C_5
56 K Ω	150 K Ω	27 K Ω	39 K Ω	33 K Ω	68 K Ω	56 K Ω	1 K Ω	.005 μ f	.01 μ f	.02 μ f
.5 W	1.5 W	.25 W	.5 W	.5 W	1 W	1 W	.25 W			

tabla 5. Valores de las resistencias (R) y condensadores (C) que forman el divisor de voltaje del TFM (ver fig. 11)

Para el diseño del circuito de salida de el tubo fotomultiplicador se hicieron las siguientes consideraciones. Nuestro interés es el de analizar la forma del pulso, por lo que tenemos que conseguir la condición de $RC \ll \tau$ [pág.48]. Para conseguirla notamos que la capacidad total en el circuito (ver fig. 11), es básicamente la del ánodo, ya que la capacidad de desacoplo es mucho mayor y está conectada en serie. Esta capacidad es muy pequeña del orden de pf. y es fija, por lo que el valor de la constante RC quedará determinada principalmente por la resistencia de carga R_{17} , en la fig. 11. Así pues, para determinar el valor de ésta tomamos como τ el tiempo característico, reportado en la literatura [B163], en que decae la luz cuando el centelleador es activado por radiación gama, que es del orden de 400 ns. , con estos valores calculamos el cociente τ / C que resulta del

orden de $10^5 \Omega$, por lo que necesitamos un valor de la resistencia mucho más pequeño que éste. Para decidir el valor de ésta, hay que considerar el hecho de que la amplitud de el voltaje de salida es proporcional a R_{17} , por lo que un valor muy pequeño dará como resultado un pulso de amplitud muy pequeña, es por esto que se decidió bajar este valor dos ordenes de magnitud, quedando en $1 K\Omega$.

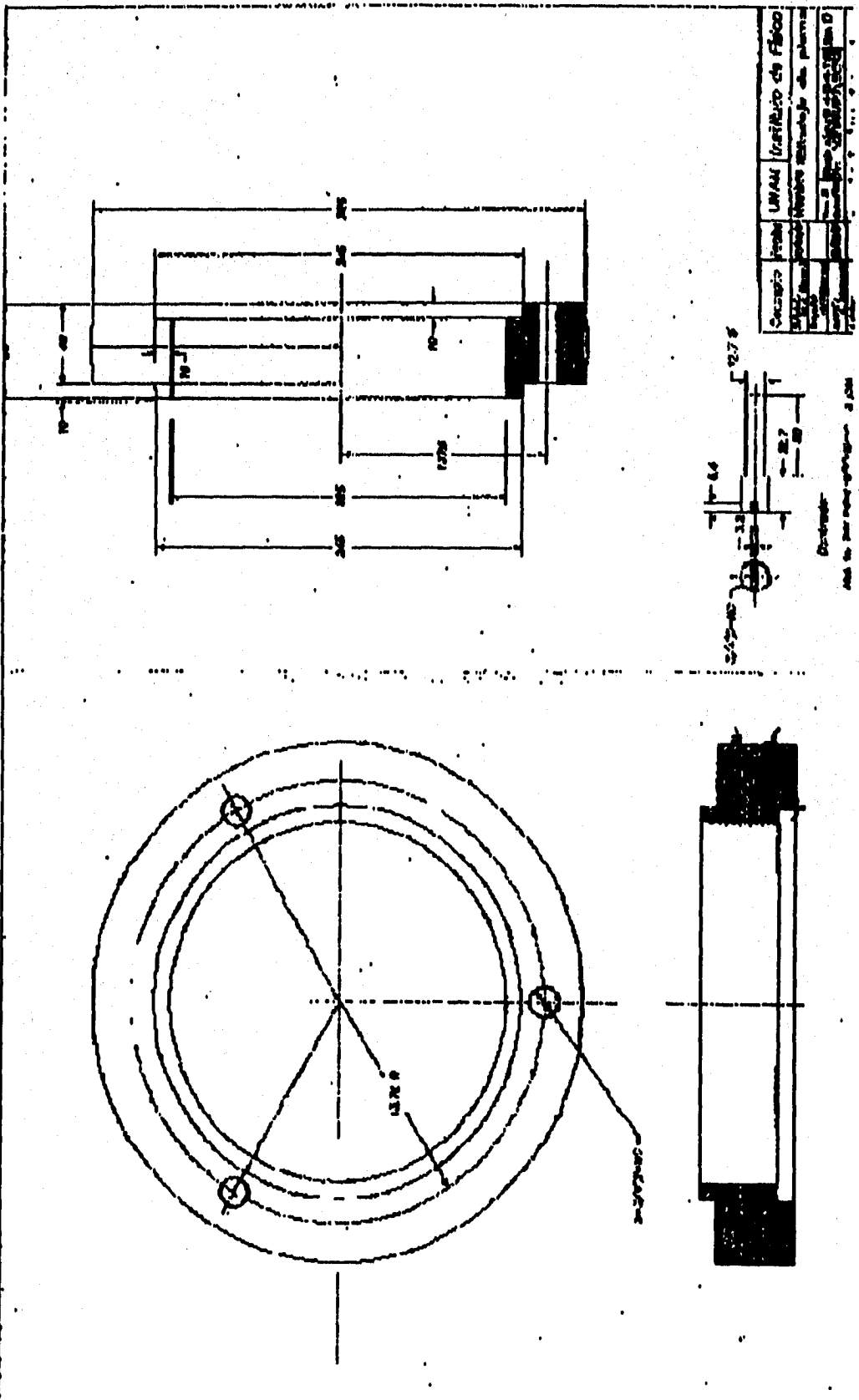
El fototubo está ópticamente acoplado al material centelleador de tal manera que una de las caras de la botella que contiene el líquido centelleador está lo más cercano posible al fotocátodo, además se protegió el camino libre de los electrones dentro del TFM por medio de una cubierta antimagnética que lo rodea. El conjunto se protegió de la luz por medio de un sello de luz y por último se colocó una cubierta metálica que lo defendería de posibles impactos. El sistema así formado otorga una señal que preserva la forma en que se produce la luz dentro del centelleador, es por lo tanto una señal rápida que podemos analizar. Al observar el voltaje de salida en el osciloscopio, notamos pulsos de 500 mV. de amplitud y 400 ns. de ancho, Estas observaciones concuerdan con la forma de los pulsos mostrados en la literatura para radiación gama que incide en materiales plásticos como el nuestro [B163, OW59].

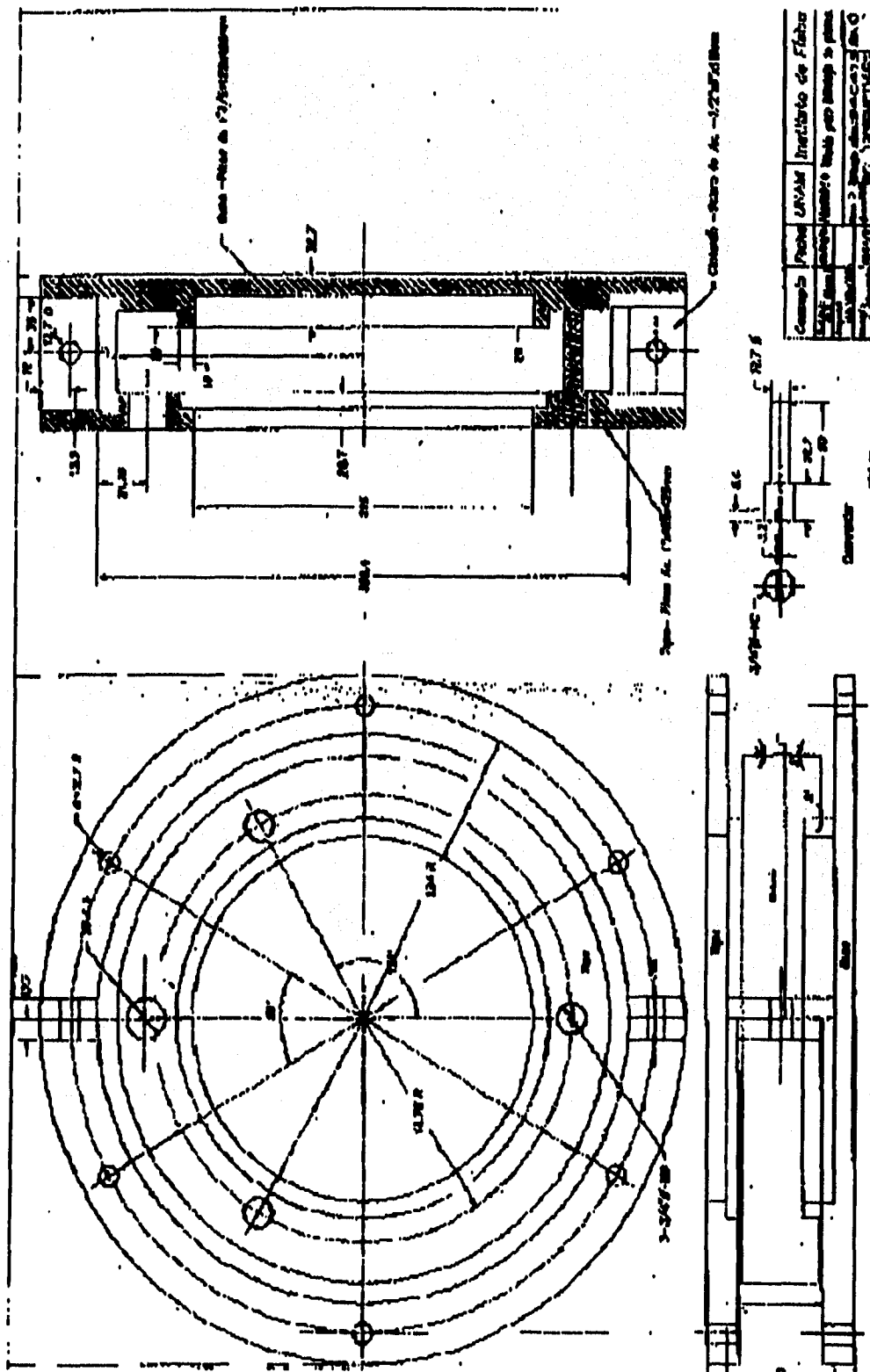
III.II.- Blindaje

III.II.a Aislamiento de Gamas.- El material centelleador está expuesto a todo tipo de radiación proveniente del ambiente, es decir radiación cósmica, rayos gama y neutrones [CU53], así como neutrones provenientes del propio experimento donde se pretenda usar el detector (rebotes), y que sea indeseable detectar. Es por esto que es necesario aislar el centelleador de esta radiación. Para hacer esto se diseñó un blindaje constituido por una capa cilíndrica de plomo de 5 cm. de espesor, esta capa se colocó inmediatamente después del detector y sirve para aislar al detector de radiación gama. Para determinar el espesor se utilizó la gráfica del Manual de Radiología [HA89] que nos da la forma en qué penetran los rayos γ en el plomo, la cual nos permitió determinar con qué configuración, el porcentaje de radiación gama que llega a el detector es de 20% . Para la realización física del blindaje de plomo se enfrentó el problema de su alta densidad así como la toxicidad de los gases que desprende al ser fundido, la decisión que se tomó fue la de fabricar 13 "donas" de plomo de 5 cm de profundidad para que de esta manera fuese más fácil la fundición y la manipulación de las "donas". Nosotros diseñamos el molde para llevar a cabo el colado de las "donas", con la asistencia del Ing. Francisco Mercado. La fabricación del molde se realizó por los mecánicos del Taller Mecánico asociado a el IFUNAM bajo las ordenes de el Ing. Marco Antonio Veytia. En la figura 12 aparece el diseño del molde así como una fotografía del molde ya terminado. Por otro lado la difícil tarea de fundir el plomo se llevó a cabo por el Ing. Adrián Amaro bajo las ordenes

de el Ing. Cándido Atlatenco en el Laboratorio de Fundición de la División de Posgrado de la Facultad de Química de la UNAM, Con estas donas formamos un tubo de 65 cm. de largo y un diámetro interior de 27 cm., En la figura 13 aparece una fotografía de una de las "donas".

