

24-4/6

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DISEÑO DE UN DETECTOR FOSTRÓN PARA PARTICULAS CARGADAS.

NEUTRONES Y RAYOS GAMMA

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

FISICO

PRESENTA

JUAN JOSÉ PEREZ PADILLA

México D.F. 1987



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 está 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.

INDICE

CAPÍTULO I	Introducción	1
CAPÍTULO II	Detectores de Centelleo	2
II.a	Características Generales	2
II.a.i	Centelladores Orgánicos	3
II.a.ii	Centelladores Inorgánicos	4
II.b	Detección de Partículas Cargadas	4
II.c	Detección de Neutrones	8
II.d	Detección de Rayos X y Gamma	12
II.e	Detectores Foswich y Fostrón	14
CAPÍTULO III	Diseño de un Fostrón	18
III.a	Elección de los Elementos	18
III.b	Diseño	19
III.c	Electrónica Asociada	21
III.d	Costo Estimado	22
CAPÍTULO IV	Cálculos de Eficiencia para la Detección de Neutrones Entre 0 y 1000 MeV	24
IV.a	Código de Stanton	24
IV.b	Modificaciones Propuestas	26
IV.b.i	Respuesta Luminosa	26
IV.b.ii	Efectos de Borde	27
IV.b.iii	Secciones Eficaces Totales	29
IV.b.iv	Tratamiento del canal $^{12}\text{C}(n,p)$	29
CAPÍTULO V	Cálculo de Eficiencia del Fostrón Diseñado	37
CAPÍTULO VI	Conclusiones	38
Apéndices		39
Figuras		72
Bibliografía		90

CAPITULO I INTRODUCCIÓN

Debido a la adquisición de un acelerador Van de Graaff de 5.5 MeV por parte del Instituto de Física de la UNAM, se ve la necesidad de contar con detectores de partículas cargadas neutrones y rayos gamma para poder realizar estudios sobre reacciones nucleares. Una posible elección para realizar esta tarea es el llamado detector fostrón. Se trata de un sistema de detección compacto y versátil en cuanto a su manejo se refiere, que ofrece una razonable identificación de las partículas emitidas en una reacción.

Un fostrón son dos centelladores acoplados ópticamente a un único tubo fotomultiplicador, con la propiedad de detectar simultáneamente partículas cargadas, neutrones y gammas. Es capaz de realizar una identificación de éstas y obtener sus espectros energéticos.

Esta tesis presenta el diseño de un fostrón y un análisis de su posible utilización en diferentes situaciones experimentales. La eficiencia de este detector para la detección de neutrones es calculada utilizando un programa de computo escrito originalmente por N. R. Stanton, que fué modificado para mejorar el tratamiento de varios procesos considerados importantes.

CAPITULO II DETECTORES DE CENTELLEO

II.a CARACTERISTICAS GENERALES

Actualmente existe una gran variedad de materiales plásticos, líquidos y cristalinos que tienen la propiedad de emitir radiación electromagnética en la región visible del espectro cuando una partícula cargada o neutra incide sobre ellos. A este tipo de materiales generalmente se les conoce como centelladores, fósforos o cristales de centelleo. Debido a esta propiedad estos materiales son utilizados como detectores de partículas cargadas, neutrones y rayos gamma, dependiendo de su composición química y constantes físicas, las cuales determinan el uso principal del centellador. Por ejemplo, los fósforos con un alto contenido de hidrógeno son especialmente útiles para la detección de neutrones.

Parte de la energía depositada por la partícula ionizante dentro del cristal es empleada en ionizar y excitar a los átomos del centellador, los cuales al volver a su estado base, dan como resultado la emisión de la radiación. La energía restante es degradada en vibraciones térmicas u otros procesos de excitación que no producen la emisión de luz.

En caso de que la partícula incidente sea un neutrón, éste transferirá una fracción de su energía a las partículas cargadas existentes dentro del centellador, las cuales a su vez siguen el proceso descrito en el párrafo anterior.

Los rayos X y rayos gamma pierden su energía, principalmente, a través de los procesos fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares, dependiendo de la energía inicial del rayo. En cualquiera de estos tres mecanismos hay una liberación de partículas cargadas (electrones) las cuales son capaces de excitar e ionizar.

Existen en general tres procesos de desexcitación en los cuales el centellador emite fotones visibles (ref. 1). Estos mecanismos se diferencian principalmente por su espectro de emisión y por su período de decaimiento (PD). El PD se define como el tiempo que tarda la emisión en decaer a una fracción $1/e$ de su

intensidad inicial. Los procesos son:

- 1) Fluorescencia.- Ocurre en el visible y tiene un periodo de decaimiento del orden de 1 ns.
- 2) Fosforescencia.- La radiación emitida en este proceso sigue perteneciendo al visible, pero con una longitud de onda mayor que en la fluorescencia, y con un periodo de decaimiento de 1 μ s.
- 3) Fluorescencia retardada.- Su espectro de emisión es el mismo que en el primer caso, pero su periodo de decaimiento es mucho mayor, siendo del orden de 1 ms.

Todos los centelladores se pueden dividir en dos grandes grupos: orgánicos e inorgánicos.

II.a.i Centelladores orgánicos.

Su componente principal de emisión posee un PD del orden de 1 ns. En general son menos eficientes (eficiencia se define como la fracción de energía de la partícula incidente que es convertida en luz visible) que los inorgánicos. Siendo el antraceno el más eficiente de los centelladores orgánicos, se toma como base para calcular la eficiencia relativa de el resto de los centelladores. Su propiedad de centelleo es inherente a la excitación molecular, por lo cual no depende del estado físico en que se encuentra el centellador; esto tiene la gran ventaja de poderlo adquirir en grandes volúmenes y formas diversas, ya sea diluido en algún solvente o en forma plástica. Son bastante transparentes a su propia emisión de luz, dando como resultado una longitud de atenuación (distancia a la cual un pulso de luz se atenúa en un factor de $1/e$ de su intensidad inicial) de 1 a 3 m. El espectro de emisión tiene un máximo en una longitud de onda específica la cual varía de centellador a centellador. Un ejemplo se ilustra en la figura (1). Existen ciertos centelladores orgánicos cuyo pulso luminoso consta de dos componentes de emisión, una rápida y una lenta cuya amplitud relativa depende del tipo de partícula que inicia la excitación. Esta propiedad los hace interesantes cuando se requiere identificar la radiación incidente. Un ejemplo, que fue utilizado en esta tesis, es el denominado NE-213 (centellador líquido fabricado por la empresa inglesa Nuclear Enterprise) que posee un PD rápido de 3.3 ns y uno lento de 90 ns.

Entre los centelladores orgánicos se encuentran los llamados líquidos cargados, los cuales contienen pequeñas concentraciones de algún elemento con sección eficaz elevada para neutrones con el fin de obtener una alta eficiencia para la detección de éstos.

II.a.ii Centelladores inorgánicos.

El PD de la componente principal de su emisión es del orden de $1 \mu\text{s}$. Este tipo de fósforo sólo muestra la propiedad de centelleo en su estado cristalino, debido a lo cual limita su obtención en grandes cantidades. Otras características que limitan su uso en tamaños pequeños son: una longitud de atenuación corta, su fragilidad, etc. Son frecuentemente utilizados en la detección de partículas cargadas y rayos gamma debido a su relativamente alta densidad y composición de átomos de elevado número atómico, los cuales dan como resultado grandes coeficientes de absorción para los procesos fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares. Como un ejemplo de su mayor efectividad respecto a los centelladores orgánicos, el NaI(Tl) tiene una eficiencia que es 2.3 veces la del antraceno.

Otro de los centelladores utilizados en esta tesis es el CsI(Tl). Este cristal tiene una densidad de 4.51 gm/cm^3 que es típica de los centelladores inorgánicos, y es uno de los pocos cristales inorgánicos que, al igual que el NE-213, consta de dos componentes de emisión, la rápida, con PD de 700 ns y la lenta con PD de $7 \mu\text{s}$. La eficiencia de este cristal relativa al antraceno es del 95%.

Todos los datos técnicos respecto a cualquier centellador pueden ser encontrados en el catálogo "Scintillators for the Physical Sciences" de la Nuclear Enterprise.

II.b DETECCIÓN DE PARTICULAS CARGADAS

La fracción de energía que pierde la partícula cargada dentro del centellador depende de la comparación entre el grosor del cristal de centelleo y el alcance R de ésta dentro del mismo. El alcance es función de la energía inicial E de la partícula de

acuerdo con la siguiente parametrización:

$$R = K * E^b \quad (1)$$

K = constante que depende del tipo de centellador y de la partícula ionizante.

$b = 1.76$.

Esta función es válida para energías de 10 a 100 MeV. Para otro intervalo de energías la relación no es tan sencilla, haciéndose necesario recurrir a el "Handbook of Range Distributions for Energetic Ions in all Elements".

En el caso de que el alcance de la partícula incidente sea mayor al grosor R_0 del cristal detector, es claro que la partícula lo atravesará depositando sólo la energía correspondiente a la solución de la ecuación (1) al sustituir R por R_0 .

Por otra parte existe una eficiencia de conversión entre la energía depositada y la radiación emitida en el visible, la cual depende del poder de ionización de la partícula ionizante. Empíricamente se ha encontrado que la pérdida específica de energía dE/dx está relacionada con la respuesta luminosa por unidad de longitud (fluorescencia específica dL/dx) a través de la relación de Birks (ref. 2):

$$dL/dx = \frac{S * (dE/dx)}{1 + kB * (dE/dx)} \quad (2)$$

donde S , B y k son constantes que dependen del tipo de centellador y de la partícula incidente. Una mayor precisión en el ajuste de los datos experimentales se logra con la ecuación:

$$dL/dx = \frac{S * (dE/dx)}{1 + kB * (dE/dx) + C * (dE/dx)^2} \quad (3)$$

propuesta por Chou, cuyos parámetros S , B , k y C nuevamente son ajustables (ref. 1, 3, 4 y 5).

En vista de la discusión anterior se ve la necesidad de calibrar todo centellador antes de su utilización. El proceso de

calibración está descrito en las referencias 3, 4 y 5.

Es de gran conveniencia manejar la respuesta luminosa L en unidades de MeVee, (MeV-electrón-equivalent) la cual indica la energía que necesita un electrón para producir la misma intensidad de luz que la partícula considerada (ref. 1). La utilización de estas unidades se hace necesario, ya que el manejo de eficiencias absolutas depende de la amplificación utilizada en la electrónica asociada.

La emisión de radiación se rige por la ley de decaimiento exponencial:

$$I = I_0 * e^{-t/\tau} \quad (4)$$

donde I_0 e I son las intensidades inicial y después de un tiempo t , respectivamente, y τ es la constante de decaimiento. Medidas más precisas indican que algunos centelladores orgánicos, se desexcitan tanto por fluorescencia como por fosforescencia. Este tipo de comportamiento es representado por:

$$I = A_r e^{-t/\tau_r} + A_l e^{-t/\tau_l} \quad (5)$$

A_r = intensidad máxima de la componente rápida (Fluorescencia)

A_l = intensidad máxima de la componente lenta (Fosforescencia)

τ_r = constante de decaimiento rápido

τ_l = constante de decaimiento lento

La fracción de luz debida a la componente lenta depende de la naturaleza de la partícula que origina la excitación, fenómeno que es sumamente útil para poder distinguir los diferentes tipos de partículas que son detectadas en determinado experimento. Esta discriminación es notablemente marcada entre neutrones y rayos gamma. Uno de los métodos para realizar la discriminación consiste en integrar en dos intervalos de tiempo distintos ("compuertas") el pulso de luz. El primer intervalo de integración abarca principalmente la componente rápida y el segundo intervalo integra parte de la componente lenta del pulso de luz. La comparación de estas dos cantidades depende, como ya se mencionó, de la partícula incidente al detector. A este proceso de identificación se le conoce como discriminación por forma de pulso (*pulse shape discrimination*, ref. 6, 7, 8, 9 y 10).

La recolección de los fotones emitidos en el proceso de centelleo es llevada a cabo por un sensor o tubo fotomultiplicador acoplado ópticamente al centellador. Solamente los rayos de luz que viajen hacia este sensor serán captados para su análisis, perdiéndose gran parte de la información. Para eliminar este inconveniente se cubren con una capa de pintura reflejante todas las caras del fósforo excepto la cara acoplada al tubo fotomultiplicador.

Quando los centelladores son de un tamaño comparable con su longitud de atenuación, aparece un nuevo problema, consistente en la atenuación de la intensidad de la radiación emitida, por lo cual la resolución energética depende de la posición en que se inicia la excitación. La utilización de guías de luz proporciona un medio para concentrar o guiar la radiación hacia el tubo fotomultiplicador. Otro factor que debe tomarse en cuenta para obtener una buena resolución en los pulsos de luz es la diferencia de índice de refracción entre el centellador y la ventana del sensor. Para evitar una alta reflexión del rayo luminoso, estos índices deben ser lo más parecidos entre sí.

Al tubo fotomultiplicador en general se le piden las siguientes características:

a) Respuesta espectral (región del espectro electromagnético a la que es sensible el fotomultiplicador) tan próxima como sea posible al espectro de emisión del centellador.

b) Factor de multiplicación (# de electrones secundarios emitidos por electrón incidente al dinodo) con un valor numérico elevado para obtener una mejor resolución (ref. 1).

c) Emisión termoiónica pequeña, pero sin descuidar la fotosensibilidad del fotocátodo, la cual queda determinada por la eficiencia cuántica QE ($QE = \# \text{ de fotoelectrones emitidos} / \# \text{ de fotones incidentes}$).

d) Mínima dispersión en el tiempo de tránsito (tiempo promedio que tardan los electrones en llegar al último dinodo a partir del momento en que el paquete de fotones incide sobre el fotocátodo). Este inconveniente es menos pronunciado cuando se trabaja al voltaje máximo permitido.

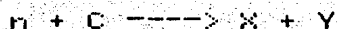
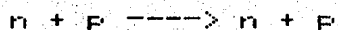
e) Una linealidad estable, es decir que el factor de

multiplicación permanezca constante para pulsos eléctricos producidos ya sea por un solo fotoelectrón o por varios miles.

f) Bajos niveles de ruido, debidos principalmente a la radioactividad natural de la estructura de el tubo o a un vacío imperfecto dentro del mismo.

II.c DETECCIÓN DE NEUTRONES

El mecanismo principal para la detección de neutrones por centelleo se basa en la producción de partículas cargadas dentro del fósforo, las cuales inician el proceso de excitación para la posterior emisión de radiación. La composición química de un centellador orgánico es a base de hidrógeno y carbono, por esta razón las únicas interacciones importantes para la producción de partículas ionizantes son:



n = neutrón, p = protón, C = carbono X y Y son productos de la reacción.

Al hablar de eficiencia de detección de neutrones debe especificarse si se está refiriendo a eficiencia absoluta (# de pulsos detectados/# de neutrones emitidos) o eficiencia intrínseca (# de pulsos detectados/# de neutrones incidentes al centellador), ambas se relacionan a través del ángulo sólido subtendido por el detector, visto desde la fuente. Pero ambos casos dependen del grosor del cristal, de la densidad y composición química del mismo y de la energía del neutrón incidente. El procedimiento para su determinación es a partir de una medición directa con una fuente de actividad conocida (nótese que es necesario contar con una serie de fuentes de actividad conocida y que cubran un amplio intervalo de energías), o a través de algún cálculo. En el capítulo IV se tratará con detalle el código de Stanton que simula el comportamiento de los neutrones, basándose en el conocimiento de la probabilidad de interacción.

Un aspecto importante en la detección es la determinación del espectro de energías de las partículas incidentes a partir de los

productos de la reacción, proceso que en general se conoce como espectroscopia de la radiación. Dos de las técnicas empleadas para realizar esta tarea en el caso de los neutrones son: deconvolución y tiempo de vuelo.

Técnica de deconvolución

Antes de tratar este proceso en su aspecto general es conveniente hablar del caso particular de neutrones incidentes con energía menor que 10 MeV. Dentro de este intervalo de energías la interacción más importante es $n + p \rightarrow n + p$, con un espectro uniforme $N(E)dE$ para los protones de retroceso (en el sistema centro de masa) desde cero hasta la energía máxima E_0 permitida por la cinemática, que en este caso es la energía del neutrón incidente.

$$N(E)dE \begin{cases} \frac{N_1}{E_0} dE & \text{para } E < E_0 \\ 0 & \text{para } E > E_0 \end{cases} \quad (6)$$

N_1 es el número de protones de retroceso y E_0 es la energía de los neutrones monoenergéticos incidentes al cristal. Es decir, la distribución tiene una apariencia rectangular. Pero debido a que la respuesta de luminiscencia del centellador no es una función lineal de la energía (excepto para electrones) este espectro es distorsionado.

Definiéndose la variable $P=L/S$ donde L y S están especificados en la ecuación de Birks (2), es posible relacionar $N(E)dE$ con el espectro $N(P)dP$ de altura de pulsos mediante la ecuación (ref. 11):

$$N(E) = N(P) \frac{dP}{dE} \quad (7)$$

$$N(E)dE = N(P) \frac{dE}{1 + kB^*(dE/dx)} \quad (8)$$

Fluctuaciones en los mecanismos de producción de fotones, recolección de los mismos, así como en la producción de los fotoelectrones en el fotocátodo y en la etapa de la multiplicación electrónica, conducen a una distorsión adicional en los espectros

de alturas de pulso obtenidos en el multicanal. Debido a estas variaciones estadísticas los protones monoenergéticos producen pulsos de una altura media H con una desviación estandar σ . Siendo la distribución gaussiana la que mejor representa este tipo de fluctuaciones, se tiene que $\sigma = \sqrt{H}$. Nótese que si un neutrón tiene más de una interacción dentro del centellador el espectro $N(E)dE$ deja de ser rectangular y deben de tomarse en cuenta una serie de correcciones (ref. 11).

Otro factores que deben de tomarse en consideración son: efectos de borde, asimetría direccional y ruido en el detector producido principalmente por rayos gamma y la electrónica asociada.

El análisis general de deconvolución consiste en determinar el espectro de energías $N(E)$ de las partículas incidentes a partir del espectro diferencial de alturas $N(H)$ obtenido en el multicanal, sin importar el tipo de radiación detectada ni el detector que se emplea para la medición. En caso de que las partículas detectadas sean neutrones, este proceso sólo se emplea para energías menores a 10 MeV, energía a la cual comienzan a abrirse los distintos canales de reacción del carbono. Para poder realizar esta tarea es necesario conocer con la mayor precisión posible la probabilidad diferencial $R(H,E)dH$ de que un pulso de altura H haya sido originado a partir de un cuanto de energía E y dE . En este caso $N(E)$ y $N(H)$ están relacionados a través de la siguiente ecuación:

$$N(H) = \int R(H,E)N(E)dE \quad (9)$$

Desde el momento en que el espectro es analizado por un multicanal, esta última expresión debe ser discretizada de la siguiente manera:

$$N_i = R_{ij} * S_j \quad (10)$$

R es el elemento de matriz que relaciona el i -ésimo intervalo de alturas (voltajes) con el j -ésimo intervalo de energías. En principio esta expresión puede ser resuelta exactamente, pero debido a que la probabilidad $R(H,E)$ o R_{ij} en general depende de un

gran número de factores, como por ejemplo de la función de respuesta (en este caso) del centellador, de la geometría del mismo, de la electrónica asociada al detector, etc. es muy posible encontrar variaciones en $R(H,E)dE$ de un experimento a otro, aún con el mismo detector y bajo las mismas condiciones de trabajo, impidiendo así encontrar la solución a la ecuación (10).