***fig. 12a diagramas para la construcción del molde para fundir las donas de plomo
utilizadas para formar el blindaje del detector para gamas***





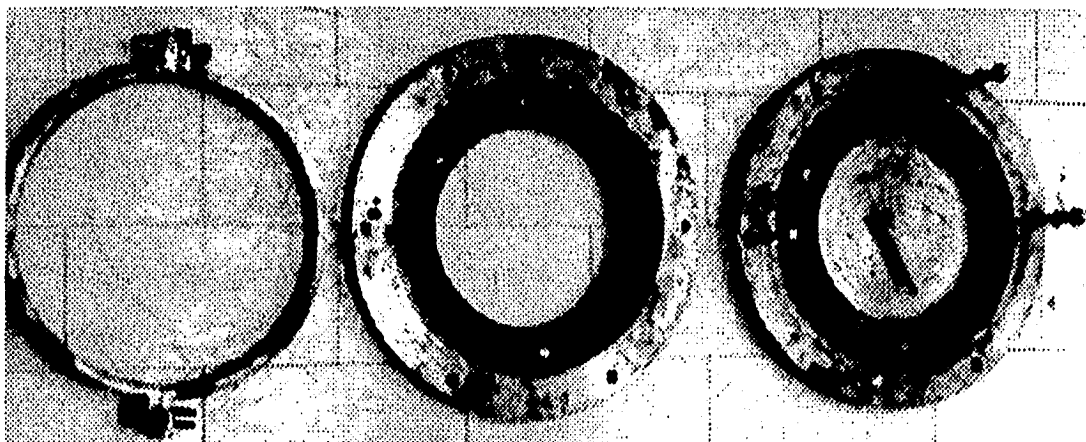
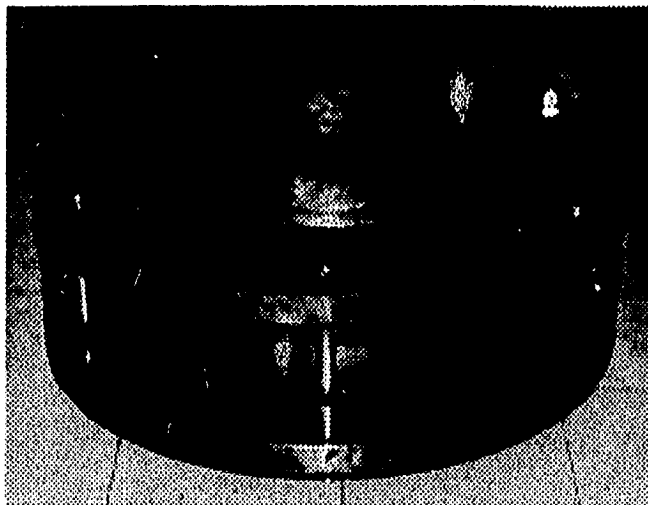


fig. 12b fotografías del molde armado(superior) y desarmado(inferior) para fundir las donas de plomo utilizadas para formar el blindaje para gamas



fig. 13 fotografía de una de las donas utilizadas para formar el blindaje para gamas

III.ii.b Aislamiento de Neutrones.- Para proteger al detector de neutrones no deseados escogimos la parafina por su alto contenido de hidrógeno que como se demuestra en la página 14 frena a los neutrones. Para calcular el porcentaje de neutrones que atraviesa la parafina sin termalizarse, por unidad de longitud, se ha tomado de las referencias [HA89] la gráfica de el porcentaje del flujo de neutrones que atraviesan el material contra la distancia que han cruzado dentro de la parafina, de la cual se desprende que μ , el coeficiente de atenuación lineal en la pág. 17, es:

$$\mu = 0.126 \text{ cm}^{-1},$$

con lo que podemos obtener la ecuación que nos da el número de neutrones por unidad de tiempo que ha atravesado una distancia x y será:

$$N(x) = N_0 \exp [(- 0.126 \text{ cm}^{-1}) x]$$

Y si hablamos de la distancia a la cual el número de neutrones decae a la mitad, digámosle $X_{1/2}$ (HVL), entonces tenemos:

$$X_{1/2} = \ln (1/2) / (- 0.126 \text{ cm}^{-1}) = 5.5 \text{ cm}$$

es decir cada 5.5 cm el valor del flujo de neutrones no termalizados decae a la mitad y por lo tanto para que se tenga una disminución del 87.5 % en el flujo de neutrones se debe tener un espesor de parafina de 16.5 cm. Debemos hacer notar que el recorrido libre medio de los neutrones está dado por la distancia en la que la intensidad del haz decae hasta 1/e del valor inicial por lo que si llamamos l a este recorrido, entonces :

$$l = 7.93 \text{ cm}$$

Siendo este valor menor que la distancia de 16.5 cm., los neutrones en promedio tendrán más de una colisión, y la atenuación será mayor.

Sin embargo como ya sabemos, (ver pag.14) los neutrones al tener colisiones con el hidrógeno de la parafina sólo serán térmalizados.

Para capturar los neutrones ya térmalizados se agregó (ver pág.22) bórax debido a su alta concentración de boro, Para calcular la proporción de éste tomamos la ecuación 14 que nos da el número de neutrones capturados como función del coeficiente de atenuación lineal del boro, y la graficamos, obteniéndose la gráfica de la figura 14, en donde se nota que el máximo se alcanza cuando este coeficiente tiene valores pequeños, los valores de neutrones capturados y coeficientes de atenuación lineal están dados en la tabla 6, en donde se nota que el máximo se alcanza para 2.89 cm^{-1} con lo cual se tiene un 85.43 % de neutrones capturados y un 86.05 % de neutrones térmalizados, por lo que el número de neutrones térmalizados que llegan al detector es el 0.62 %. Con este valor para el coeficiente de atenuación lineal del boro y la sección eficaz se puede obtener el número de átomos de boro que tenemos que agregar a la parafina obteniendo $7.8 \times 10^{20} \text{ átomos/cm}^3$. Haciendo lo mismo para el número de átomos de hidrógeno se obtiene $3.07 \times 10^{22} \text{ átomos/cm}^3$ por lo que el porcentaje de boro que tenemos que agregar a la parafina es de 2.54 % (teóricamente). En la fig. 15 se muestra esquemáticamente el diseño del blindaje

$\mu_{B(cm^{-1})}$	$N_c(\%)$
2.7	85.427
2.79	85.429
2.89	85.43
2.99	85.42

tabla 6.- valores de Neutrones capturados para diferentes valores de μ_B

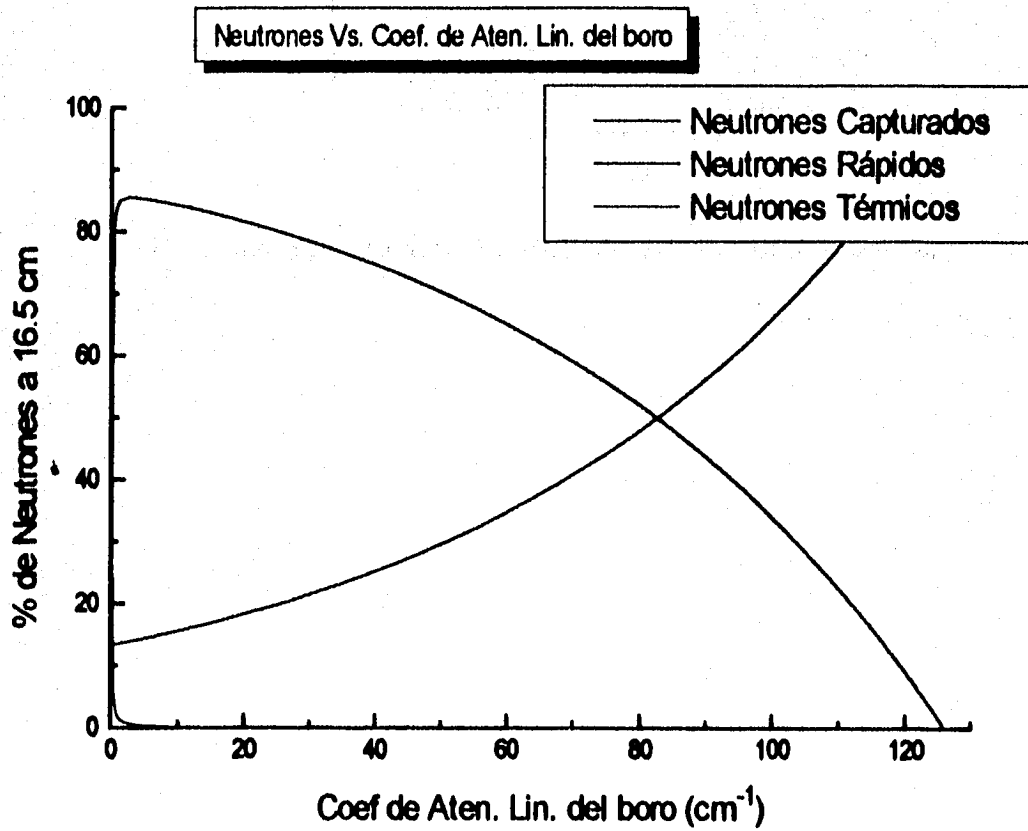


fig 14.- gráfica de los neutrones capturados, térmicos y rápidos en función del coeficiente de atenuación lineal del boro

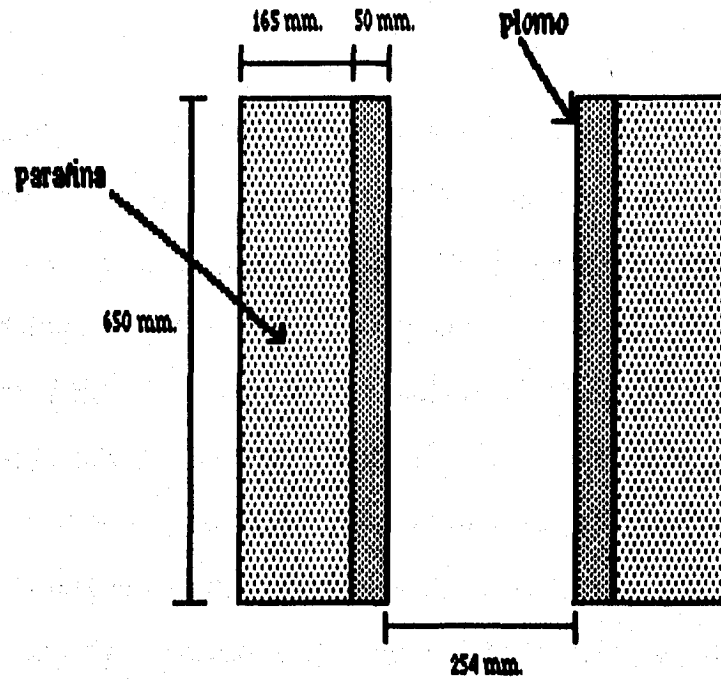


fig. 15 Muestra esquemática del diseño del blindaje del detector

III.iii.-Discriminación Por la Forma Del Pulso.

*En numerosos artículos se menciona la buena calidad de espectros obtenidos con la técnica de **discriminación por la forma del pulso** [OW59], [BR59], [JS], es por esto que se utilizó esta técnica para implementar nuestro sistema de detección. La radiación incidente en un material luminiscente a pesar de estar bien blindado consiste de neutrones, radiación gama (γ), y rayos cósmicos, estos últimos debidos principalmente a mesones μ , más aún en el blindaje mismo algunos de los neutrones que llegan pueden producir rayos γ debido a colisiones inelásticas con los núcleos de los átomos que constituyen el blindaje [ver pag32] y procesos de captura, todo esto se traduce en velar el espectro de los neutrones.*

Después de que Wright [WR56] reportó en 1956 que el centelleo producido por partículas alfa y electrones en un cristal de anthraceno mostraban diferentes decaimientos, se han propuesto numerosos métodos para hacer uso de esta característica de los materiales centelleadores orgánicos e inorgánicos en la identificación de partículas, estos métodos permiten reducir considerablemente los indeseables efectos de la radiación gama sin la pérdida substancial en la eficiencia de la detección de neutrones.