Técnica tiempo de vuelo

Esta técnica es utilizada para determinar la energía de los neutrones producidos en una reacción nuclear o en cualquier fuente de neutrones. El método consiste en medir el tiempo (tiempo de vuelo) que tarda el neutrón en recorrer la distancia existente entre dos puntos preestablecidos A y B (distancia de vuelo), para que a partir de estos dos datos se calcule su velocidad y así su energía. La determinación del tiempo de vuelo es a partir de dos señales: la primera es producida cuando el neutrón pasa por el punto A y la segunda cuando pasa por B, la primera señal pone en marcha un mecanismo de medición de tiempo y la segunda lo para. De esta manera se obtiene el tiempo de vuelo del neutrón. Existen varias fuentes de incertidumbre en la medición de este dato (ref. 11):

1) Supóngase que los neutrones se producen a partir del bombardeo de un blanco con partículas ionizantes, las cuales son producidas en forma pulsada, de esta manera se obtiene un haz de neutrones pulsado, es decir que sólo son producidos en pequeños intervalos de tiempo Δt_0 , repetitivos periódicamente, y además que el punto A es el lugar de origen de estos paquetes. De esta manera la incertidumbre del momento en que la partícula pasa por A es Δt_0 .

2) Considérese que el punto B es el centellador mismo, en estas circunstancias el grosor de éste introduce otra incertidumbre Δt_1 , debida al hecho de que no es posible determinar exactamente el punto donde el neutrón interactúa con el fósforo. El valor numérico de Δt_1 es igual a la razón del grueso x del cristal detector a la longitud AB, multiplicada por el tiempo de vuelo promedio.

3) La electrónica asociada al detector contribuye con una incertidumbre Δt_2 .

La suma de estas tres incertidumbres dá como resultado la incertidumbre total Δt en el tiempo de vuelo: $\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3$. Parecería a primera vista conveniente aumentar en lo más posible la trayectoria AB, con lo que se obtiene un tiempo de vuelo T_0 mayor y por consiguiente una incertidumbre relativa $\Delta t/T_0$ menor:

$$\Delta t/T_0 = \frac{\Delta t_0 + \Delta t_1 + \Delta t_2}{T_0} = \frac{\Delta t_0 + \Delta t_2}{T_0} + \frac{x}{AB} \quad (12)$$

En la práctica la trayectoria AB no debe ser muy grande, porque el ángulo sólido disminuye cuadráticamente con AB.

II.d DETECCION DE RAYOS γ Y RAYOS X

Los rayos gamma y los rayos x son de una naturaleza eléctricamente neutra, razón por la cual su detección depende de su interacción con los electrones del centellador, a través de los efectos fotoeléctrico predominante hasta varios cientos de KeV, Compton a energías intermedias, y producción de pares para energías mayores a los 5 MeV. Los electrones creados en estos procesos pierden su energía dentro del cristal de la misma manera que cualquier partícula cargada, para dar paso a la emisión de fotones visibles. En caso que el fósforo de detección sea pequeño comparado con el camino libre medio de la radiación secundaria producida en el efecto Compton o en la aniquilación de los positrones creados en la producción de pares, el espectro de los electrones creados en estos tres procesos muestra el fotopico de la absorción fotoeléctrica, el pico de doble escape debido a la producción de pares y un continuo para el caso de efecto Compton (ref. 1).

Para detectores muy grandes, en los que no existe escape de radiación ni de electrones, un gamma muy energético puede llegar a sufrir una serie de interacciones para finalizar con absorción fotoeléctrica, en un tiempo sumamente corto del orden de 0.1 ns, aparentando ser un sólo evento con una energía igual a la del rayo original $h\nu$. Este resultado se debe al hecho que el fósforo más rápido tiene una constante de decaimiento mayor (1 ns).

En el caso de un fósforo de tamaño intermedio se combinan los

dos efectos descritos arriba.

Existe una serie de complicaciones que dificultan una buena resolución espectral

1) Si el detector es sumamente pequeño, los electrones pueden llegar a escapar sin depositar toda su energía dentro del mismo, provocando un aumento en el conteo a bajas energías.

2) Aún cuando todos los electrones sean frenados completamente dentro del fósforo, una fracción de su energía se escapa debido a los fotones producidos en el bremsstrahlung, nuevamente dando como resultado un incremento en el conteo en la zona de bajas energías. Este efecto se hace más notorio para partículas muy energéticas.

3) En la absorción fotoeléctrica un rayo \times característico del átomo de interacción es emitido, el cual tiene una alta probabilidad de escaparse, cuando ocurre cercanamente a la superficie del fósforo, resultando un pico llamado " \times ray escape" y cuya energía es igual a la del rayo gamma menos la del rayo característico. Este efecto es notorio cuando la razón entre la superficie y el volumen del centellador es grande.

Adicionalmente a estos efectos existen otros (ruido debido a la electrónica, fondo provocado por rayos gamma rebotados en los alrededores del cristal, etc.) de menor importancia si se llega a tener las precauciones adecuadas.

La función de respuesta del centellador depende de la probabilidad de interacción del rayo gamma con el detector, probabilidad que se incrementa con el número atómico del material absorbente. Un gran número de factores influyen en esta función, por lo cual se ve la necesidad de determinarla a través de medidas experimentales con fuentes de rayos gamma calibrados o a partir de predicciones teóricas como el método utilizado por Stanton (sección IV.a). En la literatura (1) existe una serie de referencias alusivas al cálculo de eficiencia principalmente para NaI(Tl).

La resolución a una energía E dada se define como $R = FWHM/H_0$ (FWHM = anchura total a la mitad de la máxima altura del pico que se obtiene en el multicanal al hacer la espectroscopia de la radiación y que corresponde a la energía E, H_0 = altura media del pulso correspondiente al mismo pico). La principal fuente en la

pérdida de resolución se debe a variaciones estadísticas de los fotoelectrones producidos en el fotocátodo, que es el punto donde se tiene una señal con el menor número de información (fotoelectrones).

II.e DETECTORES FOSWICH Y FOSTRÓN

El foswich (contracción de "fósforo" y "sandwich") es un detector constituido por dos centelladores con diferente constante de decaimiento, uno lento ($\tau_1 \approx$ un μ s), y uno rápido ($\tau_2 \approx$ pocos ns) (ref. 5) acoplados ópticamente a un solo tubo fotomultiplicador (fig 2). El uso principal de estos detectores es la identificación simultánea de los diferentes productos de reacción en una interacción nuclear.

Al incidir una partícula sobre los dos centelladores del foswich, éste emite un único pulso de luz, el cual tiene dos componentes principales de emisión, aquella que es generada por el fósforo rápido y la generada por el fósforo lento. La superposición de estas dos componentes da como resultado un pulso cuya forma se ilustra en la figura 3 (el pulso eléctrico obtenido del tubo fotomultiplicador tiene la misma forma, pero es negativo). En este pulso de luz, la gran mayoría de los fotones están concentrados en la emisión rápida.

El proceso de identificación de partículas cargadas depende de la comparación de la luz de la componente lenta L_1 y de la componente rápida L_2 . Esta comparación es posible ya que al integrar la señal en la primera compuerta (sección II.b) de la figura 3, esencialmente se obtiene la luz L_2 del centellador rápido y la integración del pulso en la segunda compuerta es una fracción fija de la cantidad de luz L_1 emitida por el fósforo lento. Es decir a partir del único pulso causado por la partícula incidente se obtienen dos señales, cada una de las cuales está fuertemente asociada a uno de los centelladores, la identificación de la partícula entonces se obtiene de modo similar al conocido arreglo de los detectores en un telescopio.

Para entender el proceso de identificación de partículas

ionizantes es conveniente recordar la fórmula de Bethe:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 q^4}{m v^2} N \left\{ \ln \frac{2m v^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right\} \quad (13)$$

q , m = carga y masa del electrón

Z , v = número atómico y velocidad de la partícula incidente

Z = número atómico del material absorbente

N = número de átomos por cc del material absorbente

β = v/c con c = velocidad de la luz

I = energía promedio para ionizar los átomos del absorbente

En caso de que la energía de la partícula no sea muy grande, como para que los efectos relativistas puedan ser despreciados de modo

que el término $\ln \frac{2m v^2}{I}$ permanezca más o menos constante, la relación (13) puede reducirse a:

$$E \frac{dE}{dx} = KMZ^2 \quad (14)$$

donde K es una constante, M y Z son la masa y el número atómico de la partícula. De este modo es posible identificar partículas de diferente número y masa atómica.

Supóngase que el primer centellador (figura 2) tiene un grosor lo suficientemente pequeño para que la partícula lo atraviese depositando sólo una pequeña fracción dE de su energía, y que el segundo fósforo sea capaz de frenarla totalmente, depositando el resto de su energía (aproximadamente E). En estas condiciones al hacer una gráfica de E vs. dE se obtiene una hipérbola para cada valor de Z y M (M = masa de la partícula incidente), proporcionando el medio de identificación deseado.

Debe de notarse que en la práctica lo que se obtiene son pulsos de luz y no las energías, dando como resultado una deformación en las hipérbolas antes mencionadas, debido a la relación no lineal entre energía depositada y luz emitida (ecuación 2). En la figura 4 se muestran las curvas de identificación para $Z=1$ y $Z=2$ obtenidas con un foswich de $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ (fósforo lento) y NE110 (fósforo rápido) (ref. 5).

A esta altura es fácil inferir que el centellador delgado (llamado dE) debe absorber sólo una diferencial dE de la energía y el fósforo grueso (llamado E) la restante, para cumplir con la

condición de identificación. Tarea que no es fácil por el hecho de que dE/dx depende fuertemente de la partícula ionizante y de su energía, dando como resultado que el centellador dE realiza bien su trabajo para unas partículas cargadas pero es malo para otras, aun siendo de la misma energía. Un problema adicional se presenta cuando entran en juego los efectos relativistas y el término logarítmico de la ecuación de Bethe. Sin embargo a pesar de estos inconvenientes es posible llevar a cabo una buena identificación de partículas ligeras con los centelladores adecuados.

Otras características que deben cumplir los centelladores que se intentan acoplar para formar el foswich son:

- 1) ser transparentes al espectro de emisión de cada uno de ellos, para minimizar la atenuación;
- 2) debe existir una marcada diferencia en las constantes de decaimiento y en las amplitudes en los pulsos de luz de cada centellador para poder identificar con mayor precisión a las partículas incidentes.

El foswich puede discriminar a los neutrones y rayos γ de las partículas cargadas, pero no es capaz de diferenciar entre un rayo γ y un neutrón. La separación de las partículas cargadas de las neutras es posible ya que la probabilidad de que estas últimas interactúen con el centellador delgado del foswich es muy pequeña, por lo cual en general se tiene solamente una componente del pulso de luz, logrando así la discriminación deseada. Estos eventos son los puntos en la parte inferior de la figura 4.

El fostrón es un foswich con la propiedad adicional de discriminar entre un neutrón y un rayo γ según la forma del pulso (*pulse shape discrimination*, ver sección II.b). Esto se logra utilizando como detector E un fósforo con capacidad de discriminación neutrón/gamma y un par de compuertas como las ya descritas. El concepto de fostrón fué utilizado por primera vez en 1984 por C. Pastor et al. (ref. 12), un grupo experimental con sede en el Instituto de Física Nuclear (IPN) de Lyon que realiza sus medidas en el laboratorio SARA de Grenoble. El primer fostrón utilizado estaba compuesto por CaF_2 (lento, dE) seguido por NE-213 (rápido, E) y se utilizó para discriminar n, γ y partículas

cargadas emitidas en la reacción de ^{16}O a 320 MeV contra aluminio (fig 5).

En la actualidad se construye en Grenoble un multidetector 4π como proyecto conjunto del IPN de Lyon, el Centro de Estudios Nucleares (CEN) de Grenoble, el Instituto Hahn-Meitner de Berlín y el Instituto de Ciencias Nucleares (ISN) de Grenoble. Uno de los elementos del detector es un muro de dimensiones de 1.1 m por 0.5 m constituido por 48 celdas hexagonales (diámetro 10.4 cm). Cada celda es un detector fostrón formado por un cristal CsI (3 cm de grueso) y una cápsula con NE-213 (7.5 cm de grueso). Este sistema fue diseñado para detectar neutrones, protones, helios y eventualmente partículas más pesadas producidas en reacciones iniciadas por iones pesados de hasta 40 MeV/nucleón.

CAPITULO III

DISEÑO DE UN FOSTRÓN

III.a ELECCIÓN DE LOS ELEMENTOS

El fósforo más adecuado para discriminar neutrones en presencia de rayos gamma, es el líquido NE-213, razón por la cual es elegido como el centellador E (rápido) del fostrón. Las constantes físicas de este centellador son:

Densidad = 0.874 gm/cm^3

Índice de refracción = 1.508

Luz de salida relativa al antraceno = 78%

Constante de decaimiento de su componente principal = 3.7 ns

Longitud de onda de su máxima emisión = 425 nm

No. de átomos de hidrógeno / No de átomos de carbono = 1.213

Debido a que el CsI(Tl) es poco frágil y además cumple con la condición de tener una constante de decaimiento principal que es grande en comparación de la del NE-213, se le ha escogido como el detector de (lento) para formar parte del fostrón de este trabajo.

Las constantes físicas del CsI(Tl) son:

Densidad = 4.51 gm/cm^3

Índice de refracción = 1.788

Luz de salida relativa al antraceno = 95%

Constante de decaimiento de su componente principal = 700 ns

Longitud de onda de su máxima emisión = 580 nm

En cuanto al tamaño de los cristales se ha buscado maximizar la eficiencia para la detección de neutrones. Para esto es necesario que el NE-213 sea lo más grueso posible (ver sección del cálculo de eficiencia del fostrón). Por otro lado se sabe que entre más grande sea el ángulo sólido subtendido por el detector se tendrá una mayor incidencia de partículas y una menor pérdida de información. Es decir, si el detector cubriera 4π estereoradianes y es suficientemente grueso, en principio captará todas las partículas producidas en la reacción. Sin embargo por motivos económicos y de diseños estandar de venta se ve la conveniencia de elegir un centellador cilíndrico NE-213 de 5.0

pulgadas (12.7 cm) de diámetro y 5.0 pulgadas (12.7 cm) de largo. Esta elección permite comprar el líquido ya encapsulado a algún proveedor especializado.

El cristal CsI(Tl) debe tener el mismo diámetro del NE-213 y debe ser delgado respecto al alcance de las partículas cargadas que se desean detectar. Un grosor de 0.5 mm permitirá identificar protones a partir de 6 MeV, deuterones de más de 9 MeV y alfas de más de 32 MeV. En caso de escoger un cristal de 0.1 mm de grueso, los límites inferiores para la detección serán de 3 MeV, 3.5 MeV y 10 MeV para protones, deuterones y alfas respectivamente (ref. 13 y 14)

III.b DISEÑO

En el diseño del fostrón se deben considerar los posibles tipos de partículas cargadas por detectar y los valores de su energía, ya que de estas variables (número atómico, masa atómica y energía de incidencia) y del grosor del cristal CsI(Tl) depende que alcancen al segundo centellador NE-213 (fig. 2), condición necesaria para lograr su identificación según E-dE (ver sección II.e). En caso de que las partículas ligeras por detectar tengan una alta energía, (mayor a 40 MeV) el CsI(Tl) debe tener un grosor mínimo de .5 mm, para realizar una buena identificación de partículas cargadas de número atómico $Z=1$ y $Z=2$ (sección III.a).

De acuerdo con el criterio anterior el detector fostrón puede consistir de un cristal centellador de CsI(Tl) de .5 mm de grosor y 127 mm de diámetro. Este cristal queda colocado frente a un líquido centellador NE-213 encapsulado en una célula de aluminio de 127 mm de diámetro por 127 mm de profundidad y con dos ventanas transparentes contrapuestas para permitir el paso de la luz producida en el NE-213 y en el CsI(Tl) hacia el tubo fotomultiplicador colocado en la parte posterior de la célula. El fotomultiplicador debe quedar protegido con una coraza magnética, con el objeto de aislarlo del campo magnético terrestre que desvía la trayectoria de los fotoelectrones disminuyendo su eficiencia. Todo este sistema es encerrado en un tubo cilíndrico de aluminio, como se muestra en la figura 6. Los anillos interiores son para

mantener fijo a los componentes del detector, el anillo que sujeta al CsI(Tl) es de teflón para amortiguar la presión que se ejerce sobre éste cuando se cierra (atornillando) el tubo que contiene al sistema. En su parte intermedia, el tubo de aluminio tiene una cuerda para atornillarlo y desatornillarlo, que permite la entrada y salida de los componentes del detector.

Las consideraciones tomadas para escoger este diseño han sido la facilidad de manejo del detector como un solo sistema, y el buen acoplamiento óptico entre los centelladores y el tubo fotomultiplicador.

Para la detección de partículas cargadas con este detector será necesario adaptarlo al sistema de vacío de la cámara de dispersión. Adicionalmente, el detector debe ser operado en una obscuridad total para que la luz ambiental no interfiera con la señal originada por las partículas incidentes.

En el caso del acelerador Van de Graaff del IFUNAM, el cual tendrá un haz de protones de energía máxima de 5.5 MeV, se presenta el problema que las partículas cargadas producidas en reacciones inducidas por este haz, no podrán atravesar simultáneamente el CsI(Tl) y la ventana de la célula que contiene al líquido centellador NE-213, debido a su baja energía. Existen al menos tres alternativas para solucionar este inconveniente:

1) Comprar el líquido centellador sin célula de encapsulamiento y fabricarla con una ventana muy delgada de Mylar o algún otro material con baja densidad superficial, de tal manera que permita el paso de las partículas cargadas producidas en este acelerador al centellador NE-213, para lograr su identificación. Esta posible solución debe enfrentar el problema técnico de encapsulamiento del líquido centellador en una atmósfera libre de oxígeno y saturada de gas inerte. Además, las ventanas delgadas deberán resistir los gradientes de presiones si el sistema va a ser utilizado dentro del sistema de vacío de la cámara de dispersión.

2) Buscar un centellador plástico con las propiedades de discriminación de forma de pulso del líquido NE-213, con lo que se evitaría la necesidad de encapsularlo. En estas condiciones sólo es necesario reducir el grosor del CsI(Tl) lo suficiente (menor que .1 mm) para lograr la identificación de partículas ligeras

cargadas de baja energía.

3) Utilizar la propiedad de discriminación de pulso del cristal CsI(Tl) (ref. 15) para identificar partículas cargadas de $Z=1$ $Z=2$, y seguir empleando al líquido NE-213 para discriminar neutrones y rayos γ . Esto es, se propone aprovechar el hecho conocido de que el pulso de luz del CsI(Tl) tiene dos componentes de emisión (ver sección II.a.i). Al aplicarle a la señal del CsI el método de *pulse shape discrimination* (ver sección II.b) es posible identificar protones, deuterones, tritios y partículas α (fig 7), y utilizando el mismo método para el NE-213, se obtendría la discriminación entre neutrones y rayos γ . Con esta técnica es necesario que las partículas cargadas no penetren al centellador NE-213 para no tener una sobreposición de pulsos de ambos centelladores, esta condición se logra eligiendo un grosor para el CsI(Tl) de 2 mm aproximadamente. Con esta variación en el diseño de un fostrón, el pulso de luz emitido por el detector será o bien emitido por el CsI(Tl), o bien por el NE-213: cuando se trate de una partícula cargada el pulso será debido únicamente al CsI(Tl) y cuando se trate de un neutrón o un rayo γ el pulso será emitido solamente por el NE-213 (véase figura 8).

Debe aclararse que la probabilidad de que los neutrones y rayos γ interactúen con el CsI(Tl) sigue siendo prácticamente nula, con lo que el pulso debido a estas partículas es sólo del NE-213. Esta opción es la que resulta ser la más viable. A continuación se discute la electrónica necesaria para la operación del fostrón según esta proposición.

III.c ELECTRÓNICA ASOCIADA

El pulso del tubo fotomultiplicador, ya sea producido por el centellador CsI(Tl) ó el NE-213, debería ser integrado durante dos intervalos diferentes de tiempo para lograr la identificación de la partícula incidente. La señal del NE-213 tiene componentes de 4 y 90 ns y las componentes del pulso de luz del CsI(Tl) son de 700 y 7000 ns. La primera compuerta principalmente debería incluir la componente rápida de ambos centelladores, sin llegar a abarcar la

componente lenta del centellador rápido, para esto es necesario una compuerta de 40 ns aproximadamente. La segunda compuerta debería cubrir la componente lenta de los dos centelladores: una compuerta de 2000 ns integrará una fracción de esta componente. La separación entre ambas compuertas debería ser de unos 20 ns^o para evitar que la segunda integre parte de la señal rápida del NE-213. En la figura 8 se ilustra este arreglo. Las dos integraciones propuestas se pueden lograr con un convertidor de carga con ventanas independientes, como por ejemplo el módulo Lecroy tipo 2249SG. Las dos señales del convertidor pueden ser analizadas (ref. 5) "off-line" para reconstruir los espectros de las partículas cargadas. La figura 9 muestra un esquema simplificado de la electrónica.

Respecto a los neutrones, lo más apropiado parece ser realizar medidas de Tiempo de Vuelo con la señal del centellador NE-213.

III.d COSTO ESTIMADO

El costo del centellador líquido NE-213 (detector E) encapsulado en un recipiente cilíndrico (con dos ventanas) de 5 pulgadas de diámetro por 5 pulgadas de longitud es de aproximadamente 1000 dólares. La cápsula es hecha de aluminio con pintura interna reflectora, dos ventanas opuestas y un depósito de gas para evitar la formación de burbujas. El CsI(Tl) de 5 pulgadas de diámetro y .5 mm de grosor tiene, actualmente (1987) un costo aproximado de 100 dólares. El proveedor consultado es Bicon Corporation.

El tubo fotomultiplicador R1512 de la Hamamatsu Corporation con una respuesta espectral de 300 a 650 nm tiene un costo de 480 dólares. El R1513, con un intervalo de respuesta de 300 a 850 nm cuesta 655 dólares. La coraza magnética Hamamatsu E989-26 de 138.4 mm de diámetro se estima en 100 dólares. Finalmente, el socket Hamamatsu para cualquiera de los tubos fotomultiplicadores es el E678-14A con un costo de 12 dólares. Es decir el costo aproximado del detector diseñado es de unos 1700 dólares, sin incluir la

electrónica asociada que debería -al menos- doblar la estimación anterior.

Por supuesto existe la alternativa de comprar el NE-213 sin encapsular y fabricar su contenedor en el Instituto. Igualmente se podría diseñar y fabricar localmente un módulo electrónico ADC - convertidor de carga que realice las integraciones necesarias. Con esto, el costo podría, quizá, reducirse a la mitad de la estimación anterior.

CAPITULO IV.

CÁLCULOS DE EFICIENCIA PARA LA DETECCIÓN DE NEUTRONES ENTRE 0 Y 1000 MeV.

La utilización del detector diseñado para realizar medidas de secciones eficaces de neutrones requiere un conocimiento preciso de su eficiencia. En este capítulo se discute este asunto.

IV.a CÓDIGO DE STANTON (ref. 16).

El objetivo principal de este programa de cómputo es calcular la eficiencia de centelladores orgánicos, con diferentes umbrales de detección para neutrones cuya energía varía desde 0 hasta los 1000 MeV. Este cálculo se basa en consideraciones físicas de las interacciones nucleares entre el neutrón incidente y los núcleos de hidrógeno y carbono del centellador. Se toma en cuenta la distribución angular y energética de los productos de las reacciones la probabilidad de ocurrencia de éstas, la función de respuesta del centellador para cada tipo de partícula ionizante, la resolución en energía del centellador, el punto de incidencia de los neutrones y el tamaño, forma y composición del centellador (ref. 16).

Los canales de reacción considerados en el código son:

1) Dispersión elástica con protones. En este canal la distribución angular para el neutrón dispersado es isotrópica en el sistema centro de masa (CM) para energías menores a 30 MeV y para energías mayores a 30 MeV se considera la siguiente distribución angular:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A + B \cos^2 e^*$$

e^* = ángulo en el sistema C.M.

2) Dispersión elástica con carbono, el cual se encuentra dividido en difractivo y no difractivo. Para el caso difractivo se supone la siguiente distribución angular:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto e^{-\lambda E_n(1-\cos\theta^*)}$$

con $\lambda = (1.17 \text{ MeV}^{-1} \text{ barn}^{-1}) \sigma$ (σ = sección eficaz total inelástica). Para una dispersión no difractiva la distribución angular tiene la forma de la figura 10 cuyos parámetros dependen de la energía de incidencia del neutrón. La luz producida por el carbono dispersado es tomada como $.017 * E_c$ (E_c = energía del carbono).

3) Dispersión inelástica con carbono ($n+C \rightarrow n+C+\gamma$). Se considera que la distribución angular para el neutrón dispersado en el CM está dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = K(1+5 \cos^2\theta^* - 4 \cos^4\theta^*)$$

y para el rayo gamma por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1+1.75 \cos^2\theta^*$$

El rayo γ es seguido a través de sucesivas colisiones Compton hasta que se escapa del centellador o su energía es menor a .1 MeV.

4) Reacción $n + C \rightarrow \alpha + {}^9\text{Be}$. Aquí se supone una reacción isotrópica de dos cuerpos en el C. M.

5) Reacción $n+C \rightarrow n + 3\alpha$. Esta reacción es gobernada por el modelo de núcleo compuesto.

6) Reacción $n+C \rightarrow \text{PROTÓN} + {}^{12}\text{B}$. El modelo de núcleo compuesto se supone en esta reacción, para toda energía incidente.

Este programa sigue a todos los neutrones (ya sean los incidentes al centellador o los que resultan de una reacción) a través de sus interacciones hasta que su energía es menor a .1 MeV o se escapa del centellador.

Una descripción detallada del programa principal y las subrutinas se da en el apéndice A.

Una comparación de medidas experimentales con las calculadas por el código se muestran en la figura 11. para neutrones con energías de incidencia de 2 a 310 MeV y diversos umbrales de detección.

IV.b MODIFICACIONES PROPUESTAS

En la figura 12 se muestra la eficiencia experimental de un centellador NE-102 cilíndrico de 6.35 cm de radio por 30.48 cm de profundidad, obtenida por J. C. Young et al. (ref. 17), y los diferentes cálculos de eficiencia hechos por el código de Monte Carlo conforme a éste se le van haciendo los siguientes cambios:

IV.b.i) Respuesta Luminosa

En la sección II.b se presentó una discusión de la eficiencia de conversión entre la energía depositada por la partícula ionizante dentro del centellador y la radiación emitida por el cristal detector. La función que representa esta conversión se le llama función de respuesta luminosa, la cual depende del poder de ionización de la partícula que inicia la excitación, de su energía de incidencia y de la composición química del centellador. En el código original las funciones de respuesta de luz consideradas son:

$$L_p = -10.60 (1 - \exp(-0.07 E_p^{0.89})) + 0.929 E_p$$

E_p = energía del protón (MeV)

para protones, y

$$L_\alpha = 0.046 E_\alpha + 0.007 E_\alpha^2$$

E_α = energía de la partícula α

para partículas alfa. En ambos casos se maneja la luz de salida en MeVee. Estas funciones son las únicas que maneja el programa original, es decir que utiliza las mismas respuesta de luz para todos los centelladores sin importarle la diferencia en composición química entre ellos. Por esta razón se ve la necesidad de modificar las funciones de respuesta de luz tanto para protones como para alfas. En la referencia 18 se hace un ajuste por mínimos cuadrados a los datos experimentales de la respuesta de los centelladores NE-213, NE-102, NE-230 y Pilot-B para electrones, protones y alfas, publicadas por Smith et al. (ref. 19). La fórmula utilizada para hacer estos ajustes es la integral de la ecuación 3 (sección II.b):

IV.b MODIFICACIONES PROPUESTAS

En la figura 12 se muestra la eficiencia experimental de un centellador NE-102 cilindrico de 6.35 cm de radio por 30.48 cm de profundidad, obtenida por J. C. Young et al. (ref. 17), y los diferentes cálculos de eficiencia hechos por el código de Monte Carlo conforme a éste se le van haciendo los siguientes cambios:

IV.b.i) Respuesta Luminosa

En la sección II.b se presentó una discusión de la eficiencia de conversión entre la energía depositada por la partícula ionizante dentro del centellador y la radiación emitida por el cristal detector. La función que representa esta conversión se le llama función de respuesta luminosa, la cual depende del poder de ionización de la partícula que inicia la excitación, de su energía de incidencia y de la composición química del centellador. En el código original las funciones de respuesta de luz consideradas son:

$$L_p = -10.60 (1 - \exp(-0.07 E_p^{0.89})) + 0.929 E_p$$

E_p = energía del protón (MeV)

Para protones, y

$$L_\alpha = 0.046 E_\alpha + 0.007 E_\alpha^2$$

E_α = energía de la partícula α

Para partículas alfa. En ambos casos se maneja la luz de salida en MeVee. Estas funciones son las únicas que maneja el programa original, es decir que utiliza las mismas respuesta de luz para todos los centelladores sin importarle la diferencia en composición química entre ellos. Por esta razón se ve la necesidad de modificar las funciones de respuesta de luz tanto para protones como para alfas. En la referencia 18 se hace un ajuste por mínimos cuadrados a los datos experimentales de la respuesta de los centelladores NE-213, NE-102, NE-230 y Pilot-B para electrones, protones y alfas, publicadas por Smith et al. (ref. 19). La fórmula utilizada para hacer estos ajustes es la integral de la ecuación 3 (sección II.b):

$$L(E) = S \int_0^E \left[1 + KB \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \right]^{-1} d\phi$$

donde E es la energía inicial de la partícula ionizante.
 Los resultados conducen a la proposición de una ecuación general de la forma:

$$L = a_1 (1 - \exp(-a_2 * E^{a_3})) + a_4 * E$$

E = energía de la partícula ionizante

donde los parámetros ai para el caso de protones son (ref. 20):

Centellador	a1	a2	a3	a4
NE-102	-8.0	.10	.90	.95
NE-102A	-8.0	.10	.90	.95
NE-213	-2.82	.25	.93	.83
NE-224	-8.2	.10	.88	1.0
NE-228	-8.4	.10	.90	.95
NE-228A	-8.4	.10	.90	.95

y para el caso de partículas alfa se tiene:

	a1	a2	a3	a4
para todo centellador	-5.9	.065	1.01	.41

Esta modificación se incorporó al programa.

IV.b.11) Efectos de borde

En el código original se considera que toda las partículas cargadas producidas dentro del cristal son frenadas dentro del mismo, dando como resultado una sobreestimación de la eficiencia del detector. En el presente trabajo se incorpora la subrutina RNBNS que junto con la función EEQUIV(E), calculan la luz de salida producida por los protones al tomarse en consideración el tamaño finito del cristal detector. Hemos considerado que para las partículas alfa no es necesario realizar este tratamiento, ya que su alcance es pequeño en comparación de las dimensiones de

cualquier centellador real. Por otro lado la luz producida por estas partículas es menor en comparación a la de los protones y electrones.

Procedimiento para calcular el efecto de borde.

Los únicos canales que contribuyen a la producción de protones son $n+p \rightarrow n+p$ y $n+C \rightarrow \text{PROTÓN} + {}^{12}\text{B}$. En ambos casos la energía ENERP del protón así como sus ángulos de dispersión $\text{TEP} = \arccos(\text{COSTH})$ y PHIP son proporcionados por las subrutinas NPNP (dispersión elástica con protones) y NPB (reacción $n+C \rightarrow \text{PROTÓN} + {}^{12}\text{B}$) respectivamente.

En NPNP la energía E_n final del neutrón es igual a $E \cdot \text{COSC}^2$, donde E es su energía inicial y COSC el coseno del ángulo de dispersión del mismo. Por lo tanto $\text{ENERP} = E - E_n = E(1 - \text{COSC}^2)$ en el sistema centro de masa (CM).

La suma de los ángulos de dispersión del neutrón (THN) y del protón (TEP) es igual a 90 grados, es decir $\text{TEP} = 3.14159/2 - \text{THN}$ donde $\text{THN} = \arccos(\text{COSC})$, y el ángulo azimutal del protón es $\text{PHIP} = \text{PHI} + 3.14159$, donde PHI es el ángulo azimutal del neutrón.

La subrutina $\text{SCATTR}(\text{CN}, \text{COSP}, \text{PHIP}, \text{CP})$ encuentra los nuevos cosenos directores $\text{CP}(I)$ del protón. Se calcula su alcance $\text{RANG} = K \cdot (\text{ENERP})^{1.76}$ (pulgadas) y se encuentra la posición $\text{XF}(I)$ en la que será frenado totalmente:

$$\text{XF}(I) = \text{ZN}(I) + \text{CP}(I) \cdot \text{RANG}$$

$\text{ZN}(I)$ = posición de la interacción

RNBND determina la distancia $R(I)$ que recorre el protón antes de escaparse del centellador; para el caso de un cristal cuadrado, se pregunta si el valor de

$$\text{ABS}(\text{XF}(I)) - \text{ABS}(\text{XB}(I)) > 0 \quad (15)$$

($\text{XB}(I)$ son los límites del cristal). En caso afirmativo se calcula la distancia $R(I)$ a partir de la siguiente ecuación:

$$\text{XB}(I) = \text{ZN}(I) + \text{CP}(I) \cdot R(I)$$

$$R(I) = (\text{XB}(I) - \text{ZN}(I)) / \text{CP}(I)$$

Puede suceder que para más de una $\text{XF}(I)$ la ecuación (15) se cumpla, por lo cual debe elegirse el valor de $R(I)$ más pequeño, que es el que indica la distancia más corta a la frontera del detector. Una vez que se elige el valor de $R(I)$ se calcula la

energía ENP depositada por el protón en esa trayectoria:

$$ENP = (R(I)/K)^{1/1.70}$$

En el caso de un fósforo cilíndrico se pregunta si $ZN(3) < XB(3)$. En caso de una respuesta afirmativa se resuelve la ecuación:

$$R(3) = (XB(3) - ZN(3))/CP(3)$$

Para determinar si el protón se escapó por un costado del centellador se pregunta si $\text{SQRT}(ZN(1)^2 + ZN(2)^2) < R_0$ (R_0 = radio del fósforo).

Si esta última inecuación se cumple se resuelve la ecuación:

$$Z(1)^2 + Z(2)^2 = R_0$$

con

$$Z(1) = ZN(1) + R(1)CP(1)$$

$$Z(2) = ZN(2) + R(1)CP(2)$$

implicando:

$$ZN(1)^2 + ZN(2)^2 + R(1)^2 (CP(1)^2 + CP(2)^2) + 2R(1)(CP(1) + CP(2)) = R_0$$

nuevamente se elige la $R(1)$ más pequeña, para encontrar ENP.

IV.b.iii) Nuevas secciones eficaces totales.

En el presente trabajo se incorporan las secciones eficaces más recientes recopiladas por Del Guerra (ref. 21), sin intentar hacer ningún ajuste para optimizar predicciones de eficiencia. Sin embargo, ya que en la literatura (ref. 20) se considera que las secciones del canal $C(n,n-3\alpha)$ dadas por Del Guerra están sobreestimadas, se mantuvieron las del código original. En el apéndice I se listan las secciones utilizadas por Stanton y las nuevas secciones modificadas.

IV.b.iv) Tratamiento del canal $^{12}C(n,p)^{12}B$ (ref. 22)

El código de Stanton para describir los canales $C(n,n)^{12}B$ y $C(n,n-3\alpha)$ supone que en estas reacciones nucleares se forma lo que se conoce como núcleo compuesto (ref. 23). Este tipo de reacciones ocurre en dos pasos:

- 1) La partícula incidente A es absorbida por el núcleo blanco X para formar el núcleo compuesto A+X.
- 2) El núcleo A+X se desintegra por la expulsión de una partícula "b" o de un rayo gamma. Se supone que el modo de desintegración

del núcleo compuesto es independiente de la forma en la cual fue formado y depende solamente de sus propiedades, tales como la energía y momento angular. Cuando la partícula incidente entra en el núcleo, hace disponible una cierta energía de excitación la cual es rápidamente distribuida al azar entre los nucleones. Si la energía de excitación es lo suficientemente grande un nucleón o una combinación de ellos pueden llegar a escaparse. Con un espectro de energía $N(E)dE$:

$$N(E)dE = A * e^{(-E/KT)} \sqrt{E} dE \quad (17)$$

distribución de Maxwell-Boltzmann

La cinemática determina E_0 , la máxima energía de emisión de b , por lo cual la densidad $N(E)dE$ es válida sólo para $0 < E < E_0$, y para $E > E_0$ es idénticamente cero.

La función distribución integral $F(x)$ de $N(E)dE$ que es calculada por el Programa en términos de x ($E = xE_0$) (ver subrutina ENGDIS del apéndice A) es la integral indefinida de $N(E)dE$; al hacer la siguiente aproximación $e^{-2x} \cong (1-x)^2$:

$$F(x) = \frac{\frac{2x^{3/2}}{3} - \frac{4x^{5/2}}{5} + \frac{2x^{7/2}}{7}}{2/3 - 4/5 + 2/7}$$

Por otro lado, la distribución angular de la partícula b es, de acuerdo con el modelo de núcleo compuesto, isotrópica en el sistema centro de masa.

En las publicaciones referentes al código de Stanton el canal más discutido es el $^{12}\text{C}(n,n)^{12}\text{B}$ (ref. 20 y 24). El modelo de núcleo compuesto utilizado en el código de Stanton es aceptable en la región de bajas energías $E < 20$ MeV pero, de acuerdo con experimentos recientes (ref. 24 y 25) la energía del protón dispersado tiene un espectro angular preferente hacia adelante (ref. 24) y su energía es muy próxima a la energía máxima permitida por la cinemática E_0 (ref. 24 y 25). En la referencia 24 se obtuvieron los espectros de energía de la reacción $^{12}\text{C}(n,px)$ (esta notación incluye a todas las reacciones en las cuales hay

protones libres, sin importar el núcleo final) para varios ángulos de dispersión en el sistema del laboratorio y la sección eficaz diferencial $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ para neutrones de 56 MeV de energía inicial. Al hacer una transformación de estos datos del sistema de laboratorio al sistema centro de masa (tabla 1) se encuentra un comportamiento que puede describirse por una exponencial más una constante que no depende del ángulo de dispersión:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A(E_n) e^{m\theta} + C(E_n) \quad (18)$$

m depende de la energía E_n inicial del neutrón.

$A(E_n)$ y $C(E_n)$ son constantes por determinar que dependen de E_n . Esta última ecuación puede interpretarse como la suma de dos contribuciones a la reacción; aquellos eventos que son gobernados por el modelo de núcleo compuesto (distribución angular isotrópica), representadas por $C(E_n)$ y aquellos en los cuales los productos de la reacción tienen un ángulo de dispersión preferente hacia adelante, llamados interacciones directas y que son representadas por la parte exponencial.

TABLA 1

(laboratorio)		(centro de masa)	
ángulo grados	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)	ángulo grados	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)
0	50	0	41
10	65	11	54
15	70	16.50	58
20	60	21.98	50
40	30	41.37	26
60	14	65.00	13
80	7	85.69	7
90	6	95.77	6
100	6	105.68	6
120	6	124.99	7
140	6	143.70	7
160	6	161.97	7
180	6	180.00	7

Al proponer que m dependa de una manera lineal con E_n : $m = K_1 \cdot E_n$ y hacer un ajuste por mínimos cuadrados a los datos de la tabla 1 hasta los 90 grados, se encuentra que $K_1 = -.03142$ (1/rad MeV).

De acuerdo con las mediciones de la referencia 24 se supone que el valor de $C(E_n)$ es igual al de la parte exponencial de la ecuación (18) en $\theta=90$, esto es:

$$C(E_n) = e^{m\pi/2} \quad \rightarrow$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A(E_n) e^{m\theta} + e^{m\pi/2} \quad (19)$$

con $m = -.03142 \cdot E_n$ (1/rad MeV)

La integral de la ecuación (19) debe ser igual a la sección eficaz total $\sigma_t(E_n)$ para este canal a la energía E_n :

$$\int_0^\pi A(E_n) (e^{m\theta} + e^{m\pi/2}) 2\pi \sin\theta \, d\theta = \sigma_t(E_n) \quad (20)$$

$$2\pi A(E_n) \left[\frac{e^{m\theta}}{m^2 + 1} (m \sin\theta - \cos\theta) \right]_0^\pi + 2\pi A(E_n) e^{m\pi/2} \left[-\cos\theta \right]_0^\pi = \sigma_t \quad (21)$$

Al despejar $A(E_n)$ se tiene:

$$A(E_n) = \frac{\sigma_t(E_n)}{\left[\frac{2\pi(e^{m\pi} + 1)}{m^2 + 1} + 4\pi e^{m\pi/2} \right]} \quad (22)$$

Con esto finaliza el cálculo de los parámetros de la ecuación (18) que representa la distribución angular para el canal $^{12}\text{C}(n,p)$ a cualquier energía. En la figura 13 se muestra la gráfica de la ecuación 19.