Birks [B163] demostró (ver pag. 43) que la razón entre la componente lenta y rápida del pulso de luz producidos en un centelleador, depende de la naturaleza de la radiación incidente.

Aprovechando esta característica del pulso, Brooks [BR56] ha sugerido una técnica para la discriminación entre gamas y neutrones en la que se compara la cantidad total de luz producida en el centelleo con la que se produce sólo en la parte de la activación de esta luz,

Uno de los primeros métodos propuestos por Owen [OW59], consiste en operar el fotomultiplicador de tal manera que la diferencia de potencial entre el ánodo y el último dínodo sea pequeña. De esta forma, durante la producción de luz el fotomultiplicador llega a bloquearse debido a la saturación por la carga de superficie que ocurre en el ánodo y el último dínodo, restableciéndose tiempo después durante la caída de la luz. Si se ajustan convenientemente los valores de las resistencias en el divisor del fotomultiplicador, se puede conseguir que un pulso de caída larga produzca una señal positiva en el último dínodo (neutrón), y un pulso de caída corta (gama) produzca una negativa. La principal desventaja que presenta esta técnica es que se pierde la posibilidad de obtener señales del ánodo, y que el circuito es susceptible sólo a neutrones arriba de 500 keV. siendo su rango dinámico (razón entre el mínimo y el máximo voltaje que se puede medir)de 10:1.

Otro método es el propuesto por Alexander y Goulding [AG61], en donde la carga del fotomultiplicador es integrada y dos veces diferenciada, produciendo una línea de base. El tiempo en que la señal cruza la línea de base respecto al comienzo del centelleo depende de la forma en que decae la luz, pero es invariante de la amplitud del pulso, para pulsos de la misma forma.

Un método más consiste en aprovechar la técnica de la fracción constante. En este método se aprovecha la posibilidad de contar con dos discriminadores de fracción constante los cuales producen una señal cuando el pulso ha caído una fracción de su amplitud original, este método es de fácil implementación y es el que elegimos.

III.iii.a Principios.- En esta técnica se hace uso de un módulo llamado Discriminador por la Forma del Pulso (PSA "Pulse Shape Analyser"). Este módulo está constituido por dos discriminadores de fracción constante, los cuales proporcionan una señal cuando el pulso de entrada cae a una fracción predeterminada. El PSA otorga a través de su salida A, una señal rápida cuando el pulso de entrada cae un 10 % de su altura original, y da la posibilidad de elegir la fracción de la altura del pulso de entrada, en la cual la salida B otorga una señal rápida (ver fig. 16). De esta manera se puede llevar a cabo el análisis de la forma del pulso.

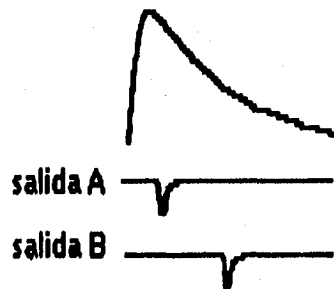


fig. 16 Pulsos producidos por el PSA

La técnica de la fracción constante está patentada por ORTEC y sus principios son los siguientes:

El pulso que se pretende analizar primero se atenúa en un factor y se invierte. Después el pulso original se retarda un tiempo establecido, los pulsos obtenidos en este proceso se suman, obteniéndose un pulso que cruza por cero en el mismo lugar, independientemente de la amplitud para pulsos de la misma forma.

III.III.b Electrónica.- Como ya dijimos anteriormente el fotomultiplicador nos proporciona un pulso de corriente, el cual preserva la manera en que el material centelleador emite luz, Esta luz decae de manera diferente cuando es emitida como respuesta a un neutrón que a radiación gama. Es a partir de esta característica que se pretende detectar la presencia de neutrones. Es importante entonces implementar la electrónica necesaria para poder analizar los pulsos y discriminar entre aquéllos que tienen tiempos de decaimientos cortos y largos y de esta manera poder asociar a gamas y neutrones respectivamente estos pulsos, Además se hace necesaria la adquisición de datos por medio de un sistema que

sea capaz de adquirir datos a gran velocidad y con gran precisión. Las consideraciones anteriores nos llevaron a implementar la electrónica de la siguiente manera (fig. 17).

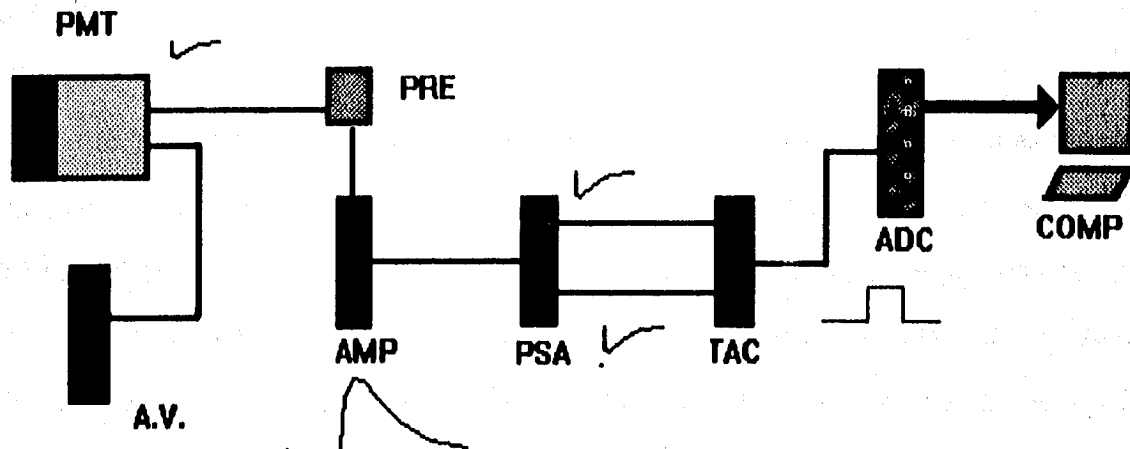


fig.17.- Circuito Para Discriminar Neutrones por la Forma del Pulso, P.M.T.=tubo fotomultiplicador, PRE =preamplificador, AMP =amplificador, PSA =analizador de la forma del pulso TAC=convertidor de tiempo a amplitud, ADC convertidor analógico digital, COMP= computadora.

III.iii.b.1 Preamplificador .- El pulso que se obtiene del tubo fotomultiplicador se conecta a un preamplificador Ortec Modelo 103 el cual tiene la característica de proporcionar un pulso que puede ser llevado a grandes distancias sin tener ruido en la señal además que acopla la impedancias del fotomultiplicador y del amplificador.

III.iii.b.2 Amplificador .- La salida del preamplificador se conecta a el amplificador Ortec Modelo 450 del cual podemos decir que dentro de sus principales características tiene la de poder cambiar las constantes de tiempo de integración y de diferenciación para así poder darle la forma más conveniente al pulso.

III.iii.b.3 Analizador de la Forma del Pulso (PSA).- El análisis de la forma del pulso se llevó acabo con el modulo 552 de Ortec el cual hace el análisis de la forma del pulso como ya se ha descrito. Entre las características más importantes de este módulo se pueden mencionar el poco corrimiento de las señales para pulsos de diferente amplitud, y la libertad de cambiar la fracción constante en la que se dispara la señal B.

III.iii.b.4 Convertidor De Tiempo a Amplitud (TAC).- La diferencia de tiempos otorgada por el PSA se conectó al TAC de Ortec modelo 512 el cual nos otorga un pulso de forma cuadrada cuya amplitud es proporcional a la diferencia de tiempos, quizá una de las desventajas que nos ofrece este modulo es la de los intervalos de medición, los cuales cambian de manera discreta limitando el análisis y la resolución de nuestro sistema de adquisición de datos.

III.iii.b.5 Adquisición de datos.- Para tener un buen sistema de detección de neutrones es necesario contar con un sistema para recolectar los datos y poder

llevar a cabo su análisis. En nuestro caso este sistema está basado en el sistema CAMAC.

El sistema consta básicamente de un módulo controlador, el cual puede controlar hasta 12 dispositivos diferentes conectados a él a través de un bus llamado Crate, la información proporcionada por los módulos electrónicos es entonces recolectada por el controlador y puede a su vez ser leído por un bus más, que en nuestro caso es una Tarjeta GPIB de National Instrument y que sirve de interface entre la computadora y el controlador. La computadora que se utiliza para el almacenamiento de datos así como para el control de todo el proceso es una ACER 486 de 33 MHz. Para la adquisición se desarrollo un programa de computadora el cual nos permitió tener los datos almacenados y poder llevar a cabo el análisis de estos posteriormente. El módulo que nos permite tomar la información es un Convertidor Analógico Digital de Ortec Para CAMAC.

IV Experimentos

Para probar la efectividad del sistema de detección en la discriminación entre neutrones y gamas, se implemento el circuito experimental que se muestra en la fig. 18 La amplitud otorgada por el TAC de nuestro sistema de detección sirvió como entrada para el ADC del modulo Camac, por otro lado se tomó la señal que proviene del TFM para generar el disparador que sirve como ventana, para que funcione el ADC, la generación de esta señal es de la siguiente manera, el pulso del TFM se le aplica a un módulo de fracción constante, la señal de éste se conecta al Gate & Delay el cual a partir de ésta nos proporciona un pulso que podemos cambiar en retardo, altura y anchura. También se tomo una señal de la salida unipolar del amplificador que se le aplicó al ADC. La sincronía de todo el circuito se llevó acabo por medio del los diferente retardos que se encuentran involucrados en cada módulo.

ESTA TESIS NO DEBE SALIR DE LA BIBLIOTECA

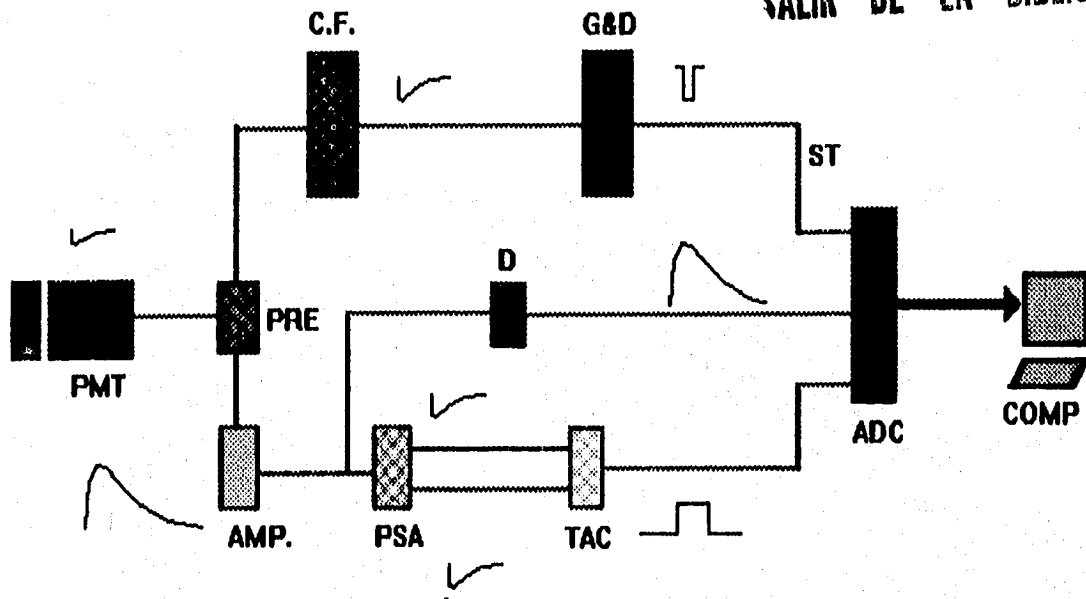


fig. 18 Circuito para discriminar en forma biparametrica entre gamas y neutrones, P.M.T.=tubo fotomultiplicador, PRE=preamplificador, AMP=amplificador, PSA=analizador de la forma del pulso, TAC=convertidor de tiempo a amplitud ADC convertidor analógico digital COMP=computadora, C.F.=Discriminador de fracción constante, G&D=Gate and Delay, D=retardo, ST=estrobe.

Teniendo a punto nuestro sistema de detección se expuso el detector a la radiación producida por una fuente de Americio-Berilio obteniéndose el espectro mostrado en la fig. 19 en donde se nota claramente la separación entre los pulsos debido a los neutrones y a los pulsos generados por radiación gama.

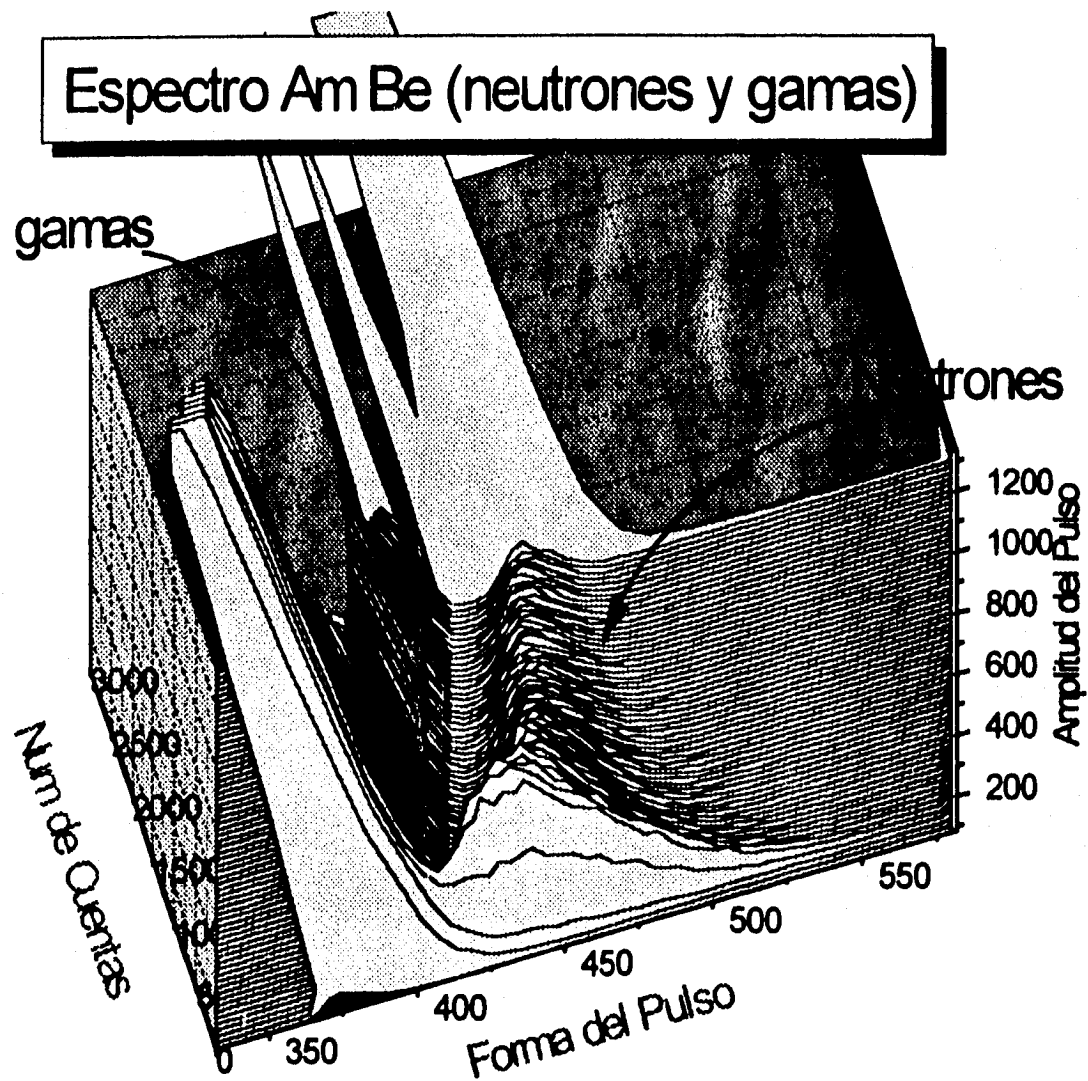


Fig. 19a.- Espectro en tres dimensiones tomado con la fuente de Americio-Berilio

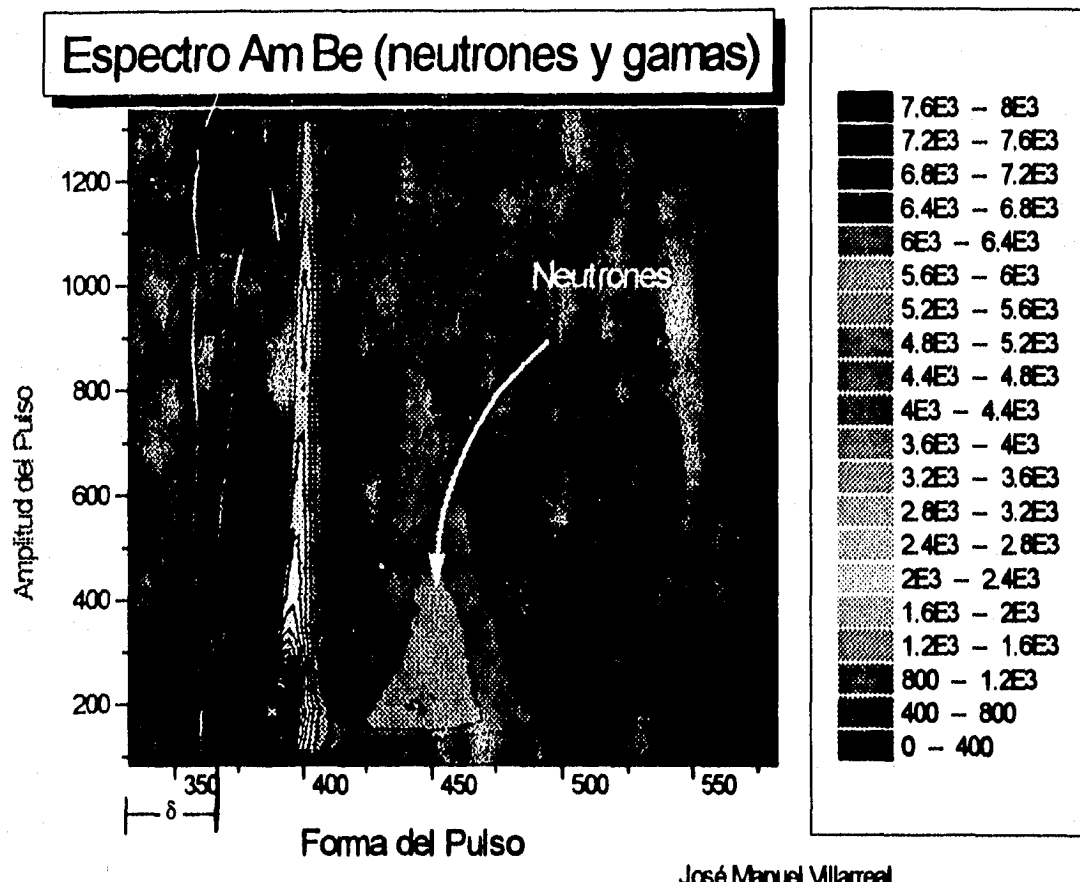


Fig. 19b.- Contorno del espectro de la fuente de Americio-Berilio

IV.1 Calibración del Detector

Para la calibración en energía el detector se expuso a la radiación provocada por una fuente de cobalto 60, la cual emite radiación γ con energía 1.33 MeV. y 1.17 MeV., y una fuente de cesio 137, que lo hace con energía de .662 MeV., obteniéndose los espectros de las fig. 20 y fig. 21. En estos espectros se nota claramente el pico Compton. A partir de este pico se determinó el voltaje que correspondía a la energía máxima Compton de 1.08 MeV. para cobalto y .477 MeV. para cesio (ver pag.29 fig 5). Para determinar el valor de este voltaje se tomaron los dos espectros en tres dimensiones y se proyectaron sobre los ejes de las amplitudes de los pulsos (ver fig. 20 c y 21 c). Con estos dos espectros se siguió el procedimiento siguiente: se tomó el voltaje que correspondía a la mitad de la altura entre el 90 % de la altura máxima del espectro, es decir del pico Compton, y el 10 % del mismo punto, resultando que $965 \text{ mV} \pm 145 \text{ mV}$. corresponden a una energía de 1.08 MeV y que $404 \text{ mV} \pm 13 \text{ mV}$. corresponden a una energía de .477 MeV.. Las incertidumbres de estos valores se tomaron como la diferencia entre los voltajes que corresponden al 10% y 90 % del pico Compton. Los valores aparecen en la tabla 7.

Voltaje (mV.)	Energía (MeV.)
404 ± 13	.477
965 ± 145	1.08

tabla 7.- relación entre los voltajes de la amplitud del pulso y la energía

Estos valores se graficaron obteniéndose la gráfica de la figura 22. Por último se ajustó una línea recta cuya ecuación nos permite obtener la relación entre la amplitud del pulso y la energía es decir la calibración del detector.

Cobalto 60 (1.3 MeV)

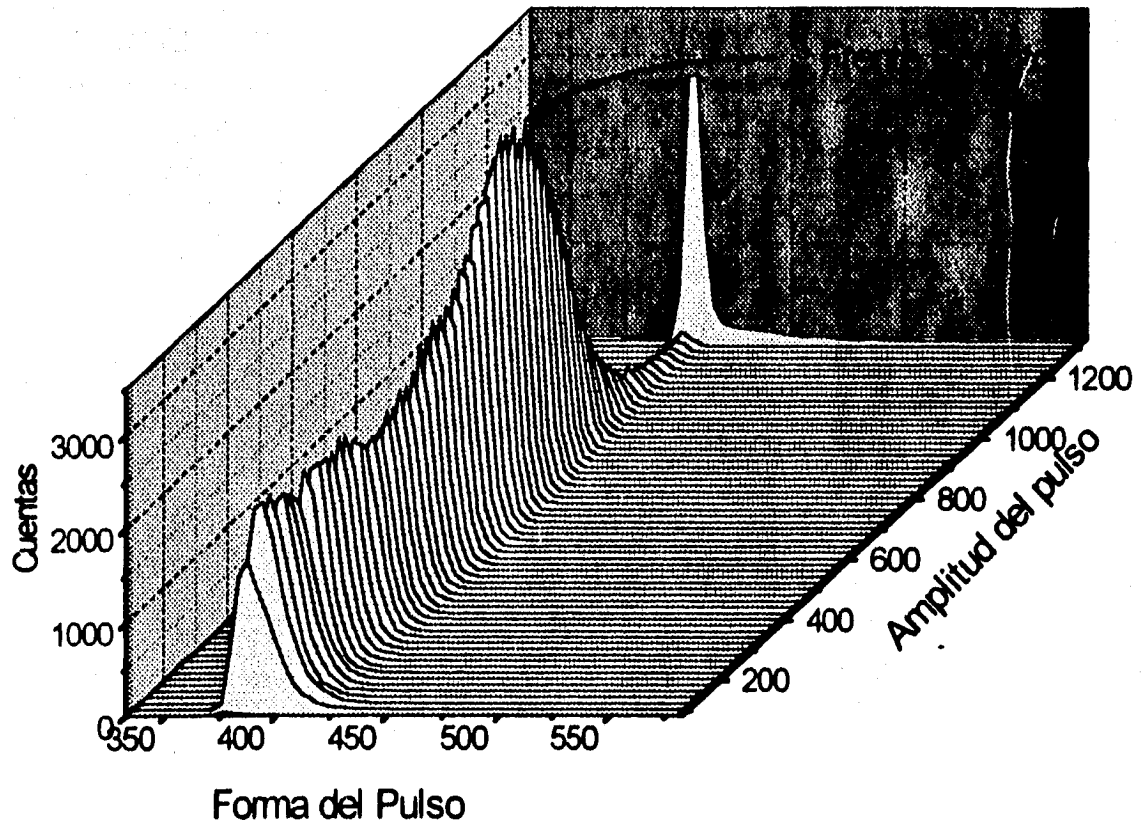


fig. 20 a.- Espectro en tres dimensiones tomado con el detector expuesto a la radiación producida por la fuente de Cobalto 60 (1.33 MeV.)