La distribución integral angular normalizada $\Theta(E_n, \theta)$ es determinada al integrar indefinidamente la ecuación (18) y dividirla entre la sección eficaz total σ_t a la energía correspondiente, esto es:

$$\Theta(E_n, \theta) = \frac{2\pi A(E)}{\sigma_t(E)} \int_0^\theta e^{m\alpha} \sin\alpha \, d\alpha + \frac{2\pi A(E)}{\sigma_t(E)} \int_0^\theta e^{m\pi/2} \sin\alpha \, d\alpha \quad (23)$$

$$\Theta(E_n, \theta) = \frac{2\pi A(E)}{\sigma_t(E)} \left[\frac{e^{m\theta}}{m^2 + 1} (\text{msen}\theta - \text{cose}\theta) \right] + \frac{2\pi A(E) e^{m\pi/2}}{\sigma_t(E)} \left[1 - \text{cose}\theta \right] \quad (24)$$

En la figura 14 se muestra la gráfica de $\Theta(E_n, \theta)$ para dos energías E_n de incidencia del neutrón.

Se sabe que para energías mayores de 50 MeV las reacciones nucleares son bastante diferentes en características a aquellas a bajas energías. Es muy probable que la partícula incidente sólo interaccione con unos cuantos nucleones del núcleo blanco para después escapar con parte de su energía cinética inicial. La energía de excitación es compartida sólo por unos cuantos nucleones del blanco, los cuales son expulsados sin dar oportunidad a compartir esta energía con el resto del núcleo. Varios grupos de partículas son emitidas, hasta que el núcleo residual es dejado en un estado relativamente estable. Para energías mayores a 100 MeV existe una gran variedad de combinaciones de neutrones y protones expulsados. La teoría del núcleo compuesto ya no es válida en esta región ya que no hay suficiente tiempo para que la energía de excitación sea repartida entre los nucleones antes de que las partículas se comiencen a emitir.

El espectro de protones para altas energías del neutrón incidente (mayores a 27 MeV.) contiene un número de partículas energéticas correspondientes a niveles de excitación bajos del núcleo residual, que tienen una distribución angular con una marcada preferencia hacia adelante (ref. 24). La figura 15 muestra los datos experimentales de T. S. Subramanian et al. (ref 25) para hacer notar que el comportamiento de la reacción $^{12}\text{C}(n,p)$ no es de núcleo compuesto.

Es necesario buscar una descripción del espectro más acorde con los resultados experimentales. Una opción simple sería proponer un espectro energético $g(E)$ con un máximo en la región de $E \approx E_0$ que sea la reflexión de la ecuación 17 al trasladarla a E_0 , es decir transformando E por $E_0 - E$:

$$g(E) = \frac{2\pi}{(\pi K T)^{3/2}} e^{(E-E_0)/KT} (E_0 - E)^{1/2} \quad (25)$$

$g(E)$ tiene su energía más probable E_m en $E_0 - KT/2$. Suponemos observando los espectros medidos por McNaughton et al. y Subramanian et al. (ref. 24 y 25) que la energía más probable es igual a $\frac{3E_0}{4}$. Haciendo $E = xE_0$ con $0 < x < 1$ se tiene que:

$$g(x) = A e^{-(x-1)\xi} (1-x)^{1/2} \quad (26)$$

donde $A = \frac{2\pi E_0^{1/2}}{(\pi KT)^{3/2}}$ y $\xi = \frac{E_0}{KT} = 2$

La integral de esta ecuación es la distribución integral energética $G(x)$;

$$G(x) = A \int_0^x e^{-(1-y)\xi} (1-y)^{1/2} dy \quad (27)$$

que representa la componente directa del espectro de protones. Haciendo la aproximación $\exp(x) \approx (1-x)$ se tiene:

$$G(x) = -A \left[\frac{2(1-x)^{3/2}}{3} - \frac{4(1-x)^{5/2}}{5} + \frac{2(1-x)^{7/2}}{7} - 2/3 + 4/5 - 2/7 \right]$$

La normalización de esta última ecuación conduce a que:

$$A = \frac{1}{2/3 - 4/5 + 2/7}$$

La distribución integral energética total $H(x)$ del canal $^{12}C(n,p)$ que toma en cuenta contribuciones de núcleo compuesto más interacción directa es la suma pesada de las distribuciones $F(x)$ y $G(x)$. Con los pesos W_i y W_d de núcleo compuesto e interacción directa respectivamente, dependiendo de la energía inicial E_n del neutrón.

$$H(x) = W_i * F(x) + W_d * G(x)$$

W_i es claramente igual a 1 cuando $E_n \approx 0$ y decae a cero a medida que E_n se incrementa, al mismo tiempo el peso de la interacción directa W_d aumenta, ya que $W_d = 1 - W_i$.

Debe observarse que aún a energías elevadas (mayores que 60 MeV) existen protones cuyo ángulo de dispersión es mayor a 90 grados (en el CM) y con un espectro de núcleo compuesto, siendo mínima la contribución directa para estos ángulos (ref. 25). Esto hace indicar que W_i no sólo depende de la energía E_n , sino también

del ángulo de dispersión θ del protón, esto es $W_1 = W_1(E_n, \theta)$.

Cuando la interacción es gobernada únicamente por núcleo compuesto se sabe que su distribución angular es isotrópica, es decir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{cte}$$

Conforme se incrementa la energía del neutrón la distribución $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ adquiere el aspecto de la ecuación (18), es decir comienza a haber interacciones directas, las cuales tienen un ángulo de dispersión preferente hacia adelante (ref. 24). Una suposición sencilla para el cálculo de W_1 es a partir de la anterior suposición de que la curva de la figura (13) tiene dos contribuciones; una debida al núcleo compuesto y otra debida a la interacción directa.

La región correspondiente a las interacciones de núcleo compuesto es la achurada en la figura 13 y la región no sombreada bajo la curva es la correspondiente a contribuciones de interacción directa. Esto implicaría que el valor de W_1 para el ángulo θ y energía E_n es la razón del área A , cuyos límites son, $\theta - d\theta$ y $\theta + d\theta$ y el área total subtendida por $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$, entre los mismos límites ver figura (13); es decir:

$$W_1(E, \theta) = \frac{\frac{d\sigma(180^\circ)}{d\Omega} \int_{\theta-d\theta}^{\theta+d\theta} 2\pi \text{sene } \theta \, d\theta}{A(E) \left(\int_{\theta-d\theta}^{\theta+d\theta} e^{-\frac{m\theta}{2}} 2\pi \text{sene } \theta \, d\theta + \int_{\theta-d\theta}^{\theta+d\theta} 2\pi \text{sene } \theta \, d\theta \right)}$$

$$W_1(E, \theta) = \frac{e^{-.09871 E} + e^{-.04936 E}}{e^{+.03142 \theta E} + e^{-.04936 E}}$$

La comparación del espectro de energías $H(x)$ calculado y los datos experimentales se ilustra en la figura (15) (ref. 25). Debe notarse que estos datos experimentales son inclusivos, es decir

que se consideran todos los protones producidos en la reacción $n+C$ sin importar los productos restantes. Por esta razón la curva teórica subestima los datos en bajas energías.

a.

CAPITULO V

CALCULO DE EFICIENCIA PARA EL FOSTRÓN DISEÑADO.

En la figura 16 se muestran los cálculos de eficiencia para el centellador líquido NE-213 de 12.7 cm de diámetro y 12.7 cm de grosor que es parte del fostrón diseñado. Las energías que abarcan los neutrones monoenergéticos son de 0 a 220 MeV, los umbrales alimentados a la versión final del código de Stanton (modificado con los cambios propuestos en la sección IV.b) son: .1, 1 y 10 MeVee.

Nótese que para altas energías (mayores a 160 MeV) de incidencia del neutrón los umbrales de detección no afectan en gran medida la eficiencia calculada. Otro efecto importante es la disminución paulatina de la eficiencia, conforme se incrementa la energía de incidencia del neutrón.

CAPITULO VI CONCLUSIONES

Este trabajo de tesis ha presentado dos resultados principales: una discusión sobre el concepto de un detector fostrón para ser usado con partículas nucleares de energías relativamente bajas, y la actualización de un código Monte Carlo para el cálculo de la eficiencia de detectores de neutrones.

En cuanto al posible uso de un fostrón en el acelerador de 5.5 MeV, se ha propuesto un diseño original apropiado a las energías del laboratorio. Algunos detalles del diseño y de la electrónica asociada deberán determinarse en el momento de la construcción del instrumento, de acuerdo con las condiciones experimentales reales del resto del equipo. En todo caso, este tipo de detector presenta una alternativa interesante a los sistemas tradicionales de detección de partículas cargadas y neutras.

En cuanto a las modificaciones incorporadas al conocido código de Stanton para eficiencia de detectores de neutrones, el tratamiento propuesto para el canal $^{12}\text{C}(n,p)$ representa un avance de importancia pues elimina de manera simple una inconsistencia originada en suposiciones erradas respecto de mecanismos de reacción. Después de haber realizado cuatro modificaciones independientes al programa original se puede concluir que el factor más determinante en el cálculo son las secciones eficaces totales supuestas para los canales de reacción. Mientras no existan mediciones precisas de estas cantidades para todos los canales relevantes dentro de intervalos amplios de energía, cualquier otra mejora en los códigos será de segunda importancia.

.. APÉNDICE A
CÓDIGO DE STANTON

A.1 PROGRAMA PRINCIPAL

Entrada de datos

A través del archivo de datos DATAEK.DAT se proporciona la siguiente información de entrada

- 1) El número MDUMP de historias individuales que se desean conocer, es decir, para este número de neutrones se tendrá una información detallada de sus interacciones.
- 2) Densidad RHO (gm/cm^3) y composición COMP (razón de átomos de hidrógeno a carbono) del fósforo.
- 3) DTIM (ns) anchura del bin para el histograma NTIM, el cual contiene la distribución de la variable TIME, que es el tiempo total transcurrido (ns) desde el momento en que el neutrón entra al cristal hasta que el pulso luminoso alcanza un umbral mínimo TBIAS (MeVee).
- 4) DPOS (pulgadas) anchura del bin del histograma NFOS que indica el cambio en la coordenada X del neutrón desde que entra al cristal hasta que el pulso de luz que produce sobrepasa el valor de TBIAS.
- 5) Límites XB, YB y ZB (pulgadas) del centellador. Para un prisma rectangular ZB es su profundidad y XB, YB sus dimensiones transversales. Para el caso de una forma cilíndrica $XB=YB$ es el radio y ZB su profundidad.
- 6) IGEO e IRANP. IGEO=1 indica que el centellador tiene la forma de un prisma rectangular e IGEO=2 para forma cilíndrica. IRANP=1 implica que la posición inicial del neutrón es elegida al azar (ver más adelante), IRANP=0 para incidencia puntual, especificada por la posición inicial $XI(I) I=1,3$ (pulgadas)
- 7) Dos valores ELOPE(I) $I=1,2$ (MeVee), correspondientes a la energía necesaria para liberar un fotoelectron del tubo fotomultiplicador, información que será empleada para simular la resolución experimental.
- 8) $C(I) I=1,3$ los cosenos directores de los neutrones incidentes.
- 9) Los límites E_1 y E_2 (MeV), entre los cuales se elige al azar la energía inicial de la partícula incidente.

10) El número de neutrones que se desea incidir al cristal detector.

11) BINW (MeVee) anchura del bin para los histogramas LT(I,J) I=1,200 J=1,9 y EEF(J) J=1,3, los cuales más adelante serán explicados.

Del archivo de datos CROSSECT.DAT el programa principal lee las secciones eficaces totales SDAT(I,J) (barns) para el canal de reacción J a una energía EDAT(I) (MeV).

J=1 dispersión elástica $n+p \rightarrow n+p$
J=2 " " elástica no difractiva $n+C \rightarrow n+C$
J=3 $n+C \rightarrow n+C+\gamma$
J=4 $n+C \rightarrow \alpha + {}^9\text{Be}$
J=5 $n+C \rightarrow n+3\alpha$
J=6 $n+C \rightarrow \text{PROTON} + {}^{12}\text{B}$
J=7 dispersión elástica difractiva

Para el segundo canal es necesario proporcionar los parámetros AD(I,J) J=1,5 que determinan la forma de la distribución angular, para la energía ED(I) (figura 10).

Si IRANP = 1 la posición inicial se escoge al azar. En el caso rectangular se distribuyen uniformemente los neutrones en la dirección vertical ($X(2) = YB * (1 - 2 * \text{UNIRND})$), manteniendo su posición inicial XI(1) en la horizontal. En el caso cilíndrico se ilumina la cara del cristal uniformemente (apéndice C).

$$R = XB * \text{UNIRND}(Y)$$

$$\text{PHI} = 6.2832 * \text{UNIRND}(Y)$$

$$X(1) = R * \cos(\text{PHI}) \quad X(2) = R * \sin(\text{PHI})$$

donde R es la distancia del eje de simetría del detector a el punto de penetración del neutrón y UNIRND(Y) es una función que genera números al azar del 0 al 1 de una distribución uniforme.

Determina la energía inicial E del neutrón, uniformemente distribuida dentro de los límites E1 y E2 $E = E1 + (E2 - E1) * \text{UNIRND}(Y)$.

Llama a la subrutina FOULNUT, la cual sigue al neutrón hasta que se escapa del centellador o su energía llegue a ser menor a 0.1 MeV. FOULNUT regresa EL(I) I=1,6 conteniendo la luz de salida (en MeVee) para cada uno de los canales con los que interactuó y EL(7) la luz de salida total. EL(8) y EL(9) contienen la misma información que EL(7) pero sujeta a dos resoluciones finitas,

determinadas respectivamente por dos distribuciones gaussianas con desviaciones estandar SIG, que dependen de ELOPE(2) y ELOPE(3) (llamados nivel de fotoelectron)

$$SIG = \text{SQRT}(\text{EL}(7)/\text{ELOPE}(J)+.5)*\text{ELOPE}(J) \quad J=1,2$$

$$\text{EL}(I)=\text{EL}(7)+\text{SIG}*\text{GAUSS}(Y) \quad I=8,9 \quad 0.$$

GAUSS(Y) es una distribución gaussiana con valor medio 0 y desviación estandar 1.

También proporciona información del número MS de interacciones que tuvo el neutrón.

En el archivo de salida "DATOS.DAT" se tiene la siguiente información:

Para los MDUMP neutrones, el canal o canales de reacción MS, así como la luz ELT(MS) obtenida en cada uno de estos, la posición X(I) de la reacción, sus cosenos directores C(I) y la energía w restante posterior a la interacción, la luz de salida total EL(7), el coseno COSL del ángulo de dispersión, el ángulo azimutal PHI y el tiempo TIME.

El arreglo LT(I,J) I=1,200, J=1,9 que contiene nueve histogramas con 200 datos cada uno, y anchura de bin igual a BINW (LHI(J) J=1,9 es el bin más alto que contiene al menos una cuenta). De J=1 a 6 se tiene un espectro diferencial de altura de pulsos (DPHS) para cada uno de los canales de reacción, asumiendo una resolución perfecta. El espectro para la luz de salida total es LT(I,J) J=7,9 con el nivel del fotoelectrón igual a cero, ELOPE(2) y ELOPE(3) respectivamente.

LCON(J) J=1,9 es la suma total de eventos registrados por cada uno de los histogramas LT(I,J) I=200, J=9. Es decir LCON(J) J=1,6 es el total de reacciones en cada canal y LCON(J) J=7,9 contiene el número total de neutrones detectados con sus resoluciones respectivas

Los histogramas de eficiencia (intrínseca) integral EFF(J) J=7,9 correspondientes a LT(I,J) J=7,9, se calculan de la siguiente manera:

$$\text{EFF}(J)=\text{LCON}(J)/\text{IN}$$

$$\text{LCON}(J)=\text{LCON}(J)-\text{LT}(1,J)$$

$$\text{EFF}(J)=\text{LCON}(J)/\text{IN}$$

$$\text{LCON}(J)=\text{LCON}(J)-\text{LT}(2,J) \quad \dots\dots\text{ETC}$$

donde IN es el número de neutrones que inciden en el cristal detector.

NFS(MC,I,NS) para NS=1 contiene el número de eventos en los cuales la primer interacción ocurrida en el canal MC = J se obtuvo una luz de salida más grande que el umbral determinado por el inciso I=1,5,correspondiendo a 0.25, 0.50, 1.00, 2.00 y 4.00 MeVee respectivamente. Para NS=2, NFS(MC,I,2) proporciona el número neutrones secundarios de una primer interacción, que producen un pulso luminoso mayor al nivel I, cuando interactua con el canal MC.

Los histogramas NPOS(I) y NTIM(I) I=1,100 descritos en los puntos 3 y 4 respectivamente de la sección de entrada de datos, son calculados como se indica en los siguientes pasos:

```
JT=TIME/DTIM+1
JP=(X(1)-XI(1))/DPOS+50
NTIM(JT)=NTIM(JT)+1
NPOS(JP)=NPOS(JP)+1.
```

El cálculo de la variable TIME se describe en la subrutina FOULNUT.

A.2 SUBRUTINAS

SUBRUTINA FOULNUT(X,C,E0,EMIN,EL,NS)

Dada la energía del neutrón E0, su posición X(I), I=1,3 y la dirección de su desplazamiento, determinada por sus cosenos directores C(I) I=1,3. FOULNUT sigue al neutrón a través de interacciones sucesivas (máximo 10) hasta que se escapa del fósforo, o su energía llega a ser menor a EMIN.

Esta subrutina proporciona la luz de salida (MeVee) de cada uno de los canales EL(I) I=1,6 y la total EL(7), el número NS de interacciones para cada neutrón y las distribuciones NTIM(I) NPOS(I) y NFS(MC,I,NS) descritas anteriormente.

Pregunta si la energía inicial del neutrón es menor a EMIN. Se llama a SIGTOT(E,S) la cual proporciona la sección eficaz efectiva

para cada canal de reacción y la total $S(I)I=1,8$ para la energía E (vease SIGTOT).

SHH y SCC son las secciones eficaces totales de hidrógeno y carbono. DHYD y DCARB son el número de núcleos de H y C por barn-pulgada.

El neutrón se propagará una distancia D a través del centellador en una dirección determinada por los cosenos directores, antes de interactuar (apéndice D)

$$D = - \frac{1}{DHYD*SHH+DCARB+SCC} * \text{Ln}(\text{UNIRND}(Y))$$

$$XF(I)=XI(I)+CI(I)*D \quad I=1,3$$

XF(I) = posición final de la partícula

XI(I) = posición inicial de la partícula

Verifica con la función INBNDS(X) si el neutrón aún permanece dentro del centellador.

Determina el tiempo TIME transcurrido desde que la partícula incide sobre el fósforo

$$\text{TIME} = \text{TIME}+D*1.84/\text{SQRT}(E)$$

Elige el canal de reacción:

$$\text{Si} \quad \frac{DCARB*SCC}{DHYD*SHH+DCARB+SCC} < \text{UNIRND}(Y)$$

entonces la interacción es con el hidrógeno y llama a la subrutina NPNP(E,W,COSL,ELT), (MS=1) la cual regresa con la nueva energía W del neutrón, el coseno del ángulo de dispersión (en el sistema del laboratorio) COSL y la luz de salida ELT.

Interacciones con el carbono.

Si $S(7)/SCC < \text{UNIRND}(Y)$ la interacción es elástica, llamandose a NCEL(S,E,W,COSL,ELT) (MS=2) W, COSL y ELT significan lo mismo que en NPNP.