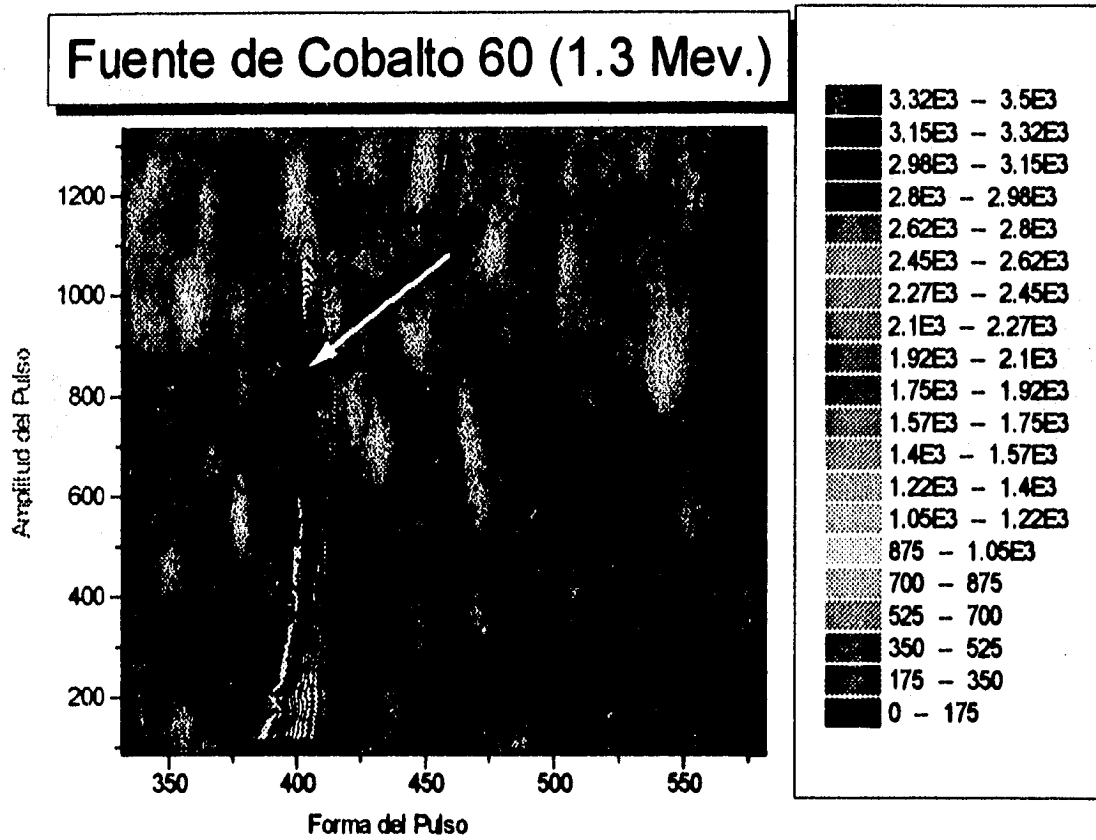


fig. 20b.- Contorno del espectro de cobalto 60

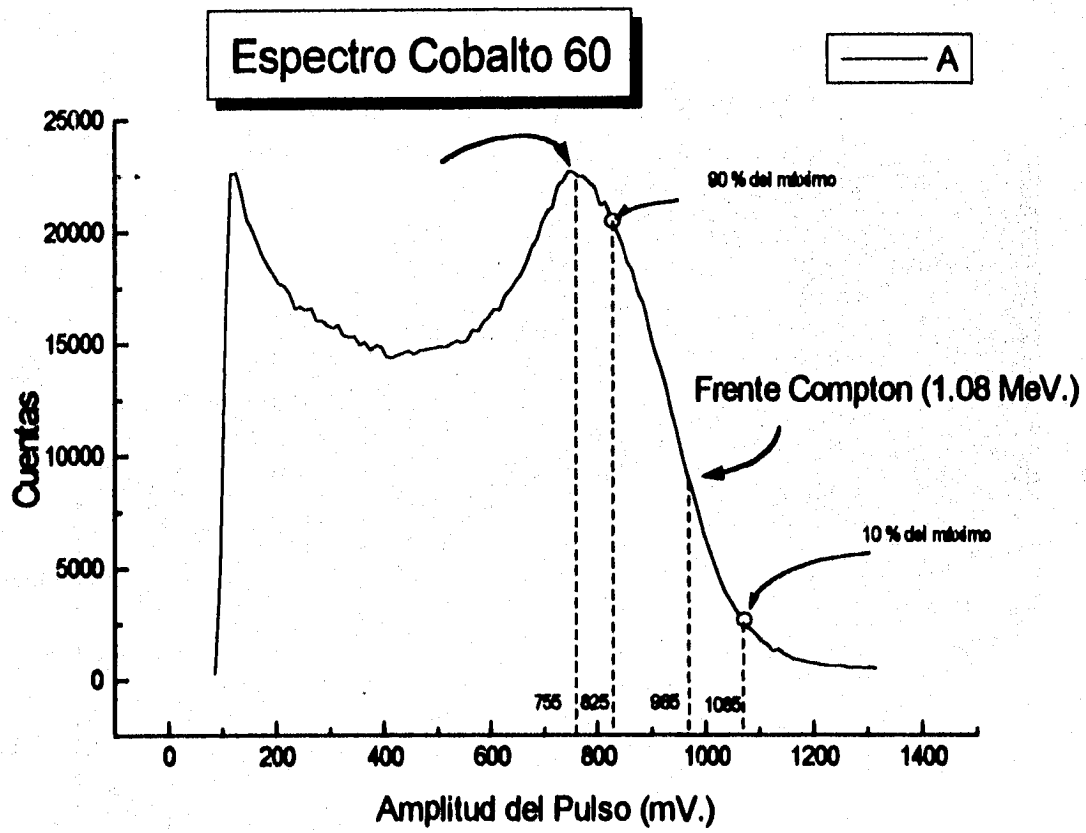


fig. 20 c.- Proyección sobre el eje de las amplitudes del espectro de cobalto 60

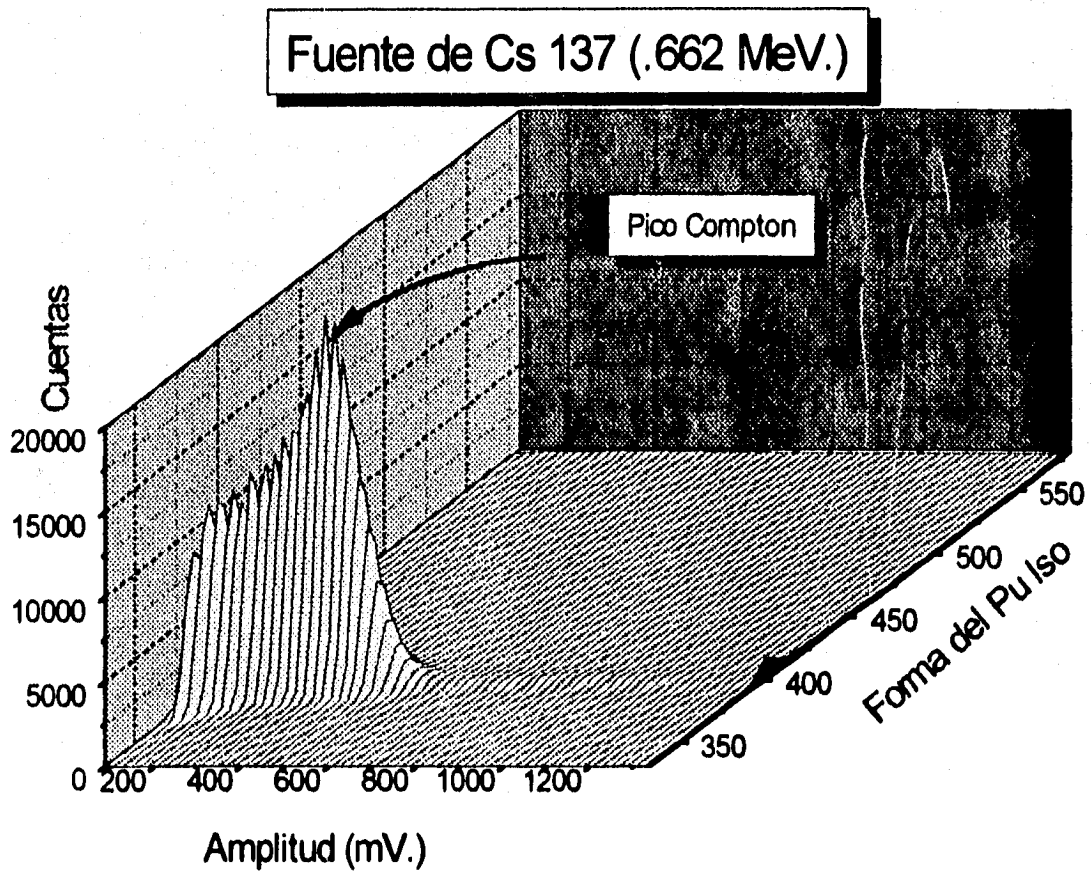


fig. 21 a.- Espectro en tres dimensiones tomado con el detector expuesto a la radiación producida por la fuente de Cesio 137.

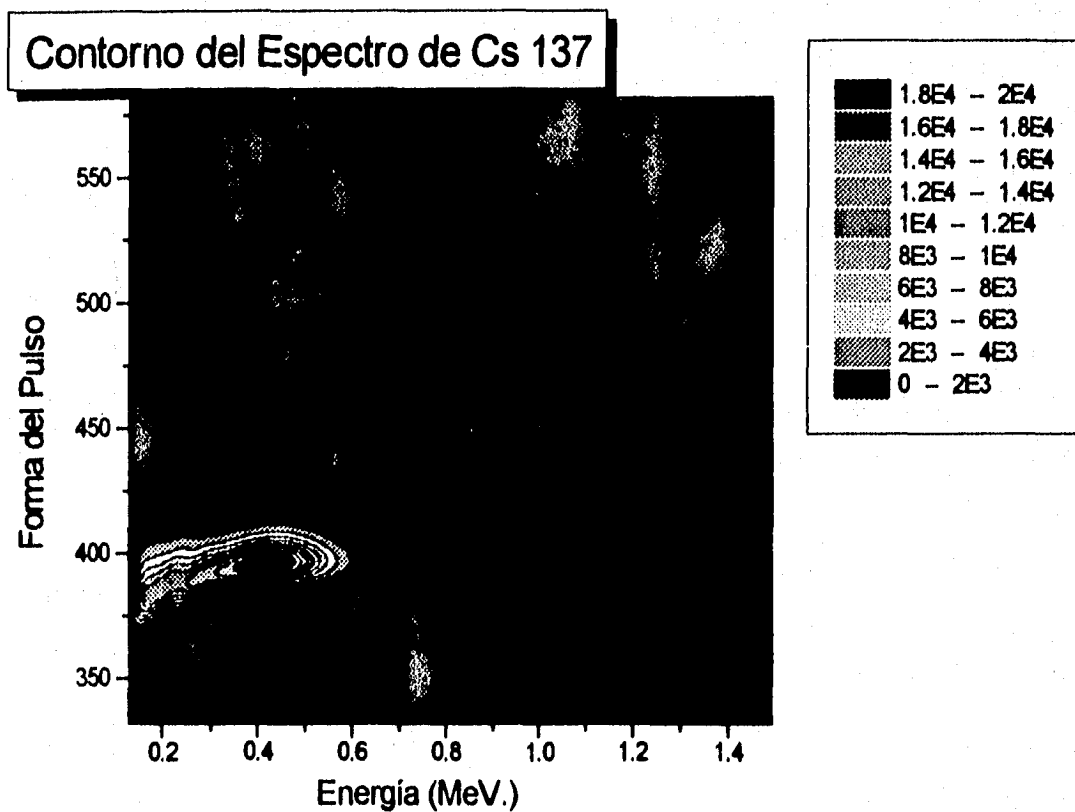


fig. 21 b.- Contorno del espectro de cesio 137

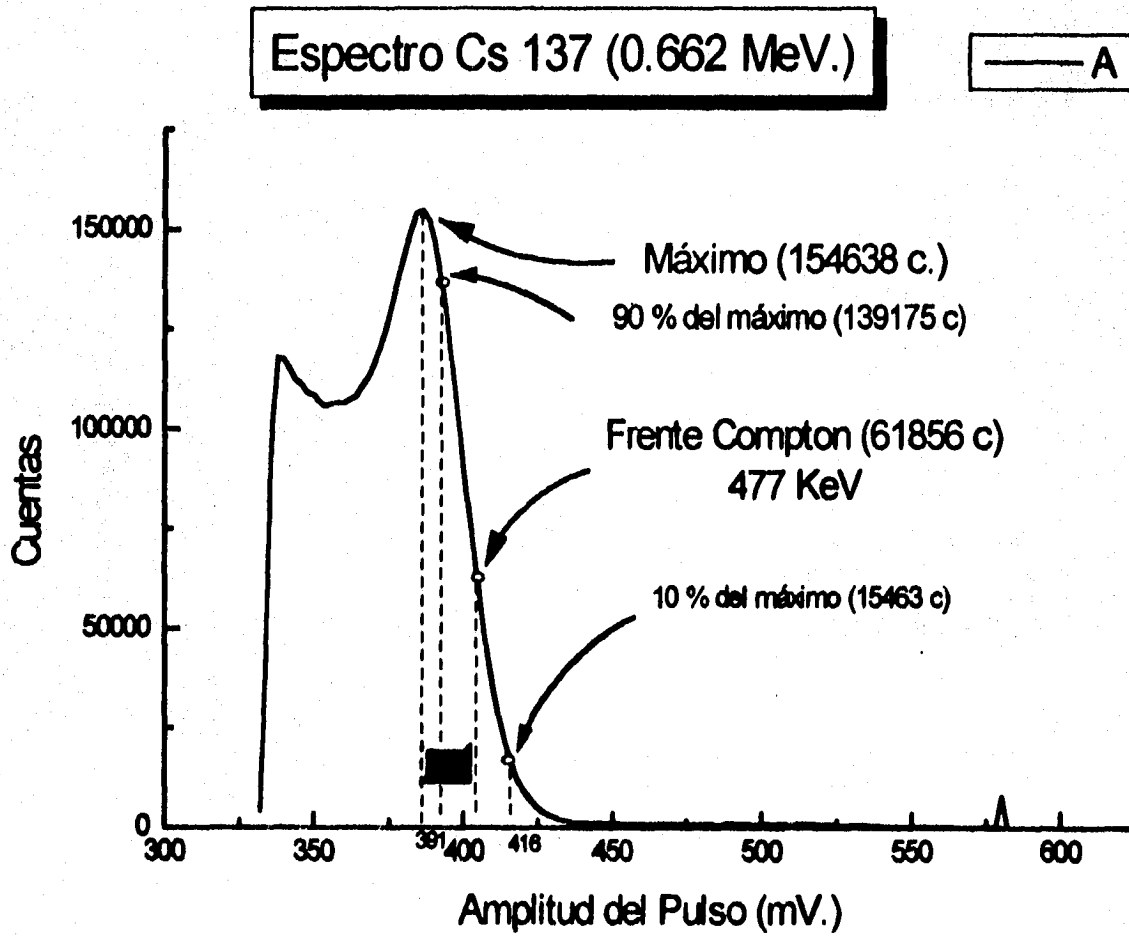


fig. 21 c.- Proyección sobre el eje de las amplitudes del espectro de cesio 137

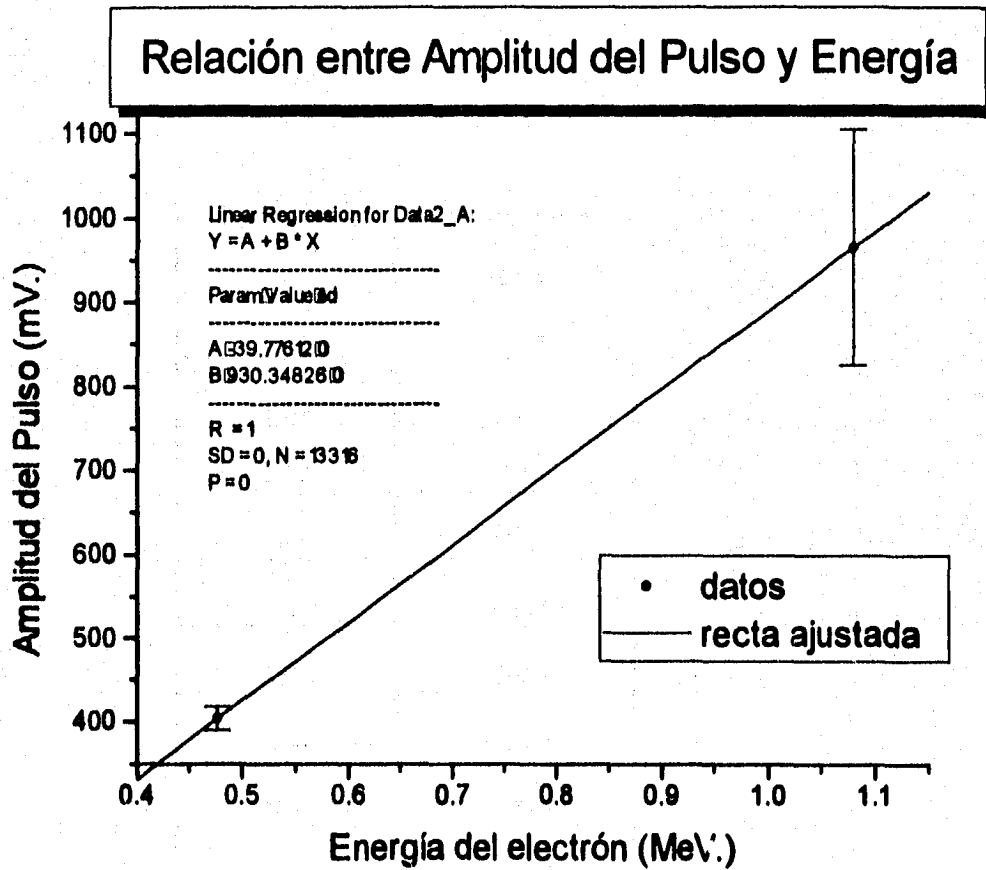


fig. 22.- Relación entre el voltaje de la amplitud del pulso y la energía

Por otro lado para obtener la relación entre la energía del electrón y del protón se tomó de las referencia [DR72], dicha relación la cual se reproduce en la tabla 8.

Amplitud del pulso mV.	Energía del electrón MeV.	Energía del Protón MeV.
182	.239	1.3
404	.478	2.0
627	.717	2.6
849	.956	3.2
1072	1.195	3.7
1294	1.434	4.2
1516	1.673	4.7
1739	1.912	5.1
1961	2.151	5.5
2183	2.39	5.9

Tabla 8.- Relación entre la amplitud del pulso producido en el sistema de detección energía del electrón y la energía del protón

IV.11 Resolución del Detector

Para un sistema de discriminación entre gamas y neutrones se puede definir la resolución R (ver apéndice D)[KN89] como el cociente entre la distancia que hay entre el grupo de electrones y protones (donde se encuentra el máximo de la distribución), al ancho total a la mitad del máximo de la distribución de los electrones (FWHM) más el ancho total a la mitad del máximo de la distribución de los protones. En el caso de nuestro detector se encontró la resolución R para cada uno de los cortes de forma del pulso constante, en la gráfica de discriminación entre gamas y neutrones. Esto se hizo por medio de un programa de computadora, y los resultados se muestran en la siguiente gráfica.

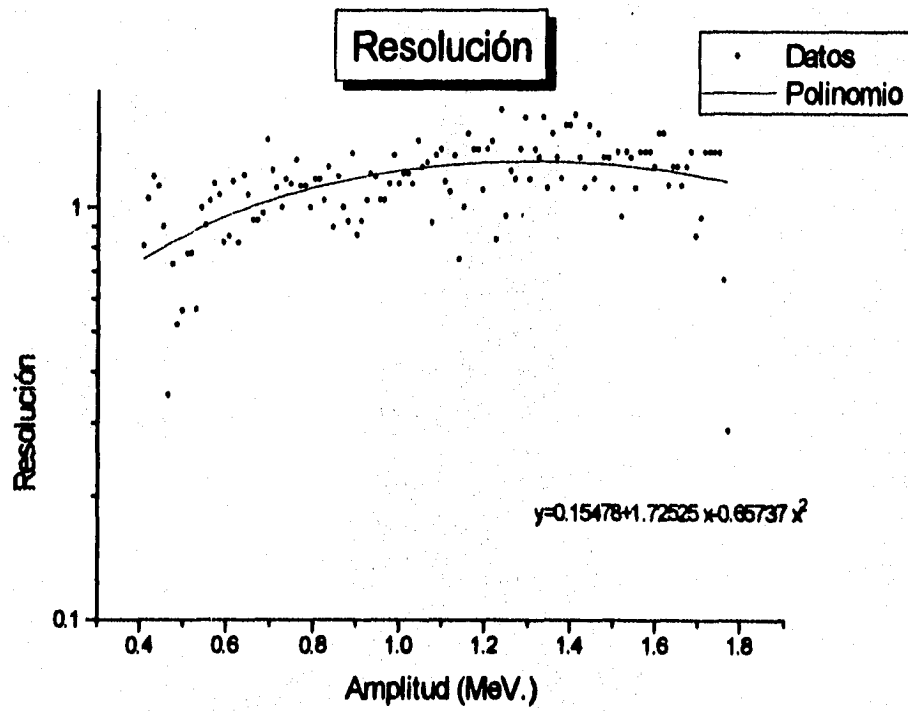


fig. 23a.- gráfica de la resolución del detector para discriminar entre gamas y neutrones

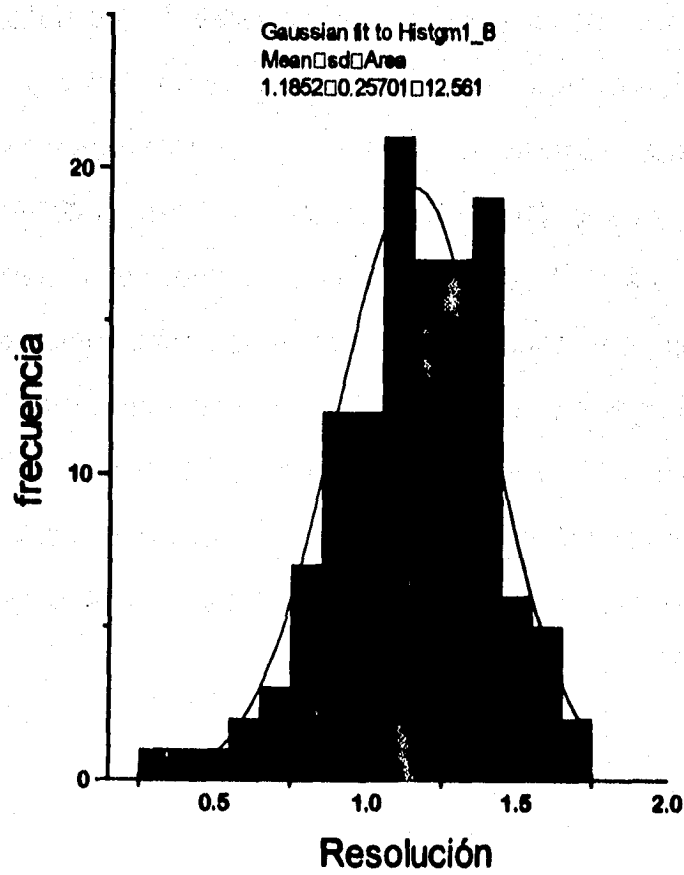


fig. 23a.- gráfica de frecuencia para la resolución de la discriminación entre gamas y neutrones

IV.111 Eficiencia del Detector

Para calcular la eficiencia en el conteo de nuestro detector se tomaron cortes de amplitud constante en la gráfica de discriminación entre neutrones y gamas, y para cada una de éstas se hizo lo siguiente; se definió un parámetro al cual se le llama δ , y es un corte tomado para una forma del pulso constante (ver fig. 19 b), (este parámetro se utiliza como referencia para poder poner un discriminador de altura del pulso después del TAC. y saber que cantidad de electrones y protones se cuentan), Se contaron (área bajo la curva), por medio de un programa de computadora, el número de electrones y el número de protones que el detector registra para una forma del pulso mayor a δ , y se dividió, cada una de éstas, entre el número total de electrones y protones respectivamente. Los resultados de estos cálculos se graficaron para diferentes valores del parámetro δ . Los resultados están en las gráficas siguientes (curvas de eficiencia).