Para $S(3)/S(7) > \text{UNIRND}(Y)$ el canal que se abre es NCNCGM(E,X,C,W,COSL,ELT) (MS=3).

Sea $SR=S(4)+S(5)+S(6)$. Si $S(4)/SR > \text{UNIRND}(Y)$ la reacción es $n+C \rightarrow \alpha + {}^9\text{Be}$, llamandose a NALPHA(E,ELT) (MS=4).

Para $(S(4)+S(5))/SR < \text{UNIRND}(Y)$ la interacción elegida es:

$n+C \rightarrow \text{PROTON} + {}^{12}\text{B}$, descrita por NPB(E,ELT) (MS=6).

En caso de que esta última desigualdad no se cumpla se llama a subrutina NNGAL(E,W,COSL,ELT) (MS=5) que simula la reacción $n+C \rightarrow n+3\alpha$.

Calcula la luz EL(MS) de salida del canal MS y la total EL(7) por neutrón

EL(MS)=EL(7)+ELT

EL(7)=EL(7)+ELT

Determina el ángulo azimutal PHI del neutrón, distribuido uniformemente

PHI=6.2832*UNIRND(Y)

Llama a SCATTR(C,COSL,PHI,C), para que calcule los nuevos cosenos directores C(I) I=1,3 a partir del coseno del ángulo de dispersión COSL y del ángulo PHI. Inicia la construcción de los histogramas NFS(MC,I,NS), NTIM(J) y NPOS(J) descritos anteriormente.

Finalmente imprime la información detallada para este evento (vease descripción del archivo DATA.DECK).

SUBROUTINA SIGTOT(E,S)

Proporciona el arreglo S(J) J=1,8 que contiene la sección eficaz a la energía E para cada canal de reacción.

J=1 dispersión elástica $n+p \rightarrow n+p$

J=2 " " elástica no difractiva $n+C \rightarrow n+C$

J=3 $n+C \rightarrow n+C+\gamma$

J=4 $n+C \rightarrow \alpha + {}^9\text{Be}$

J=5 $n+C \rightarrow n+3\alpha$

J=6 $n+C \rightarrow \text{PROTON} + {}^{12}\text{B}$

J=7 suma de los canales 3, 4, 5 y 6

J=8 dispersión elástica difractiva

El cálculo de S(J) lo realiza por interpolación lineal (apéndice E) de SDAT(I,J), que contiene la secciones eficaces para el canal J a la energía EDAT(I) (SDAT(I,J) y EDAT(I) son leídos de CROSSECT.DAT). Llama a la función IBNSH(E,EDAT,128) que regresa con el índice del elemento más grande de EDAT(I) cuya energía es menor a E.

FUNCION INBNS(X)

Verifica si las coordenadas X(I) I=1,3 del neutrón estan dentro de los limites del centellador.

SUBROUTINA NPNP (E, W, COSL, ELT)

Simula una dispersión elástica de un neutrón de energía E al chocar con un hidrógeno.

W y COSL son la energía y el coseno del ángulo (en el sistema del laboratorio) de dispersión del neutrón después de la interacción. ELT es la luz de salida producida por el protón reculado.

Si la E es menor a los 30 MeV. la distribución angular es isotrópica (en el sistema centro de masa).

$$\text{COSCM} = -1 + 2 * \text{UNIRND}(Y)$$

donde COSCM es el coseno del ángulo de dispersión del neutrón. COSL es la transformación de COSCM al sistema de laboratorio. La energía EN del neutrón saliente es:

$$\text{EN} = 4 * A * \text{COSL}^2 * E / (A + 1)^2$$

con A igual a la masa del átomo de hidrógeno entre la masa del neutrón.

La función EEQUIV(E-EN) calcula la luz producida por el protón de energía E-EN.

Para E > 30 MeV. se llama a la subrutina RTNI(COSCM, FN, ANGDIS, .5, .001, 20, IER) que calcula la raíz de la ecuación ANGDIS - UNIRND(Y) = 0, donde ANGDIS es la distribución angular del neutrón (apéndice F), de esta manera se obtiene el coseno del ángulo de dispersión COSCM.

SUBROUTINA NCEL (S, E, EN, COSL, ELT)

Simula la dispersión elástica de un neutrón con un carbono. Calcula la energía restante EN del neutrón dispersado, el coseno del ángulo de dispersión COSL (en el sistema del laboratorio) y la luz de salida debida al carbono. Para esta interacción es necesario proporcionar la sección eficaz en dos partes: difractiva SEDAT(I,7) y no difractiva SEDAT(I,2) para tratarlas independientemente. La dispersión difractiva obedece la siguiente distribución angular:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto e^{-\lambda E n (1 - \cos\theta^*)}$$

con $\lambda = (1.17 \text{ MeV.}^{-1} \text{ barn}^{-1}) \sigma$ inelástica.

La distribución angular para la dispersión no difractiva tiene la forma de la figura (10), la cual esta compuesta por dos triángulos montados sobre un rectángulo. Los parámetros que se muestran en esta figura dependen de la energía E de incidencia del neutrón, como se muestra en el arreglo AD(I,J) I=1,20 J=1,5 leído del DATA.DECK.

Elige que tipo de dispersión ocurre:

Si $S(8)/(S(2)+S(8)) < \text{UNIRND}(Y)$ entonces es no difractiva.

En el caso de la dispersión no difractiva interpola linealmente el área AD(L,I) I=6,9 de las tres regiones de la distribución angular que corresponden a la energía E. Elige la porción de esta distribución para de ahí determinar el coseno del ángulo de dispersión COSCM; para la región rectangular $\text{COSCM} = -1 + 2 * \text{UNIRND}(Y)$ isotrópico. Para el triángulo delantero, se calcula el valor de $c = \text{AD}(E,3)$ y $\text{COSCM} = c + (c-1) * \text{SQRT}(\text{UNIRND}(Y))$ (apéndice G). Para el triángulo posterior se interpola $e = \text{AD}(E,5)$ y se calcula COSCM de la siguiente ecuación: $\text{COSCM} = e - (e+1) * \text{SQRT}(\text{UNIRND}(Y))$ (apéndice G).
Dispersión difractiva.

En este caso COSCM queda determinada como sigue:

$\text{COSCM} = 1 + \text{Ln}(1 - \text{UNIRND}(Y)) / (1.17 * S(7) * E)$ (apéndice G).

Se llama a la subrutina

KINNR(940,11280,940,11280,E,COSCM,VB,WCM,PCM,COSL,EN) que calcula la cinemática. Nótese que $12 * 940 = 11280$.

SUBROUTINA NCNCGM(X,C,EN,COSL,ELT)

Trata la reacción $n + C \rightarrow n + C + \gamma$.

E=energía del neutrón incidente.

X(I)=posición de la interacción.

C(I)=cosenos directores que determinan la dirección de movimiento del neutrón incidente.

EN=energía del neutrón dispersado.

COSL=coseno del ángulo de dispersión del neutrón, en el sistema del laboratorio.

Se calcula el ángulo azimutal PHI y de dispersión CSG del gamma.
La distribución angular es simulada por ANGDIS:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1 + 1.75 \cos^2 \theta^*$$

2.

se llama a RTNI para que encuentre la raíz de ANGDIS-UNIRND(Y)=0 (apéndice F).

El ángulo azimutal es isotrópico PHI=6.2832*(UNIRND(Y)).

SCATTR(C, CSG, G, PHI, CG) calcula los cosenos directores CG(I) del γ a partir de los C(I) del neutrón, de CSG y PHI.

El γ es seguido a través de sucesivas colisiones Compton por FOLGAM(XG,CG,EG,EM,ELT) hasta que escapa del centellador o su energía es menor a EM. EG es la energía del γ , XG(I) es la posición de la interacción y ELT la luz de salida. La energía inicial de todos los gammas es EG=4.43 MeV. El ángulo de dispersión del neutrón es calculado a partir de la distribución:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = X(1+5 \cos^2 \theta^* - 4 \cos^4 \theta^*)$$

RTNI encuentra la raíz de ANGDIS-UNIRND(Y)=0.

KNNIR transforma los datos a coordenadas de laboratorio.

SUBROUTINA FOLGAM(X,C,E,EMIN,ELIGHT)

Sigue al rayo γ a través de sucesivas colisiones Compton hasta que escapa del centellador o su energía es menor a EM.

E= energía del γ .

X(I)= posición inicial del γ .

C(I)= cosenos directores.

EMIN= energía mínima necesaria para seguir al γ .

ELIGHT= luz de salida.

CMPSCT(0,E,SIGT,Y,Y,Y) calcula la sección eficaz total SIGT por electrón para un γ de energía E que se propaga una distancia D:

$$D = - \frac{1}{\text{SIGT}*(\text{DHYD}+6*\text{DCARB})} \text{Ln}(\text{UNIRND}(Y))$$

INDNDS verifica si el rayo gamma aún se encuentra dentro del centellador. CMPSCT regresa con la luz de salida EEL, la energía restante E del gamma y el coseno COSGAM del ángulo de dispersión

del mismo (sistema de laboratorio). El ángulo azimutal PHI es elegido isotrópicamente:

$$PHI = 6.2832 * UNIRND(Y).$$

SCATTR calcula los nuevos cosenos directores C(I) del gamma.

a.

SUBROUTINA CMPSCT(NTRY, EGAM, SIGT, EEL, EGAMP, COSGAM)

Simula la dispersión de un γ por efecto Compton.

EGAM= energía del gamma antes de la interacción. Si NTRY=0 la subrutina sólo calcula la sección eficaz total σ por electrón a la energía EGAM.

$$\sigma = 2\pi r_0 \left(b[2(1+\gamma)/a - (\ln a)/\gamma] + (\ln a)/2\gamma - (1+3\gamma)/a^2 \right)$$

$$\gamma = E_\gamma / M_e c^2$$

$$a = 1+2\gamma$$

$$b = (1+\gamma)/\gamma^2$$

$$r_0 = e^2 / M_e c^2$$

Si NTRY=1 la subrutina también elige la energía EEL y EGAM del electrón de retroceso y del γ respectivamente y el coseno COSGAM de su ángulo de dispersión (sistema de laboratorio).

La distribución integral energética de los electrones está determinada por:

$$P(E) = 2\pi r_0 \left(b(bE/2 - l) + l/2 + E(f - \gamma E/2)/2\gamma^4 \right)$$

$$E = (\text{energía cinética del electrón en el sist. del lab.}) / M_e c^2$$

$$f = \gamma / (\gamma - E)$$

$$l = (\ln f) / \gamma$$

P(E) = la probabilidad que la energía del electrón esté entre 0 y E. Una vez obtenido el valor de E, EEL=.511*E y EGAMP=EGAM-EEL.

SUBROUTINA NALPHA(E, ELT)

Simula la reacción $n + C \rightarrow \alpha + Be$. El ángulo de dispersión C es determinado isotrópicamente:

$$C = -1 + 2 * UNIRND(Y)$$

KINNR(M1, M2, M3, M4, E, C, VB, WCM, PCM, CLS, T) calcula la energía T de la partícula alfa y EEQAL(T) la luz de salida producida por ésta.

SUBROUTINA NN3AL (E, EN, COSL, ELT)

Trata la reacción $n+C \rightarrow n+3\alpha$.

Determina la máxima energía T_M de n en el centro de masa:

$$T_M^0 = \left[Q + E \left(\frac{M_c}{M_c + M_n} \right) \right] \frac{M_a}{M_n + M_a}$$

M_c = Masa del carbono.

M_n = Masa de n .

M_a = Masa de las 3 α .

La energía T (en el centro de masa) de n se calcula a partir de la distribución ENGDIS. El ángulo de dispersión COSCM es determinado isotrópicamente:

$$\text{COSCM} = -1 + 2 * \text{UNIRND}(Y)$$

Se hace la transformación de T y COSCM al sistema del laboratorio, obteniéndose EN y COSL respectivamente:

$$EN = T + \frac{T(M_n M_n)}{(M_n + M_c)^2} + \sqrt{\frac{2T}{M_n}} \sqrt{\frac{2E}{M_n}} \left(\frac{M_n M_n}{M_c + M_n} \right) \text{COSCM}$$

$$\text{COSL} = \frac{\frac{M_n \sqrt{2M_n E}}{M_n + M_c} + \sqrt{2TM_n} * \text{COSCM}}{\sqrt{2M_n EN}}$$

$TR = E - EN$ es la energía restante para las 3 alfas ($Q = -7.26$). Se asume que la energía E_1 de la primer alfa está uniformemente distribuida entre cero y TR :

$$E_1 = TR * \text{UNIRND}(Y)$$

Para la segunda se tiene:

$$E_2 = (TR - E_1) * \text{UNIRND}(Y)$$

y para la tercer α

$$E_3 = (TR - E_1 - E_2) * \text{UNIRND}(Y).$$

La luz total obtenida es $\text{ELT} = \text{EEQAL}(E_1) + \text{EEQAL}(E_2) + \text{EEQAL}(E_3)$.

SUBROUTINA NPB (E, ELT)

Simula la reacción $n+C \rightarrow \text{PROTÓN} + {}^{12}\text{B}$.

La energía máxima del protón en el centro de masa es T_M :

$$T_M = \left(Q + E \frac{M_c}{M_c + M_n} \right) * \frac{M_b}{M_p + M_b}$$

M_c = Masa del carbono.

Mn=Masa del neutrón.

Mb=Masa de ¹²B.

Mp=Masa del protón.

E=Energía del neutrón.

ELT=Luz de salida.

RTNI encuentra la raíz de ENGDIS-UNIRND(Y)=0. ENGDIS es la distribución integral energética del protón. La energía de p en el centro de masa es T=TM*x. La distribución angular en el centro de masa es isotrópica:

$$\text{COSCM} = -1 + 2 * \text{UNIRND}(Y)$$

La energía de p en el sistema de laboratorio es:

$$EN = T + \frac{T(MnMp)}{(Mn + Mc)^2} + \sqrt{\frac{2T}{Mp}} \sqrt{\frac{2E}{Mn}} \left[\frac{MnMp}{Mc + Mn} \right] \text{COSCM}$$

La función EEQUIV(EN)=ELT calcula el pulso de luz producido por el protón.

SUBROUTINA KINNR(EM1,EM2,EM3,EM4,T1,CSCM,VB,WCM,PCM,CSL,T3)

Es la subrutina que trata toda la cinemática (sin consideraciones relativistas) de la interacción de la partícula de masa EM1 con energía cinética T1, al colisionar contra EM2 en reposo (todo referido al sistema de laboratorio), produciéndose dos partículas EM3 y EM4. El coseno del ángulo de dispersión entre las partículas 1 y 3 es CSCM (centro de masa). VB es la velocidad del centro de masa, WCM 3 y 4 energía cinética total de las partículas 1 y 3 en el CM, PCM momento de la partícula tres en el centro de masa, CSL coseno del ángulo entre 1 y 3 en el sistema de laboratorio y T3 es la energía cinética de la partícula tres. El momento P1 de la partícula 1 es:

$$P1 = \text{SQRT}(2EM1*T1)$$

El valor $Q/c^2 = EM1 + EM2 - EM3 - EM4$.

WI es la energía cinética total en el CM de las partículas incidentes

$$WI = EM1(V1 - VB) / 2 + EM2 * VB.$$

V1=Velocidad de EM1 (sistema de laboratorio).

$$VB = V1 * EM1 / (EM1 + EM2).$$

$$WI = T1 * EM2 / (EM1 + EM2).$$

$$WCM=WI+Q.$$

$$PCM=SQRT(2WCM*EM4*EM3/(EM4+EM3)).$$

La velocidad de EM3 en el centro de masa es:

$$V3'=SQRT(2WCM*EM4/((EM4+EM3)*EM3)).$$

$$PCM=V3'*EM3.$$

La energía cinética de EM3 en el CM:

$$T3'=WCM*EM4/(EM4+EM3).$$

La transformación de T3' al sistema de laboratorio es T3:

$$T3 = T3' + \frac{T*EM1*EM2}{(EM1 + EM2)} + \sqrt{\frac{2T3'}{EM3}} \sqrt{\frac{2T1}{EM1}} \left(\frac{EM1*EM3}{EM2+EM1} \right) CSCM.$$

P3 es el momento de la Partícula 3 en el laboratorio. La transformación de CSCM al sistema de laboratorio es análoga a la efectuada en la subrutina NNGALPHA.

SUBROUTINA ANGDIS(X,F,DF)

Es la distribución integral angular para la dispersión elástica con protones ($n+p \rightarrow n+p$) y la reacción $n+C \rightarrow n+C+\gamma$.

La función de densidad es (en el CM):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A+B*\cos^2\theta+C*\cos^4\theta$$

Los factores A, B y C dependen de la interacción a tratar. La función distribución integral se obtiene al integrar la ecuación anterior (apéndice F):

$$F(x) = 1/2 - 2\pi Ax - 2\pi Bx^3/3 - 2\pi Cx^5/5$$

$$x = \cos\theta$$

SUBROUTINA ENGDIS(X,F,DF)

Calcula el espectro de los productos de las reacciones $n+C \rightarrow n+3\alpha$ y $n+C \rightarrow \text{PROTON} + {}^{12}\text{B}$. La distribución energética es:

$$N(E)dE = A * e^{(-E/KT)} \sqrt{E} dE$$

con una energía mas Probable $Em=KT/2$. Suponiendo que Em es un cuarto de la máxima energía Eo permitida por la cinemática, entonces $KT=Eo/2$ y haciendo $E=x*Eo$ con x dentro del intervalo (0,1) se obtiene la siguiente ecuación:

$$N(x)dx = A_1 * e^{(-2x)} \sqrt{x} dx$$

$$A_1 = A * E_0$$

La distribución energética integral $F(x)$ es la integral de $N(x)dx$ de cero a x , que al aproximar $e^{-2x} \approx (1-x)^2$ se transforma en (apéndice H):

$$F(x) = \frac{\frac{2x^{3/2}}{3} - \frac{4x^{5/2}}{5} + \frac{2x^{7/2}}{7}}{2/3 - 4/5 + 2/7}$$

SUBROUTINA SCATTR(C,COSTH,PHI,CNEW)

Dada una partícula moviéndose en la dirección especificada por los cosenos directores $C(I)$, y la cual es dispersada en la dirección determinada por los ángulos $\text{ARCOS}(\text{COSTH}) = \text{TH}$ y PHI con respecto a un sistema $X''Y''Z''$ colocado en el lugar de la reacción y cuyo eje Z positivo coincide con la dirección inicial de desplazamiento. SCATTR encuentra sus nuevos cosenos directores $\text{CNEW}(I)$ con respecto al sistema de laboratorio XYZ (sistema al cual están referidos $C(I)$).

La dirección original de la partícula puede ser descrita por los ángulos T y P , medidos desde el eje Z positivo y X respectivamente (figura 17). En este caso $\text{CT} = \cos(T) = C(3)$, $\text{SP} = \sin(P) = C(2)/\sin(T)$ y $\text{CP} = \cos(P) = C(1)/\sin(T)$. En el marco $X''Y''Z''$ los nuevos cosenos directores después de la dispersión son $\text{CXP} = \sin(\text{TH}) * \cos(\text{PHI})$, $\text{CYP} = \sin(\text{TH}) * \sin(\text{PHI})$ y $\text{CZP} = \cos(\text{TH})$. Haciendo una rotación adecuada se encuentran los nuevos cosenos directores $\text{CNEW}(I)$ referidos al sistema XYZ .

FUNCION EEQUIV(E)

Encuentra la energía que necesita un electrón para producir la misma intensidad de luz EEQUIV que un protón de energía E (definición de MeVee.)

$$\text{EEQUIV} = a_1 * E - a_2 * (1 - \exp(-a_3 * E^{a_4}))$$

a_1 , a_2 , a_3 y a_4 dependen de la composición del centellador (ref. 20).

FUNCION EEGAL(E)

Calcula la energía que necesita un electrón para producir la misma intensidad EEGAL de luz que una alfa de energía E:

$$EEGAL = 0.046 * E + 0.007 * E^2$$

Esta función de respuesta es igual para todo los fósforos.

FUNCION IBNSH(A,B,N)

Busca el elemento del arreglo B(I) tal que $A > B(L)$ y $A < B(L+1)$.

SUBROUTINA RTNI(X,F,DERF,FCT,XST,EPS,IEND,IER)

Resuelve la ecuación $G(x) = 0$ por el método iterativo de Newton.

x = raíz resultante de la ecuación $G(x)$. F = valor de $G(x)$ en la raíz. DERF = resultado de la derivada evaluada en la raíz. FCT = nombre de la ecuación por resolver (ENGDIS o ANGDIS). Es necesario proporcionar la derivada de la función. XST = valor inicial para iniciar el calculo de la raíz. EPS = error máximo permitido a el valor calculado de la raíz. IEND = número máximo de iteraciones. IER = indicador de error en esta subrutina: IER=0 implica que no existe error. IER=1 no hay convergencia después de IEND iteraciones. IER=2 la derivada de $G(x)$ en algún punto tomó el valor de cero.

FUNCION GAUSS

Calcula un número de una distribución normal con valor medio 0 y desviación estándar 1.

FUNCION UNIRND(Y)

Elige un número al azar uniformemente distribuido entre 0 y 1.

APÉNDICE B

EJEMPLO DE UNA FUNCIÓN DENSIDAD Y SU DISTRIBUCIÓN INTEGRAL

Sea $f(x)$ la función densidad normalizada de un evento aleatorio x (en este caso sólo se tratará con densidades definidas desde cero a valores positivos). En estas condiciones la probabilidad de que x tome los valores entre x_1 y x_2 es el área bajo la curva $f(x)$ de x_1 a x_2 . La integral indefinida $F(x)$ (límite inferior 0) de $f(x)$ es la función distribución, la cual al calcular $F(x_2)-F(x_1)$ da como resultado la probabilidad de que x caiga dentro del intervalo $[x_1, x_2]$. Esto implica que el área bajo la curva $f(x)$ de x_1 a x_2 es numéricamente igual a la longitud del intervalo $[F(x_1), F(x_2)]$ en el eje vertical (debe recordarse que el valor más alto que puede tomar $F(x)$ es 1).

Si U es un número uniformemente distribuido en $[0,1]$, la probabilidad de que su valor este entre U_1 y U_2 es precisamente la longitud del intervalo $[U_1, U_2]$. Relacionando estos dos hechos se encuentra que la probabilidad de que x caiga dentro del intervalo $[x_1, x_2]$ es numéricamente igual a la probabilidad de que U sea elegido entre $[F(x_1), F(x_2)]$. Para determinar el valor de x correspondiente a la U elegida es necesario resolver la ecuación:

$$F(x) - U = 0 \quad (1.B)$$

Notese que entre mayor sea la longitud de $[F(x_1), F(x_2)]$ mayor será la probabilidad de que x tome un valor de $[x_1, x_2]$. Ejemplo:

$$f(x) = \begin{cases} 9/10 & 0 \leq x < 1 \\ 1/40 & 1 \leq x \leq 5 \end{cases}$$

la función distribución integral $F(x)$ es:

$$F(x) = \begin{cases} 9x/10 & 0 \leq x < 1 \\ (x-1)/40 & 1 \leq x \leq 5 \end{cases}$$

Observese de la figura (B.1) que la probabilidad de que x sea elegida entre 0 y 1 (eje x) es igual a la longitud en el eje Y del intervalo $[0, 9/10]$ que corresponde a la probabilidad de que U tome un valor dentro de $[0, 9/10]$. Análogamente se encuentra que la probabilidad de que x este en $[1, 5]$ es la longitud de $1 - 9/10 = 1/10$.

APÉNDICE C
DISTRIBUCIÓN INTEGRAL QUE DETERMINA UNA ILUMINACIÓN
UNIFORME EN LA CARA DE UN DETECTOR CILINDRICO

La probabilidad $f(r)$ de que un neutrón caiga dentro del elemento de área $dS=rdrd\phi$ a una distancia r del eje de simetría es

$$f(r) = N \cdot dS / N_t$$

con $N_t = \#$ total de neutrones que golpean el centellador y $N = \#$ de neutrones que inciden dentro del elemento de área dS .

Por otro lado la iluminación uniforme del centellador se refiere a que el número N no depende de la posición de incidencia. En estas condiciones la integral de $f(r)$ de 0 a R que es igual a 1 da como resultado que N/N_t es igual a $1/R^2$, por lo cual la función distribución integral $F(r)$ es:

$$F(r) = r^2 / R^2 \quad (1.C)$$

Basandose en el apéndice B la distribución del radio r de la posición de penetración del neutrón es calculada a partir de la ecuación:

$$F(r) = U = 0 \\ r = R \cdot \sqrt{U}$$

APÉNDICE D
DISTRIBUCIÓN INTEGRAL QUE DETERMINA LA PROBABILIDAD
DE INTERACCIÓN DEL NEUTRÓN CON EL CENTELLADOR

Sea $N(D)$ el número de neutrones monoenergéticos que alcanzan a penetrar una distancia D del centellador:

$$N(D) = N_0 e^{-(n \sigma_t D)}$$

en donde n es el número de núcleos blanco por unidad de volumen, σ_t es la sección eficaz y N_0 el número de neutrones incidentes a la superficie del cristal. La probabilidad de que un neutrón penetre una distancia D antes de interactuar con un blanco es:

$$F(D) = N(D)/N_0 = e^{-(n \sigma_t D)}$$

La probabilidad de que un neutrón interactúe dentro del centellador entre las distancias D_1 y D_2 ($D_1 < D_2$) es $F(D_1) - F(D_2)$. Es decir $F(D)$ es una función distribución integral que al resolver la siguiente ecuación (apéndice B):

$$F(D) - U = 0$$

$$D = -\ln(U) / (n \sigma_t)$$

determina la distancia D recorrida por el neutrón.

APÉNDICE E
INTERPOLACIÓN LINEAL

La interpolación lineal de una función $f(x)$ para la cual sólo se conocen ciertos valores discretos ($f(x_1), f(x_2), f(x_3), \dots, f(x_n)$) se realiza de la siguiente manera: Se supone que todos los datos caen encima de una recta L . Por lo cual al calcular la pendiente M de L es independiente de la pareja de puntos para calcularla, en particular de los puntos inmediato superior e inferior a el de la incognita x ($x_i < x < x_{i+1}$), en estas condiciones

$$M = \frac{f(x_{i+1}) - f(x)}{x_{i+1} - x}$$

y

$$M = \frac{f(x) - f(x_i)}{x - x_i}$$

de la igualación de estas ecuaciones se obtiene el valor de $f(x)$:

$$f(x) = \frac{x - x_i}{x_{i+1} - x_i} [f(x_{i+1}) - f(x_i)]$$

APÉNDICE F

DISTRIBUCIÓN ANGULAR PARA LOS CANALES
DE REACCIÓN $n+p \rightarrow n+p$ Y $^{12}\text{C}(n,ny)$

En una reacción nuclear el concepto de distribución isotrópica se refiere a que la probabilidad "f(E, θ)" de dispersión de la partícula de interés en una dirección dada es independiente del ángulo θ que forma la trayectoria de emisión con la dirección de la partícula incidente:

$$f(E, \theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{cte.} \quad (1.F)$$

normalizando esta ecuación se tiene:

$$\int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} 2\pi \text{sen}\theta \, d\theta = 1$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \quad (2.F)$$

La función distribución integral de f(E, θ) es F(E, θ)

$$F(E, \theta) = \int_0^\theta \frac{1}{4\pi} 2\pi \text{sen}\alpha \, d\alpha = \frac{1}{2} (1 - \cos\theta) \quad (3.F)$$

Para encontrar el ángulo θ distribuido isotrópicamente se resuelve la ecuación (apéndice B):

$$F(E, \theta) - U = 0$$

$$\cos\theta = 1 - 2*U$$

La distribución angular $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ANGDIS tiene la siguiente dependencia con el ángulo de dispersión θ en el sistema centro de masa:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A + B \cos^2\theta + C \cos^4\theta \quad (4.F)$$

A, B y C dependen de la subrutina que llama a ANGDIS.

A la integral de la ecuación (4.E) se le llama distribución angular integral F(E, θ):

$$F(E, \theta) = \int_0^{\theta} \left[A + B \cos^2 \alpha + C \cos^4 \alpha \right] 2\pi \sin \alpha \, d\alpha$$

$$F(E, \theta) = \left[A + \frac{B}{3} + \frac{C}{5} - A \cos \theta - \frac{B}{3} \cos^3 \theta - \frac{C}{5} \cos^5 \theta \right] 2\pi$$

la normalización de esta ecuación condiciona a los parámetros A, B y C a cumplir la condición:

$$A + B/3 + C/5 = 1/4\pi \quad (5.F)$$

Por lo tanto la función distribución integral angular $F(E, \theta)$ es la siguiente:

$$F(E, \theta) = \left[\frac{1}{2} - 2\pi A \cos \theta - \frac{2\pi B}{3} \cos^3 \theta - \frac{2\pi C}{5} \cos^5 \theta \right] \quad (6.F)$$

Haciendo $x = \cos \theta$ la ecuación (6.E) se transforma en:

$$F(E, x) = \left[\frac{1}{2} - 2\pi A x - \frac{2\pi B}{3} x^3 - \frac{2\pi C}{5} x^5 \right] \quad (7.F)$$

Para encontrar el coseno del ángulo de dispersión cuya distribución esta representada por la ecuación (7.E), es necesario resolver la ecuación (apéndice B):

$$F(x) - U = 0 \quad (8.F)$$

Para el caso del canal NPNF los parámetros A, B y C son los siguientes:

$$C = 0, \quad B/A = E_n/30$$

con E_n = energía de incidencia del neutrón, que junto con la ecuación (5.E) se obtiene:

$$A = \frac{1}{\frac{4\pi}{3} \left(3 + \frac{E_n}{30} \right)}$$

$$B = \frac{E_n}{\frac{40}{3} \left(3 + \frac{E_n}{30} \right)}$$

Finalmente la ecuación (8.E) para el caso NPNP es:

$$F(x) = 1/2 + \frac{3x}{2(3 + E_n/30)} - \frac{E_n}{90} \left(\frac{3}{3 + E_n/30} \right) \frac{x^3}{2}$$

a.

Para el canal NCNCGM A, B y C son los siguientes:

$$A = 1, B = 5 \text{ y } C = -4$$

APÉNDICE G

DISTRIBUCIÓN ANGULAR PARA LA DISPERSIÓN ELÁSTICA

$n+^{12}C \rightarrow n+^{12}C$ DIFRACTIVA Y NO DIFRACTIVA

La función de densidad angular ρ para la dispersión no difractiva es un rectángulo mas dos triángulos como se ilustra en la figura (10). Las expresiones analíticas de sus límites son:

rectángulo $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_r = a$

triángulo delantero

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_d = \frac{b-a}{1-c} x + \frac{a-bc}{1-c}$$

triángulo trasero

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_t = \frac{a-d}{1+e} x + \frac{a+ed}{1+e}$$

donde $x = \cos\theta$

El área de cada una de ellas es $A(1)$, $A(2)$ y $A(3)$ respectivamente:

$$A(1) = \int_0^\pi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_r 2\pi \operatorname{sene} \theta d\theta$$

$$A(2) = \int_0^\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_d 2\pi \operatorname{sene} \theta d\theta - \int_0^\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_r 2\pi \operatorname{sene} \theta d\theta \quad \cos\alpha = c$$

$$A(3) = \int_\beta^\pi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_t 2\pi \operatorname{sene} \theta d\theta - \int_\beta^\pi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_r 2\pi \operatorname{sene} \theta d\theta \quad \cos\beta = e$$

haciendo un cambio de variable $x = \cos\theta$ se obtiene:

$$A(1) = \int_1^{-1} -a 2\pi dx = 2\pi(2a)$$

$$A(2) = -2\pi \int_1^c \left[\frac{b-a}{1-c} x + \frac{a-bc}{1-c} \right] dx - \int_1^c -a 2\pi dx$$

$$A(2) = 2\pi \int_c^1 \left[\frac{b-a}{1-c} x + \frac{ac-bc}{1-c} \right] dx$$

p.

$$A(3) = -2\pi \int_e^{-1} \left[\frac{a-d}{1+e} x + \frac{a+ed}{1+e} \right] dx - \int_e^{-1} -a \cdot 2\pi dx$$

$$A(3) = 2\pi \int_{-1}^e \left[\frac{a-d}{1+e} x + \frac{ed-ea}{1+e} \right] dx$$

$$A(2) = \frac{2\pi(b-a)(1-c)}{2}$$

$$A(3) = \frac{2\pi(d-a)(1+e)}{2}$$

La probabilidad de elegir alguna de estas regiones para de ella escoger el ángulo de dispersión θ depende de que fracción del área total $A_T = A(1) + A(2) + A(3)$ representa, esto es:

Si $A(1)/A_T > \text{UNIRND}$ se elige la porción rectangular, que corresponde a una distribución isotrópica, cuya discusión se trata en el apéndice F ecuación (3.E):

$$\cos\theta = 1 - 2*U$$

Si $A(2)/(A(2)+A(3)) > \text{UNIRND}$ la región elegida es el triángulo delantero, que tiene una función distribución integral F_d normalizada:

$$F_d(x) = \frac{-2\pi \int_c^x \left[\frac{b-a}{1-c} y + \frac{ac-bc}{1-c} \right] dy}{\frac{2\pi(b-a)(1-c)}{2}}$$

$c < x < 1$

$$F_d(x) = \left[\frac{x-c}{1-c} \right]^2$$

En caso de que ninguna de las desigualdades anteriores se cumpla el triángulo trasero es el escogido cuya función distribución

integral Ft normalizada es:

$$F_t(x) = \frac{2\pi \int_{-\infty}^x \frac{a-d}{1+e} y + \frac{ed-ea}{1+e} dy}{\frac{2\pi(d-a)(1+e)}{2}}$$

$$F_t(x) = \frac{1 - x^2 + 2ex + 2e}{(1+e)^2}$$

Para simplificar esta última ecuación se hace una reflexión de $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$, haciendo $x=-y$ (posteriormente se hace la integración) en estas condiciones la función distribución integral de esta región es:

$$G_t(y) = \frac{2\pi \int_{-e}^y \frac{a-d}{1+e} z + \frac{ed-ea}{1+e} dz}{\frac{2\pi(d-a)(1+e)}{2}}$$

$$G_t(y) = \left(\frac{y+e}{1+e}\right)^2 \quad \text{pero } y=-x \rightarrow G_t(x) = \left(\frac{e-x}{1+e}\right)^2$$

Notese que la probabilidad de que x este entre x_1 y x_2 es $F_t(x_1)-F_t(x_2)$ y debe ser igual a $G_t(x_1)-G_t(x_2)$ en valor absoluto:

$$F_t(x_1)-F_t(x_2) = \frac{1 - x_1^2 + 2ex_1 + 2e}{(1+e)^2} - \frac{1 - x_2^2 + 2ex_2 + 2e}{(1+e)^2}$$

$$F_t(x_1)-F_t(x_2) = \frac{(x_2^2 - x_1^2) + 2e(x_1 - x_2)}{(1+e)^2}$$

$$G_t(x_1)-G_t(x_2) = \left(\frac{e-x_1}{1+e}\right)^2 - \left(\frac{e-x_2}{1+e}\right)^2 = \frac{(x_2^2 - x_1^2) + 2e(x_1 - x_2)}{(1+e)^2}$$

Para elegir el valor de x sujeto a una distribución integral $H(x)$ es necesario solucionar la ecuación (apéndice B):

$$H(x) - U = 0$$

En el caso del triángulo delantero:

$$x = c + (1-c) \sqrt{U}$$

Para el triángulo trasero:

$$x = e - (e-1) \sqrt{U}$$

La función de densidad angular para una dispersión difractiva es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \mathcal{K} e^{-\lambda E_n (1 - \cos\theta)} \quad \lambda = 1.17\sigma$$

σ = sección eficaz total inelástica

La función distribución integral $F(\theta)$ se obtiene al integrar $\frac{d\sigma}{d\Omega}$:

$$F(\theta) = \int_0^\theta \mathcal{K} e^{-\lambda E_n (1 - \cos\theta)} 2\pi \sin\theta \, d\theta$$

Sea $x = \cos(\theta)$

$$F(x) = \int_1^x \mathcal{K} e^{-\lambda E_n (1-x)} 2\pi \, dx = \left[\frac{2\pi \mathcal{K}}{\lambda E_n} e^{-\lambda E_n (1-x)} \right]_1^x$$

normalizando se obtiene:

$$\mathcal{K} = \frac{\lambda E_n}{2\pi(1 - e^{-2\lambda E_n})}$$

$$F(x) = \frac{\lambda E_n}{2\pi(1 - e^{-2\lambda E_n})} \left[\frac{2\pi}{\lambda E_n} e^{-\lambda E_n (1-x)} \right]_1^x$$

$$F(x) = \frac{1 - e^{-\lambda E_n (1-x)}}{1 - e^{-2\lambda E_n}}$$

Nuevamente es necesario resolver la ecuación $F(x) - U = 0$ para elegir el valor de x distribuido en $F(x)$ (apéndice B):

$$x = 1 + \frac{\ln[1 - U(1 - e^{-2\lambda E_n})]}{\lambda E_n}$$

APENDICE H
DISTRIBUCIÓN ENERGÉTICA PARA LOS CANALES
DE REACCIÓN $^{12}\text{C}(n,p)$ y $^{12}\text{C}(n,n\ 3\alpha)$

Los protones del canal NPB y el neutrón del NN3AL obedecen una densidad energética $N(E)dE$ de Maxwell Boltzmann en el sistema centro de masa:

$$N(E)dE = A * e^{(-E/KT)} \sqrt{E} dE$$

Si E_0 es la energía máxima permitida por la cinemática de la partícula de interés (p o n) entonces se puede escribir $E=xE_0$, lo que implica que:

$$N(x)dx = A_1 * e^{(-xE_0/KT)} \sqrt{x} dx \quad A_1 = AE_0^{1/2}$$

la cual tiene una función distribución integral $F(x)$:

$$F(x) = \int_0^x A_1 * e^{(-yE_0/KT)} \sqrt{y} dy$$

Por otro lado la energía mas probable E_m de la distribución de Maxwell Boltzmann es:

$$E_m = KT/2$$

Suponiendo que $E_m = E_0/5$ se obtiene $KT = 2E_0/5$:

$$F(x) = A_1 \int_0^x e^{-5y/2} y^{1/2} dy$$

aproximando $e^{-y/2} \approx (1 - y/2)$ se obtiene:

$$F(x) = A_2 \left[\frac{2x^{3/2}}{3} - x^{5/2} + \frac{5x^{7/2}}{7} - \frac{5x^{9/2}}{18} + \frac{5x^{11/2}}{68} - \frac{x^{13/2}}{208} \right]$$

La normalización de $F(x)$ implica:

$$F(1) = 1$$

$$A_2 = \left[\frac{2}{3} - 1 + \frac{20}{28} - \frac{5}{18} + \frac{5}{98} - \frac{1}{208} \right]$$

finalmente

$$F(x) = 6.44 \left[\frac{2x^{3/2}}{3} - x^{5/2} + \frac{5x^{7/2}}{7} - \frac{5x^{9/2}}{18} + \frac{5x^{11/2}}{98} - \frac{x^{13/2}}{208} \right]$$

Para elegir una x que cumple esta distribución integral $F(x)$ se debe resolver la siguiente ecuación (apéndice B):

$$F(x) - U = 0.$$

APÉNDICE I

SECCIONES EFICACES PARA LOS CANALES DE REACCIÓN UTILIZADAS
EN EL PROGRAMA DE COMPUTO ORIGINAL DE N. R. STANTON
Y EN EL MODIFICADO EN ESTE TRABAJO

Lista de las secciones eficaces utilizadas en el código de Stanton en los siguientes canales de reacción:

- J=1 dispersión elástica $n+p \rightarrow n+p$
 J=2 " " elástica no difractiva $n+C \rightarrow n+C$
 J=3 $n+C \rightarrow n+C+\gamma$
 J=4 $n+C \rightarrow \alpha + {}^9\text{Be}$
 J=5 $n+C \rightarrow n+3\alpha$
 J=6 $n+C \rightarrow \text{PROTÓN} + {}^{12}\text{B}$
 J=7 dispersión elástica difractiva

La primer columna de la tabla es la energía (MeV) del neutrón y las unidades de las secciones son los barns.