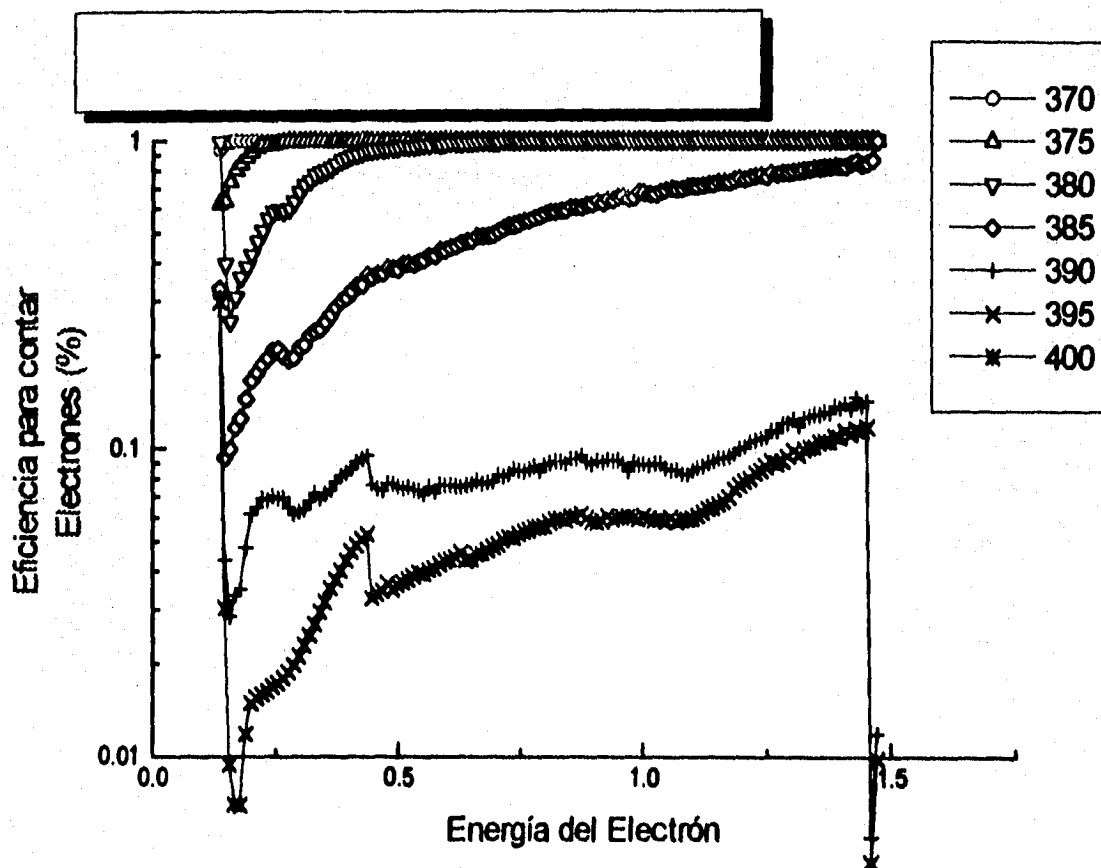


Fig.- 24 Eficiencia para contar electrones para diferentes valores del parámetro δ

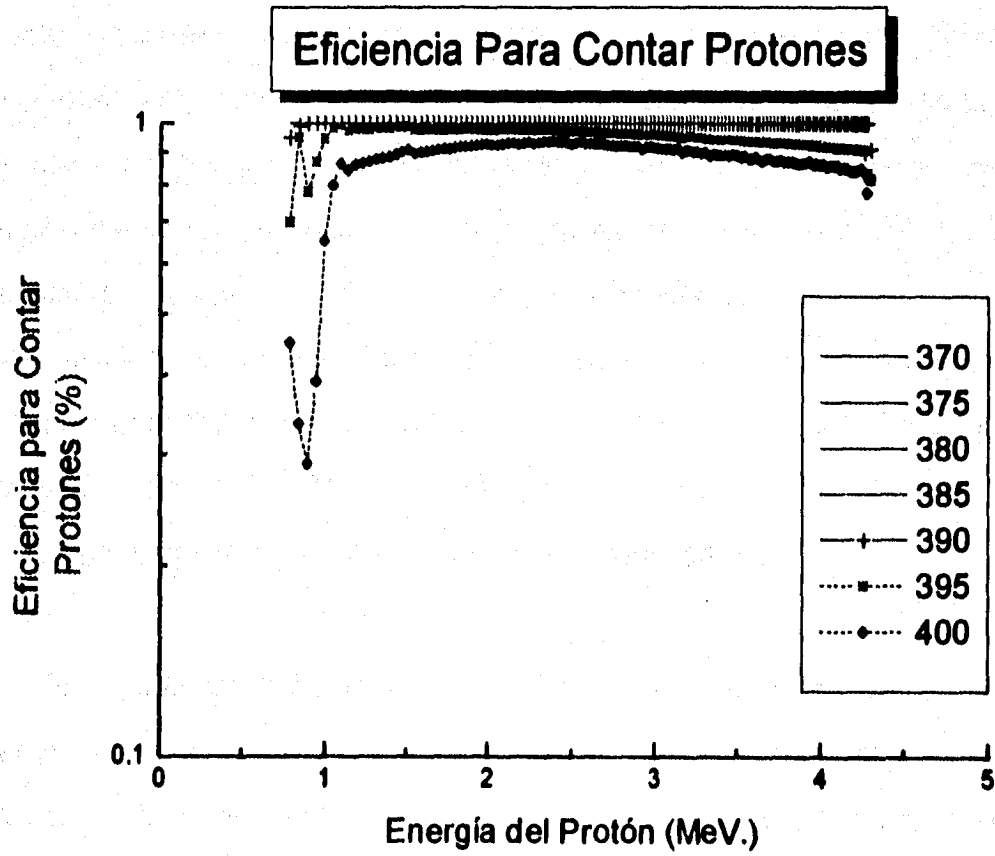


Fig.- 25 Eficiencia para contar protones para diferentes valores del parámetro δ

V Resultados y Conclusiones

En el diseño del sistema de detección de neutrones, intervinieron diversos factores los cuales todos son importantes y cada uno de ellos es indispensable para cumplir el objetivo, el cual es el de detectar neutrones, sin embargo podemos decir que una buena discriminación empieza por tener una señal del tubo fotomultiplicador que reproduzca fielmente la forma en que decae la luz emitida por el material centelleador. En nuestro caso esta señal se obtuvo por medio de un circuito divisor de voltaje diseñado e implementado por nosotros mismos, obteniendo una señal que concuerda con las reportadas en artículos y libros, además de que el circuito se probó durante al menos dos días de trabajo ininterrumpido, manteniéndose estable durante este tiempo.

En cuanto al blindaje del detector el cual también fue diseñado e implementado por nosotros, y a pesar de ser, en principio muy sencillo, su construcción es la que más tiempo nos ha tomado. Pero actualmente se tiene montado en el seno del acelerador Van de Graaff de 5.5 Mev. esperando a ser utilizado en futuros experimentos y de esta manera probar que cumple con los objetivos para los que fue diseñado.

Con respecto a la electrónica el análisis de las gráficas 18 y 19 en tres dimensiones, así como las de contorno nos muestran la forma en que nuestro

*sistema de detección es independiente de la amplitud del pulso. Esta característica, que es indispensable si uno pretende hacer un buen análisis de la forma del pulso, se tiene para un rango desde 75 mV. hasta 1500 mV. Sin embargo se pierde para valores más grandes 1600 mV, por lo que podemos decir que nuestro detector tiene un **rango dinámico de 1: 20**, en esta pérdida de la independencia de la amplitud intervienen diversos factores, dentro de los cuales podemos mencionar la linealidad del preamplificador y del amplificador así como el propio análisis de la forma del pulso, hecha por el módulo PSA. Estos factores son inherentes a cada módulo.*

En cuanto a la calibración en la energía del detector podemos hacer algunas consideraciones, tenemos una incertidumbre bastante grande debido a que la fuente de cobalto 60 emite en dos energías que están muy cercanas, y nuestro detector no es capaz de distinguir entre una y otra, es decir en el espectro de la fig. 20 c en realidad tenemos dos picos Compton y dos frentes Compton los cuales no somos capaces de distinguir. Sin embargo esta calibración nos permite tener una idea de la energía de los neutrones que detectamos, las cuales concuerdan con la información que se tiene acerca de la fuente de americio-berilio que emite neutrones con una energía característica de 4 MeV.

Nuestro detector posee una buena resolución ya que como lo demuestra la gráfica 21 de la resolución, la mayoría de los puntos en esta gráfica están en la región de resolución mayor a uno, lo cual quiere decir (ver apéndice D) que la distancia entre los máximos de las distribuciones están al menos a dos veces la

distancia en la que las distribuciones han disminuido a 1/16 de la altura original, y lo más importante; esta discriminación no depende de la amplitud del pulso, es decir no depende de la energía del neutrón en un rango dinámico de 1:20.

Con respecto a la eficiencia para contar del detector, esta eficiencia se puede utilizar si se quiere poner un nivel de discriminación en el pulso proveniente del TAC, y saber con que eficiencia está contando neutrones y radiación gama. Por ejemplo, si tenemos un haz de neutrones con energía de 2 MeV. inmersos en un fondo de radiación gama de 2 MeV. , con la sección eficaz de la reacción neutrón-protón (ver pag. 35) podemos encontrar que el 82 % de los neutrones tendrán una colisión, y si escogemos un nivel de discriminación de 395 entonces, integrando la curva de eficiencia desde cero hasta 2 MeV. (ya que los protones se distribuyen uniformemente desde cero hasta esta energía), para δ igual a 395, tenemos la fracción de protones de retroceso que contamos de esta distribución, obteniéndose 56% por lo que la eficiencia absoluta para contar será 46%. Similarmente podríamos obtener el porcentaje de radiación gama que sufre dispersión Compton produciendo electrones de retroceso con una distribución Compton desde 0 hasta 1.8 MeV, e integrar la curva de eficiencia de la fig. 23 para δ igual a 395 obtenemos lo que nos daría eficiencia absoluta para contar radiación gama. Es decir, nuestro detector podría servirnos como detector de radiación gama.

Apéndice A

Solución de la ecuación diferencial

Para resolver la ecuación diferencial:

$$dN_i(x) = -N_o \mu \exp(-\mu x) dx - N_i(x) \mu_b dx \quad (1A)$$

Tomamos el camino convencional de encontrar la solución a la ecuación homogénea la cual es:

$$dN_i(x) = -N_i(x) \mu_b dx.$$

Al integrar esta ecuación obtenemos

$$N_i(x) = C \exp(-\mu_b x) \quad (2A)$$

Donde C es una constante de integración por determinar.

Por otro lado para encontrar una solución particular proponemos una solución de la forma $N_i(x) = K \exp(-\mu x)$, donde K es una constante, de aquí se desprende que la constante K debe cumplir con la ec.:

$$-K \mu \exp(-\mu x) = N_o \mu \exp(-\mu x) - K \exp(-\mu x) \mu_b \quad (3A)$$

tanto $K = N_0 \mu / \mu_b - \mu$ y la solución general será la suma de la ec. (2A) y (3A) obteniéndose:

$$N_i(x) = C \exp(-\mu_b x) + N_0 (\mu / \mu_b - \mu) \exp(-\mu x) \quad (4A)$$

Imponiendo la condición inicial de que $N_i(0) = 0$ tenemos:

$$N_i(x) = N_0 [\mu / (\mu_b - \mu)] [\exp(-\mu x) - \exp(-\mu_b x)] \quad (5A)$$

Apéndice B

Cinemática

En una colisión elástica se conserva el ímpetu y la energía cinética por lo tanto para un neutrón que incide en un núcleo tenemos las dos ecuaciones que expresan estas características

$$I_n = P_n + P$$

$$U_n = E_n + E$$

Donde I_n es el ímpetu del neutrón antes del choque, P_n es el ímpetu del neutrón después del choque, y P es el ímpetu del núcleo del átomo después del choque. De manera similar U_n es la energía cinética del neutrón antes del choque, E_n es la del neutrón después del choque y E es la del núcleo después del choque.