Energía	J=1	J=2	J=3	J=4	J=5	J=6	J=7
0.00	20.0	4.90					
0.25	8.65	4.05					
0.50	6.19	3.40					
0.80	4.80	2.96					
1.00	4.25	2.58					
1.21	3.85	2.34					
1.48	3.40	2.08					
1.72	3.16	1.89					
2.00	2.90	1.65					
2.10	2.84	2.20					
2.21	2.75	1.61					
2.56	2.50	1.60					
2.69	2.42	1.68					
2.83	2.35	2.00					
2.97	2.28	2.85					
3.13	2.20	1.15					
3.29	2.14	2.05					
3.46	2.07	2.30					

Energia	J=1	J=2	J=3	J=4	J=5	J=6	J=7
3.82	1.93	2.10					
4.02	1.81	1.87					
4.23	1.82	1.95					
4.44	1.75	1.75					
4.67	1.71	1.36					
4.91	1.65	1.20					
5.16	1.59	1.11	0.04				
5.43	1.53	1.18	0.06				
5.70	1.48	0.997	0.093				
6.00	1.425	0.917	0.153				
6.30	1.370	1.260	0.240				
6.63	1.320	0.680	0.220				
6.97	1.250	0.680	0.171				
7.33	1.230	0.680	0.230				0.816
7.40	1.220	0.680	0.240	0.044			0.800
7.50	1.200	0.650	0.290	0.050			0.750
7.70	1.160	0.630	0.340	0.060			0.650
8.00	1.120	0.560	0.400	0.076			0.550
8.10	1.110	0.470	0.389	0.074			0.515
8.20	1.100	0.450	0.368	0.070			0.400
8.30	1.080	0.410	0.316	0.060			0.385
8.40	1.070	0.380	0.263	0.050			0.375
8.51	1.060	0.350	0.247	0.047	0.002		0.365
9.00	1.010	0.270	0.142	0.027	0.006		0.311
10.00	0.940	0.210	0.142	0.027	0.021		0.387
11.00	0.860	0.190	0.180	0.030	0.040		0.350
12.00	0.800	0.170	0.200	0.038	0.078		0.536
14.00	0.690	0.150	0.200	0.060	0.130		0.640
16.00	0.607	0.140	0.140	0.060	0.160	0.020	0.671
18.00	0.542	0.120	0.100	0.040	0.150	0.068	0.738
20.00	0.485	0.110	0.080	0.020	0.145	0.111	0.770
22.00	0.437	0.095	0.070	0.007	0.141	0.165	0.802
24.00	0.406	0.084	0.062	0.005	0.138	0.207	0.816
26.00	0.370	0.075	0.058	0.005	0.135	0.210	0.805
28.00	0.346	0.067	0.052	0.005	0.133	0.210	0.773
30.00	0.318	0.060	0.044	0.005	0.130	0.210	0.755

Energía	J=1	J=2	J=3	J=4	J=5	J=6	J=7
35.00	0.259	0.055	0.041	0.005	0.125	0.209	0.685
40.00	0.220	0.050	0.036	0.005	0.120	0.207	0.625
45.00	0.194	0.040	0.032	0.005	0.115	0.206	0.585
50.00	0.177	0.030	0.029	0.005	0.110	0.204	0.538
55.00	0.159	0.025	0.026	0.005	0.100	0.197	0.492
60.00	0.141	0.022	0.024	0.005	0.094	0.191	0.452
65.00	0.125	0.021	0.022	0.004	0.084	0.180	0.417
70.00	0.113	0.019	0.021	0.004	0.080	0.182	0.384
80.00	0.096	0.017	0.020	0.004	0.065	0.173	0.350
100.00	0.071	0.016	0.020	0.004	0.055	0.168	0.290
126.00	0.057	0.016	0.020	0.004	0.043	0.160	0.240
159.00	0.048	0.015	0.020	0.004	0.034	0.155	0.210
200.00	0.042	0.015	0.020	0.004	0.027	0.150	0.160
251.00	0.037	0.015	0.020	0.004	0.019	0.146	0.130
316.00	0.034	0.015	0.020	0.004	0.019	0.146	0.100
398.00	0.034	0.015	0.020	0.004	0.019	0.146	0.080
1000.00	0.033	0.015	0.020	0.004	0.019	0.146	0.040

Secciones eficaces actualizadas segun la referencia 21.

Notese que las únicas secciones que no se modificaron con respecto a las utilizadas en el código original son las del canal J=5.

Energía	J=1	J=2	J=3	J=4	J=5	J=6	J=7
0.00	20.0	4.90					
0.25	8.65	4.05					
0.50	6.19	3.40					
0.80	4.80	2.96					
1.00	4.25	2.58					
1.21	3.85	2.34					
1.48	3.40	2.08					
1.72	3.16	1.89					
2.00	2.90	1.65					
2.10	2.84	2.20					
2.21	2.75	1.61					
2.56	2.50	1.60					
2.69	2.42	1.68					

Energia	J=1	J=2	J=3	J=4	J=5	J=6	J=7
2.83	2.35	2.00					
2.97	2.28	2.85					
3.13	2.20	1.15					
3.29	2.14	2.05					
3.46	2.07	2.30					
3.82	1.93	2.10					
4.02	1.89	1.87					
4.23	1.82	1.95					
4.44	1.75	1.75					
4.67	1.71	1.36					
4.91	1.65	1.20					
5.16	1.59	1.11	0.04				
5.43	1.53	1.18	0.06				
5.70	1.48	0.997	0.093				
6.00	1.425	0.917	0.240				
6.30	1.370	1.26	0.350				
6.63	1.320	0.680	0.326				
6.97	1.250	0.680	0.182				
7.33	1.230	0.680	0.230				0.816
7.40	1.220	0.680	0.243	0.034			0.800
7.50	1.200	0.650	0.261	0.037			0.750
7.70	1.160	0.630	0.298	0.043			0.650
8.00	1.120	0.560	0.353	0.073			0.550
8.10	1.110	0.470	0.371	0.065			0.515
8.20	1.100	0.450	0.390	0.057			0.400
8.30	1.080	0.410	0.408	0.050			0.385
8.40	1.070	0.380	0.426	0.041			0.375
8.51	1.060	0.350	0.445	0.034	0.002		0.365
9.00	1.010	0.270	0.345	0.030	0.006		0.311
10.00	0.940	0.210	0.321	0.036	0.021		0.387
11.00	0.860	0.190	0.297	0.042	0.040		0.350
12.00	0.800	0.170	0.273	0.049	0.078		0.536
14.00	0.690	0.150	0.261	0.062	0.130		0.640
16.00	0.607	0.140	0.184	0.074	0.160	0.014	0.671
18.00	0.542	0.120	0.130	0.072	0.150	0.030	0.738
20.00	0.485	0.110	0.127	0.070	0.145	0.034	0.770

Energía	J=1	J=2	J=3	J=4	J=5	J=6	J=7
22.00	0.437	0.095	0.123	0.068	0.141	0.038	0.802
24.00	0.406	0.084	0.120	0.066	0.138	0.042	0.816
26.00	0.370	0.075	0.117	0.064	0.135	0.147	0.805
28.00	0.346	0.067	0.14	0.062	0.133	0.051	0.773
30.00	0.318	0.060	0.111	0.060	0.130	0.055	0.755
35.00	0.259	0.055	0.103	0.056	0.125	0.066	0.685
40.00	0.220	0.050	0.096	0.051	0.120	0.093	0.625
45.00	0.194	0.040	0.089	0.046	0.115	0.087	0.585
50.00	0.177	0.030	0.081	0.041	0.110	0.097	0.538
55.00	0.159	0.025	0.074	0.037	0.100	0.108	0.492
60.00	0.141	0.022	0.067	0.032	0.094	0.126	0.452
65.00	0.125	0.021	0.059	0.027	0.084	0.129	0.417
70.00	0.113	0.019	0.052	0.023	0.080	0.139	0.384
80.00	0.096	0.017	0.037	0.013	0.065	0.160	0.350
100.00	0.071	0.016	0.013	0.004	0.055	0.182	0.290
126.00	0.057	0.016	0.011	0.004	0.043	0.182	0.240
159.00	0.048	0.015	0.009	0.004	0.034	0.182	0.210
200.00	0.042	0.015	0.009	0.004	0.027	0.182	0.160
251.00	0.037	0.015	0.009	0.004	0.019	0.182	0.130
316.00	0.034	0.015	0.009	0.004	0.019	0.182	0.100
398.00	0.034	0.015	0.009	0.004	0.019	0.182	0.080
1000.00	0.033	0.015	0.009	0.004	0.019	0.182	0.040

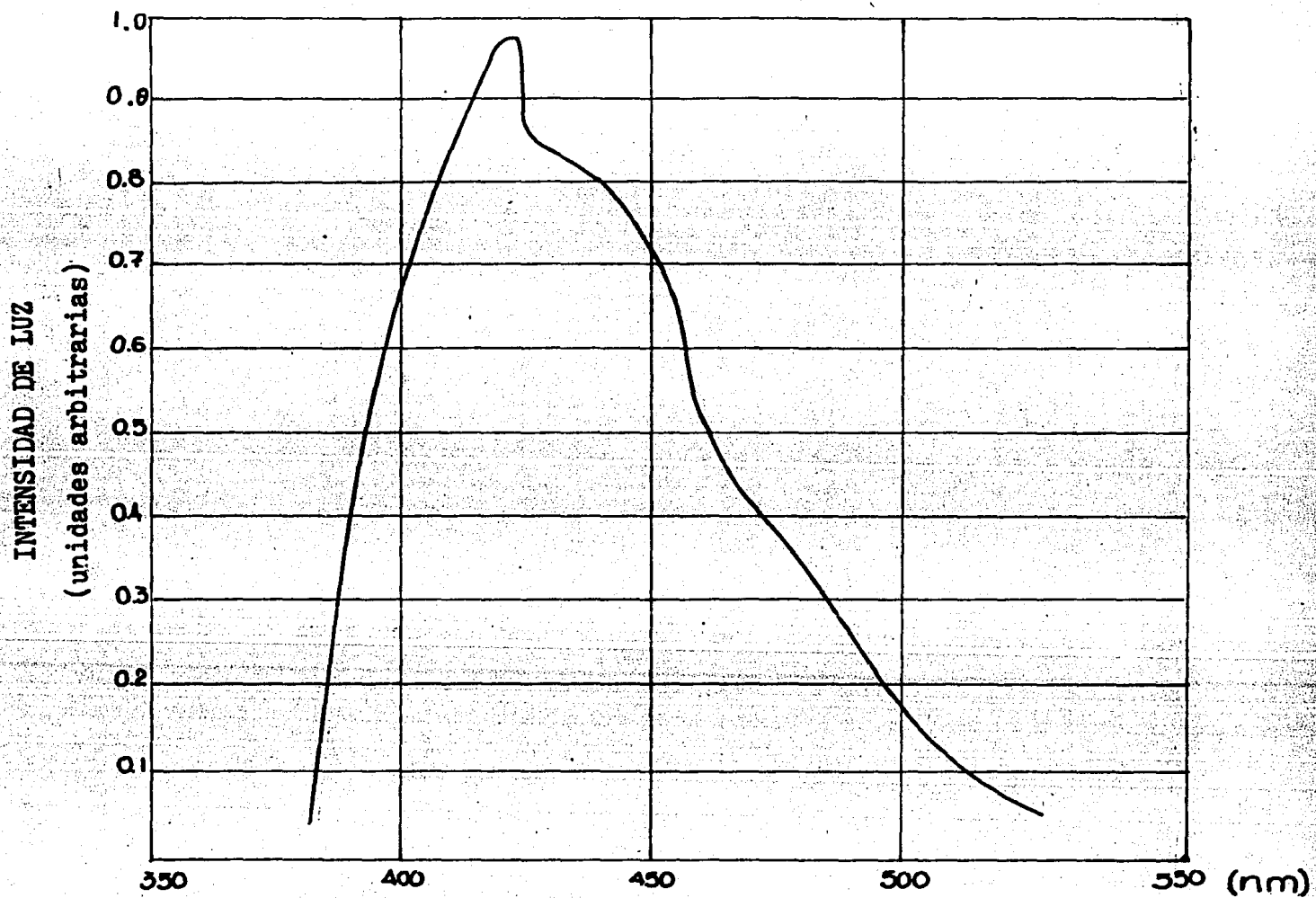


Fig. 1. Espectro de emisión del centellador líquido NE-213.

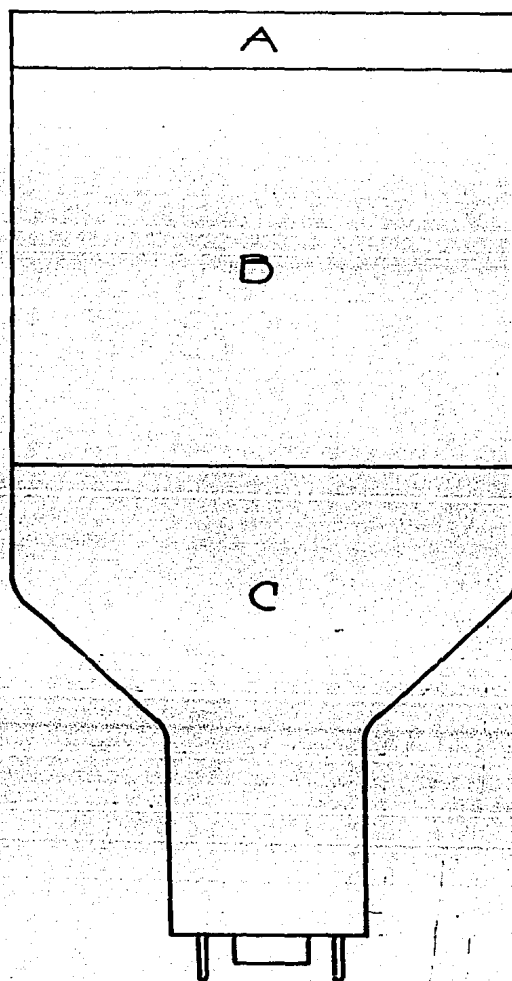


Fig. 2. Elementos constitutivos de un foswich. A) Centellador con constante de decaimiento lenta. B) Centellador con constante de decaimiento rápida. C) Tubo fotomultiplicador.

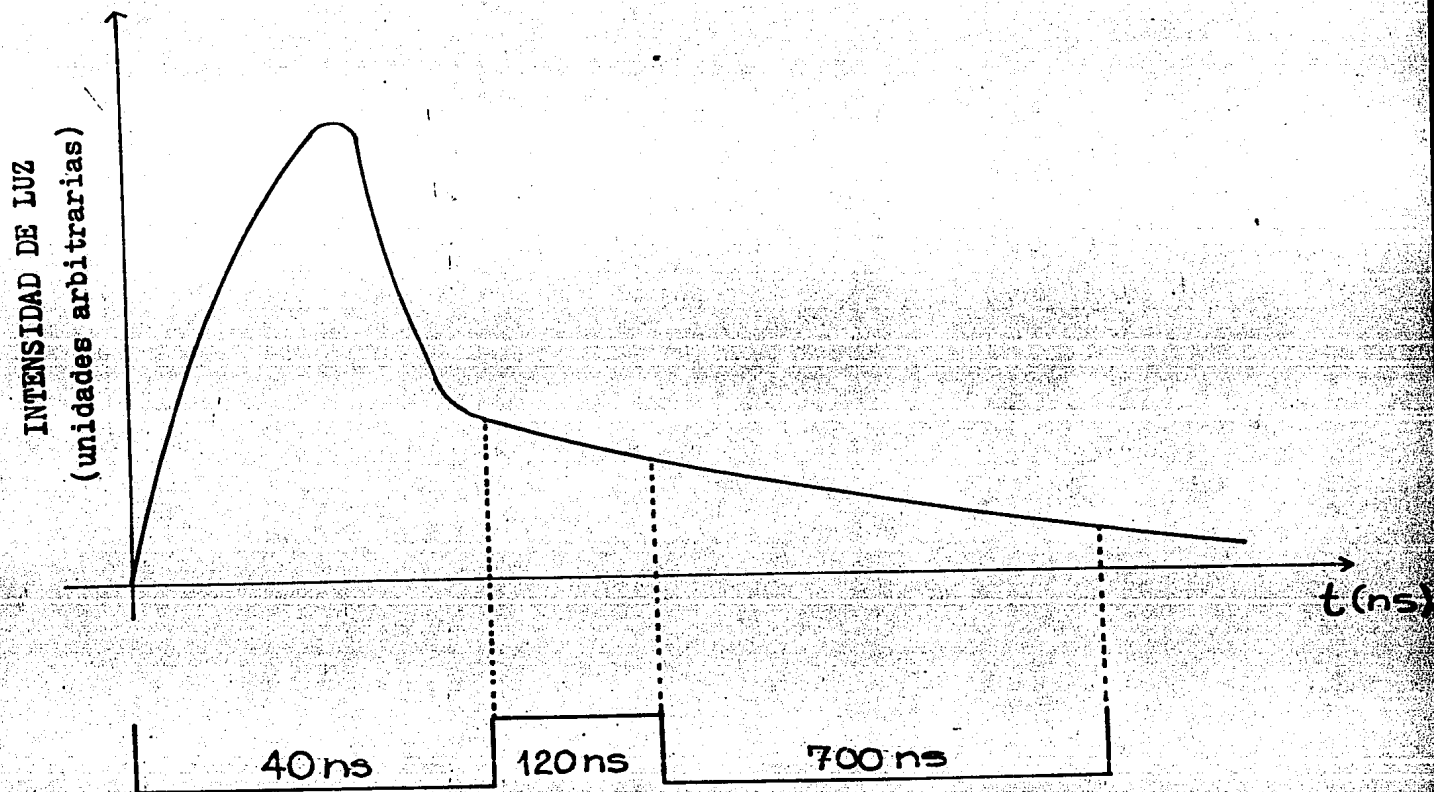


Fig. 3. Pulso obtenido en un foswich cuando una partícula cargada incide sobre éste. Se muestran las compuertas de integración para realizar la identificación de la partícula incidente. El eje del tiempo no es lineal (para mostrar detalles de la forma de pulso). (El pulso eléctrico es negativo).