En estas ecuaciones hemos supuesto que el núcleo del átomo se encuentra en reposo antes de la colisión. Estamos interesados en encontrar la energía que se transfiere al núcleo del átomo después de la colisión. Para resolver este problema nos trasladamos al sistema de referencia en el que el centro de masa está en reposo y para éste, tenemos :

$$u'_n m_n + u' m = v'_n m_n + v' m \quad (1B)$$

En donde u'_n es la velocidad de incidencia del neutrón, u' es la velocidad de incidencia del núcleo del átomo, v'_n es la velocidad de dispersión del neutrón y v' es la velocidad de dispersión del núcleo del átomo. todas éstas medidas desde el sistema centro de masa. De manera similar para el sistema del laboratorio tenemos:

$$u_n m_n + u m = v_n m_n + v m \quad (2B)$$

En donde u , es igual a cero, y las literales sin primar se refieren al sistema en el que el núcleo del átomo está en reposo, así que tenemos las relaciones de transformación entre unas y otras:

$$u'_n = u_n - v_{cm} = u_n - u_n \mu_n = u_n (1 - \mu_n) = \mu u_n \quad (3B)$$

$$u' = -v_{cm} = -u_n \mu_n \quad (4B)$$

$$v'_n = v_n - v_{cm} = v_n - u_n \mu_n \quad (5B)$$

$$v' = v - v_{cm} = v - u_n \mu_n \quad (6B)$$

Donde:

v_{cm} = velocidad del centro de masa

$\mu_n = m_n / m_n + m$; masa reducida del neutrón

$\mu = m / m_n + m$; masa reducida del núcleo

De las ecuaciones (3B) y (5B) se tiene:

$$v' = v + u' \quad (7B)$$

Por otro lado por la conservación del ímpetu y la energía, tenemos:

$$m_n v'_n = - m v'$$

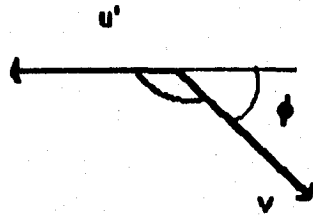
$$m_n u'_n = - m u'$$

$$\frac{1}{2} m_n v_n'^2 + \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m_n u_n'^2 + \frac{1}{2} m u^2,$$

$$v' = u',$$

$$v_n' = u_n'.$$

Por lo tanto las magnitudes de las velocidades son las mismas sólo cambia la dirección después del choque. Y como v y u' son tales que:



donde ϕ es el ángulo de dispersión medido en el laboratorio, y de la ecuación (7B) tenemos:

$$v'^2 = v^2 + u'^2 - 2 v u' \cos \phi,$$

$$v = 2 u' \cos \phi,$$

$$v = 2 \mu_n u_n \cos \phi,$$

con lo cual tenemos la energía que cede el neutrón al núcleo del átomo en términos de la energía del neutrón incidente.

$$\frac{E}{U_n} = \frac{m v^2 / 2}{m u_n^2 / 2} = \frac{m (2 \mu_n u_n \cos \phi)^2}{m_n u_n^2}$$

Entonces:

$$E/U_n = 4 (m/m_n) \mu_n \cos^2 \phi = 4 \mu \mu_n \cos^2 \phi. \quad (8B)$$

Por otro lado el cociente de la energía del neutrón dispersado entre la energía con que incidió, medidas en el laboratorio será:

$$\frac{E_n}{U_n} = \frac{\frac{m_n v_n^2}{2}}{\frac{m_n u_n^2}{2}} = \frac{v_n^2}{u_n^2}$$

$$\frac{E_n}{U_n} = \frac{v_n'^2 + u_n^2 \mu_n^2 + 2\mu_n v_n u_n \cos \theta}{u_n^2}$$

$$\frac{E_n}{U_n} = \frac{u_n^2 \mu^2 + u_n^2 \mu_n^2 + 2 \mu_n \mu u_n^2 \cos \theta}{u_n^2}$$

$$\frac{E_n}{U_n} = \mu^2 + \mu_n^2 + 2 \mu_n \mu \cos \theta$$

$$\frac{E_n}{U_n} = \mu^2 + \mu_n^2 + 2 \mu_n \mu \cos \theta \quad (9B)$$

Apéndice C

Distribución en la energía de los neutrones

Para demostrar como es la distribución de la energía de los neutrones después de haber tenido una colisión con un núcleo de masa A tomamos la ecuación 9B del apéndice B donde se da la energía con que emerge un neutrón después de haber chocado con un núcleo de masa A :

$$E_n / U_n = (A^2 + 1 + 2 A \cos \theta) / (A + 1)^2$$

Si definimos dW como la probabilidad de que el neutrón salga con una energía entre E y $E + dE$, y además ΔE como el intervalo de las posibles energías con que puede salir el neutrón tenemos:

$$dW = dE / \Delta E$$

$$dW / dE = 1 / \Delta E$$

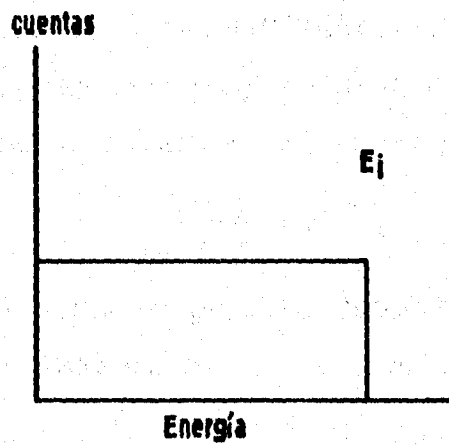
Ahora como el ángulo de dispersión puede correr en el intervalo de 0 a π el intervalo de posibles energías será (suponiendo una distribución isotrópica):

$$\Delta E = 4 A E_0 / (A+1)^2$$

Por lo que:

$$dW/dE = (A+1)^2 / 4 A E.$$

la cual tiene la forma descrita en la siguiente fig.



Apéndice D

Definición de R

Para un discriminador por la forma del pulso se puede definir la resolución como el cociente entre la distancia que hay de máximo a máximo entre la suma de los anchos de la distribución a la mitad de la altura. es decir:

$$\frac{x_1 - x_2}{\Delta x_1 + \Delta x_2} = R$$

Si se suponen distribuciones gaussianas ,podremos analizar lo que nos mide este número igualandolo a uno con lo cual tendremos que :

$$x_1 - x_2 = \Delta x_1 + \Delta x_2$$

Es decir la distancia entre los máximos es igual a la suma de los anchos de las distribuciones. Entonces si queremos saber la altura del mínimo entre las distribuciones, basta con averiguar cuanto ha decaído cada gaussiana a una distancia $\Delta x_{1,}$, es decir cuanto ha decaído cuando x esta al doble de la distancia en que ha decaído a la mitad, matemáticamente:

$$f(x) = A \exp((2x)^2 / a^2) = A \exp(4x^2 / a^2) = A(\exp(x^2 / a^2))^4 = A(1/16)$$

Es decir la distribución ha caído hasta 1/16 de su valor máximo. Y por lo tanto las dos distribuciones estan bien definidas, al menos a un valor mayor de 1/16 de su altura máxima.

Agradecimientos

Quiero agradecer al Dr. Efraín Chávez por su ayuda para la realización de este trabajo. Sus preguntas y críticas, siempre escépticas, hicieron que surgiera en mi el deseo de ser siempre mejor. Pero sobre todo quiero agradecerle porque nuestras discusiones, acuerdos y desacuerdos me hicieron darme cuenta que mi profesión es ser físico.

También quiero dar las gracias al Dr. Eduardo Andrade por sus enseñanzas, por el apoyo incondicional que me dio para poder realizar mi tesis profesional. Y en especial por la sencillez y amabilidad de su trato cotidiano.

Agradezco el entusiasmo del Dr. Angel Dacal y de la Dra. Ma. Esther Ortiz para con mi trabajo, y sus palabras de aliento que fueron gratificantes. Infundiendo en mi ánimos, durante este tiempo.

Un especial agradecimiento por la cooperación que tuve del Ing. Fco. Mercado, del Ing Marco A. Veytia y de los mecánicos del taller mecánico del IFUNAM. De la misma manera agradezco el trabajo del Ing. Cándido Atlatenco y del Ing. Adrián Amaro de la facultad de Química de la UNAM.

Gracias a Arcadio Huerta por su ayuda,

Por último quiero hacer un público agradecimiento a mi familia por el apoyo que de ellos he recibido durante toda mi vida.

*"Por Mi raza Hablará el Espíritu"
J. Manuel Villarreal H.*

Bibliografía

AG61

Alexander T.K. and Goulding F.S. *Nuclears Instrument & Methods* 13 (1961) 244-266

BI63

Birks J.B. *The theory and Practice of Scintillation Counting* (Pergamon Press, N.Y. 1963)

BR56

Brooks F.D., in *"Progress in Nuclear Physics"* O. R. Frisch ed. vol 5 p. 284 (Pergamon Press N. Y. 1956)

BR59

Brooks F.D., *Nuclear Instrument & Methods* 4 (1959) 151-163.

CA74

David C. Camp, Christopher Gatrousis and Louis A. Maynard *Nuclear Instrument And Methods* 117 (1974) 189-211

CUS3

S.C. Curran *"Luminiscence And the Scintillation Counter"* Academi Press 1953.

DR 72

M. Drog, *Nuclear Instrument & Methods* 105 (1972) 573-584.

ESCF8000

Octal Constant Fraction Discriminator Operating & Service Manual, EG & G ESN.

GO 71

Goldstain H. *"Fundamental Aspects Of Reactor & Shelding"*, (Adisson-Wesley Publishing Company, 1959) Jhonson Reprint 1971.

GU 72

Gujrathi and J.M. D'auria *Nuclear Instrument & Methods* 100 (1972) 445.452

HAACC

Catalog Of Accesories For Fotomultipler Tubes, Hamamatsu Photonics K. K.

HAPMT

Catalog of Photomultipler Tubes, Hamamatsu Photonics K. K.

HA89

"The Health Physics and Radiological Health Handbook", Nucleon Lectern Associates, 1989

JS

Julian Sandler, "N-P Correlations Using Time-of-Flight techniques in the $^{12}\text{C}(d,p)n$ Reaction", No publicada

KN89

Glenn F. Knoll "Radiation Detetion and Mesurament" (Jhon Wiley & Sons , Inc. 1989)

ME83

Albert Messiah, "Mecánica Cuantica" (Editorial Tecnos, S.A. 1983)

MO76

Morris C.L. Bolger J.E. Hoffman G.W. Moore C.F. Smith L.E. Thiessen H.A., Nuclear Instrument and Methods 137 (1976) 397-398.

OR113

Scintillation Preamplifier Operating and Service Manual EG&G Ortec.

OR450

Research Amplifier Operating & Service Manual, EG&G Ortec

OR473A

Constant-Fraction Discriminator, Operating & Service Manual EG&G Ortec

OR552

Pulse-Shape-Analyzer & Timing Single-Channel Analyzer Operating & Service Manual, EG&G Ortec.

OR567

High Voltage Power Supply Operating & Service Manual EG&G Ortec.

OR567

Time-to-Amplitud Convert & Single-Chanel Analyzer Operating & Service Manual EG&G Ortec.

OW58

Owen R.B. AERE EI/R 2712 (1958)

OW59

Owen R.B., Nucleonics, 17 (Sep. 1959), 92-95

ST68

A. Stenberg , U. Olsson, Nuclear Instrument And Methods 61(1968) 125-133.