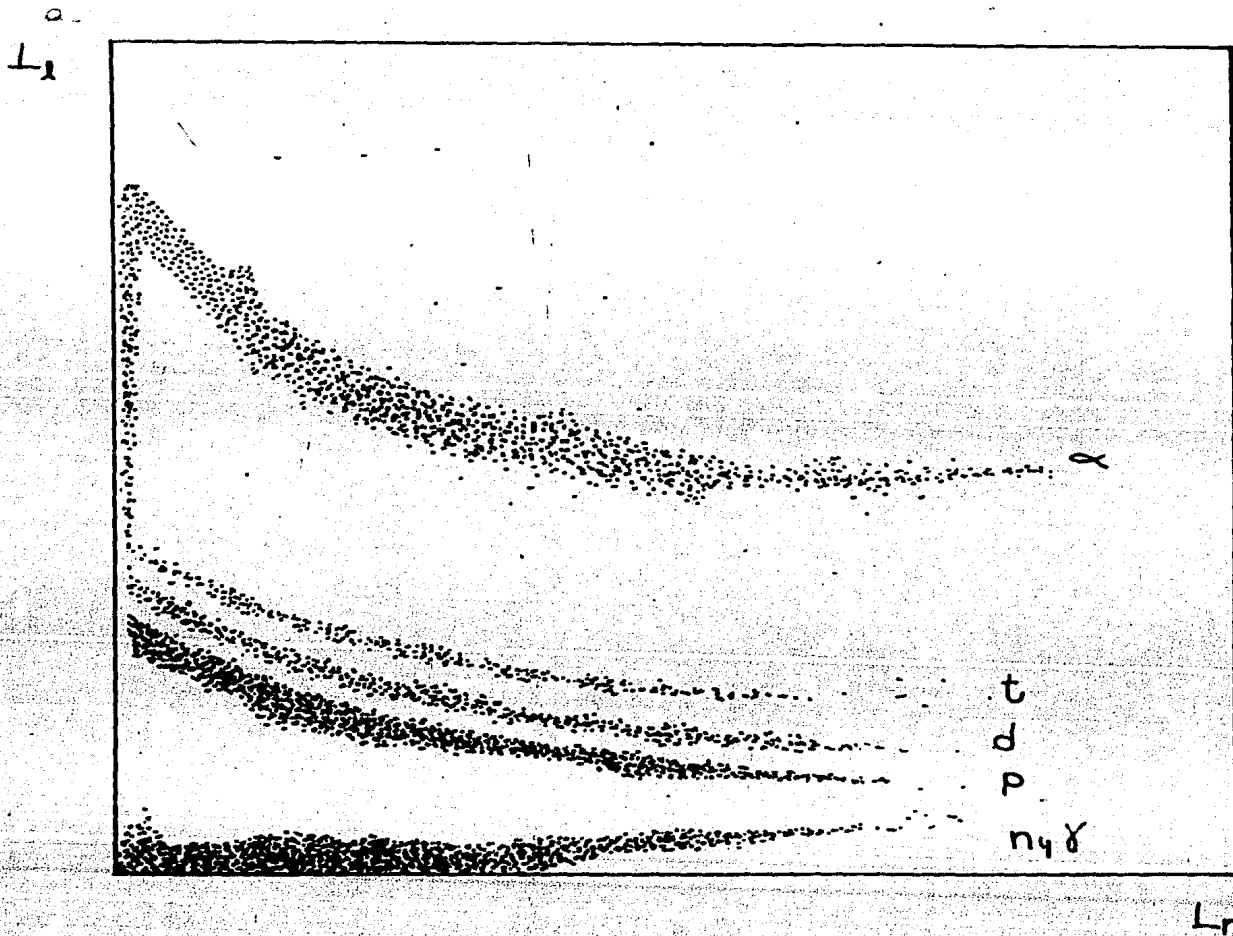


Fig. 4. Curvas de identificación de partículas cargadas ($Z=1$ y $Z=2$), obtenidas con un foswich de CaF_2 y NE-110. En el eje de las X se tiene la luz de salida integrada por una compuerta de 40 ns y en el eje de las Y, la integración del pulso por 700 ns. Ambas compuertas están separadas por un intervalo de 120 ns (ref. 5).

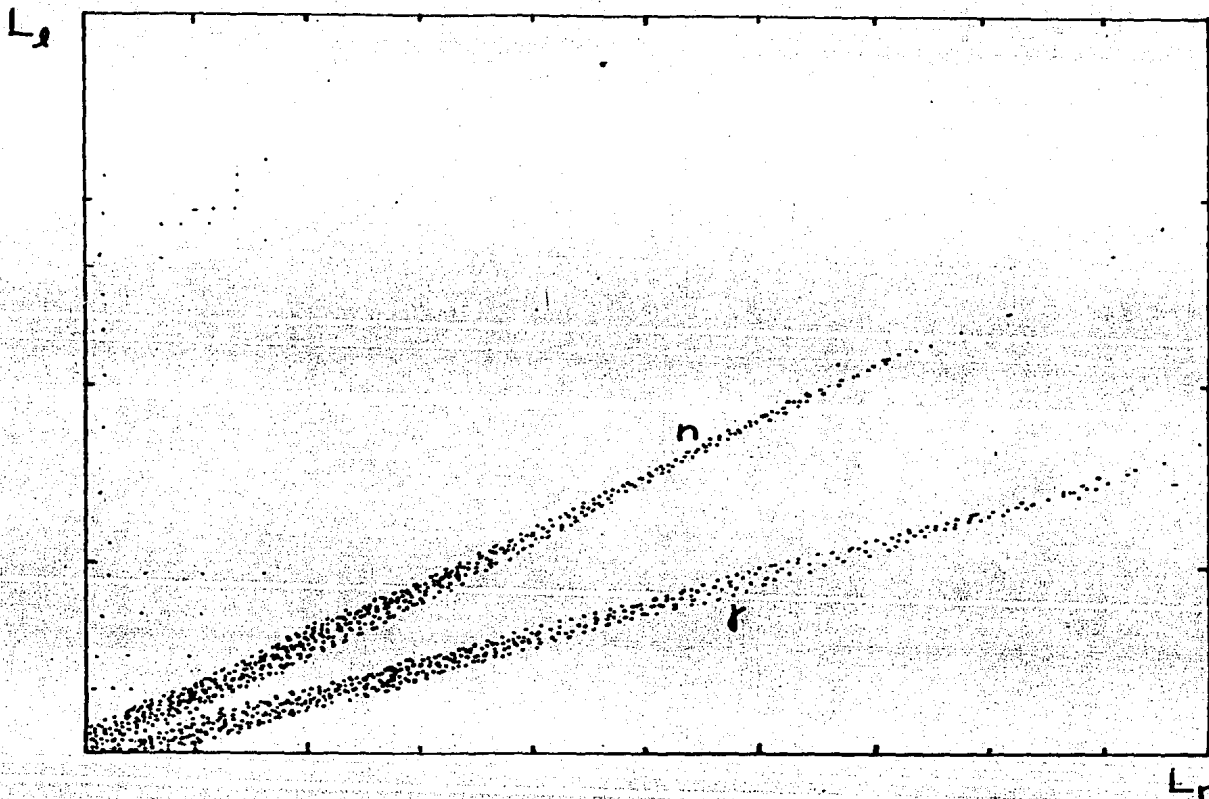


Fig. 5. Identificación de neutrones y rayos γ con un Fostrón formado con CaF_2 y NE-213. En el eje de las X se tiene la luz correspondiente a la constante de decaimiento rápida del centellador rápido (primera compuerta) y en el eje de las Y, la luz de salida de la componente lenta del centellador rápido (segunda compuerta). Las compuertas de integración empleadas son de 40 y 700 ns separadas por 120 ns.

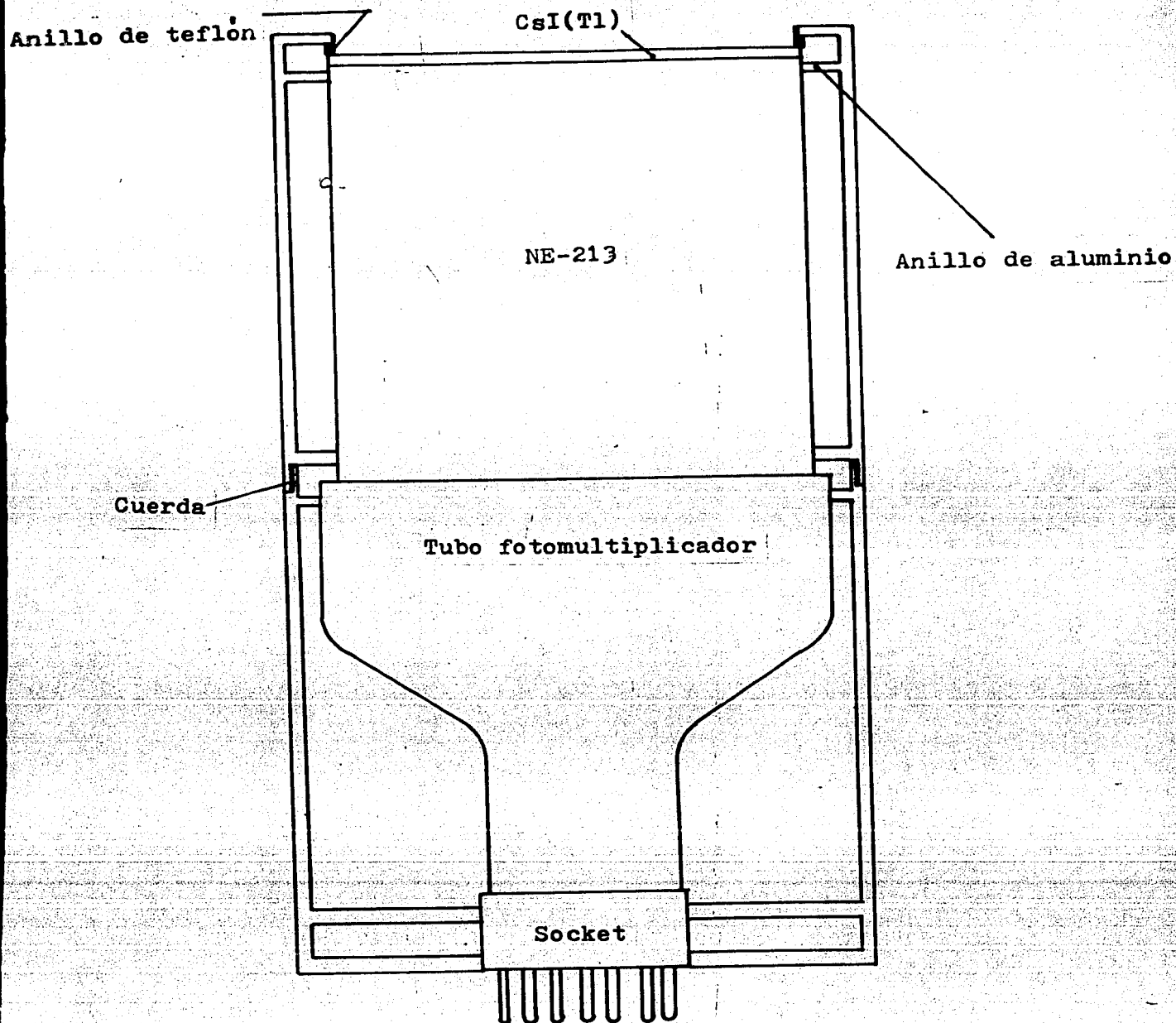


Fig. 6. Configuración del fostrón. El centellador lento es el CsI, colocado frente al centellador rápido NE-213. Estos están acoplados ópticamente a un tubo fotomultiplicador Hamamatsu R1512. Todo el sistema es encapsulado en un cilindro de aluminio, el cual puede desatornillarse para sustituir, en su momento, cualquier pieza dañada. Los anillos interiores mantienen fijos los componentes del detector. El anillo de teflón es para evitar dañar al centellador con el armazón de aluminio.

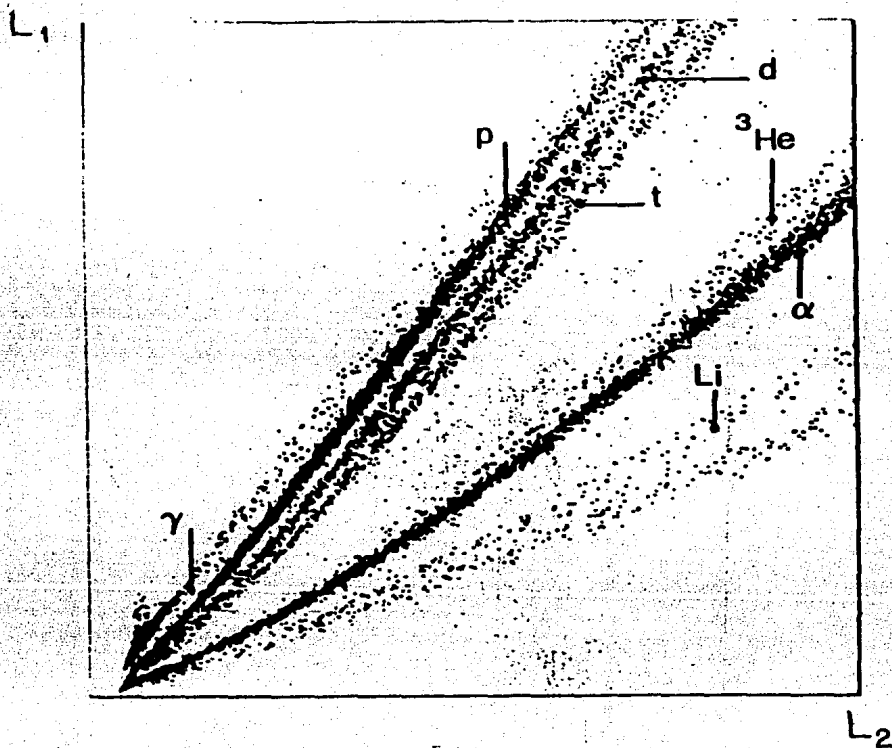


Fig. 7. Curvas de identificación de partículas cargadas ($Z=1$ y $Z=2$) y rayos γ , obtenidas con el centellador CsI, utilizando su propiedad de discriminación de pulso (ref. 15). L_1 es la luz de salida integrada en una compuerta de 400 ns y L_2 es la luz obtenida en una compuerta de integración de 1000 ns, separadas por un intervalo de 1600 ns (ver fig. 8).

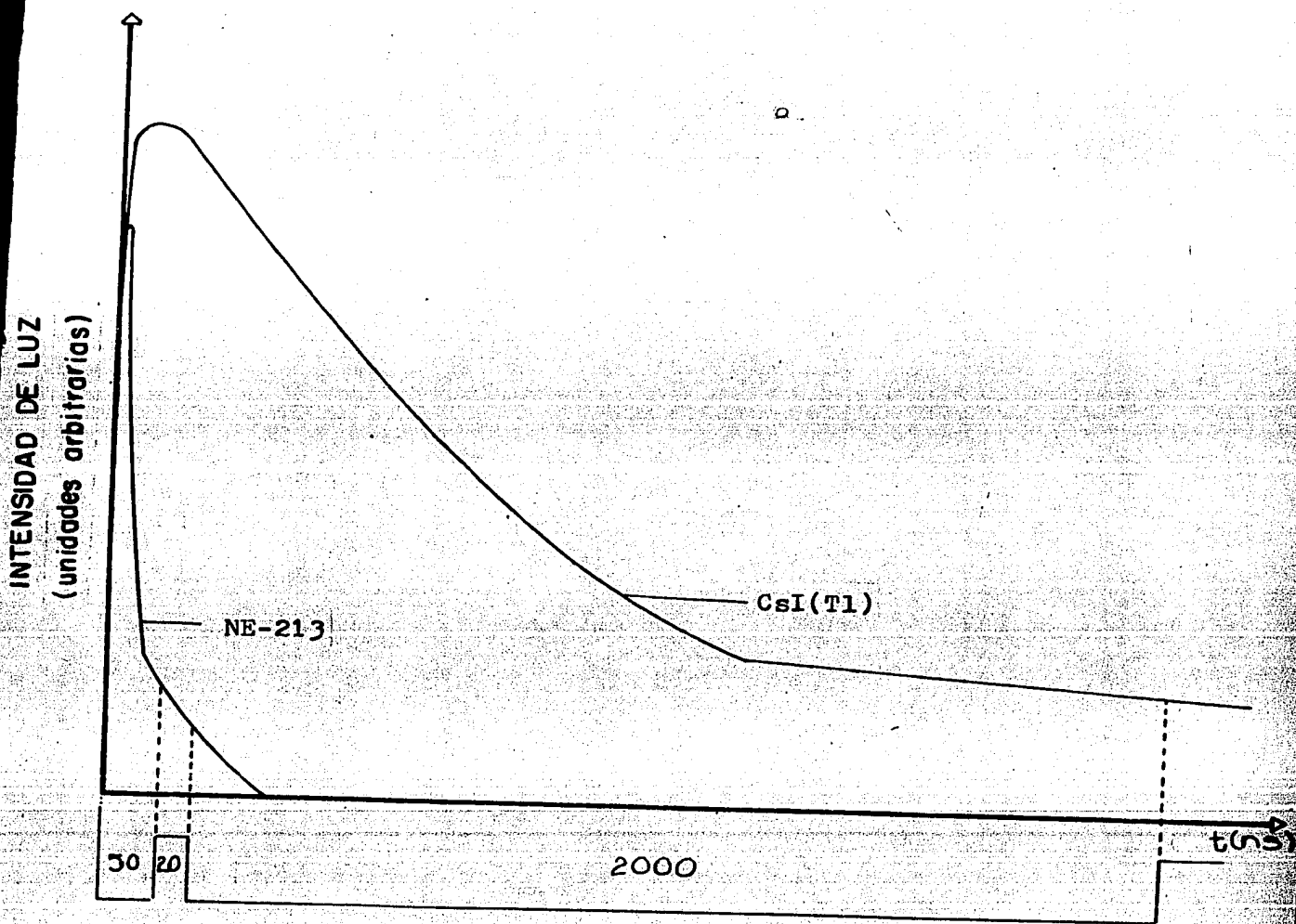


Fig. 8. Pulsos del fostrón propuesto para bajas energías. Se muestran los pulsos de luz del centellador rápido (NE-213) y del centellador lento (CsI). Las compuertas de integración son de 50 ns y 2000 ns, separadas por 20 ns. En condiciones normales de operación sólo existe una señal de luz: la señal del NE-213 cuando la partícula incidente es un neutrón o un rayo γ , o la señal del CsI cuando la partícula incidente es cargada.

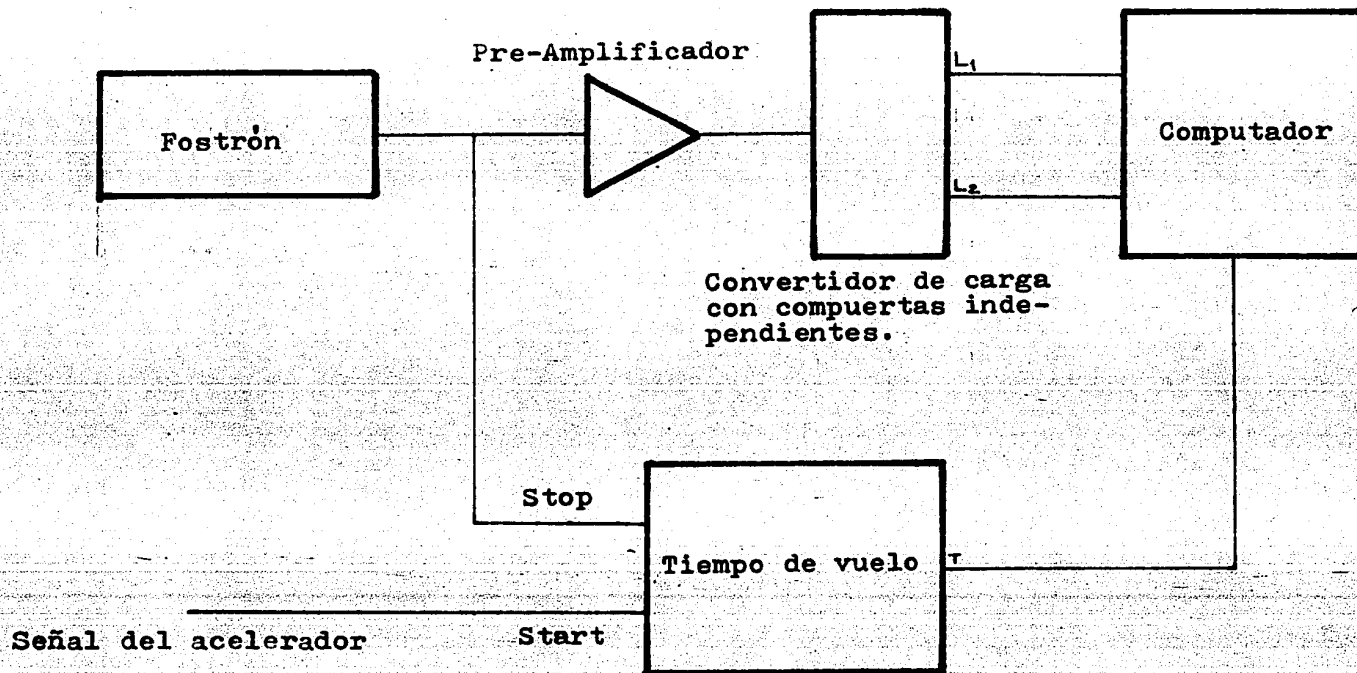
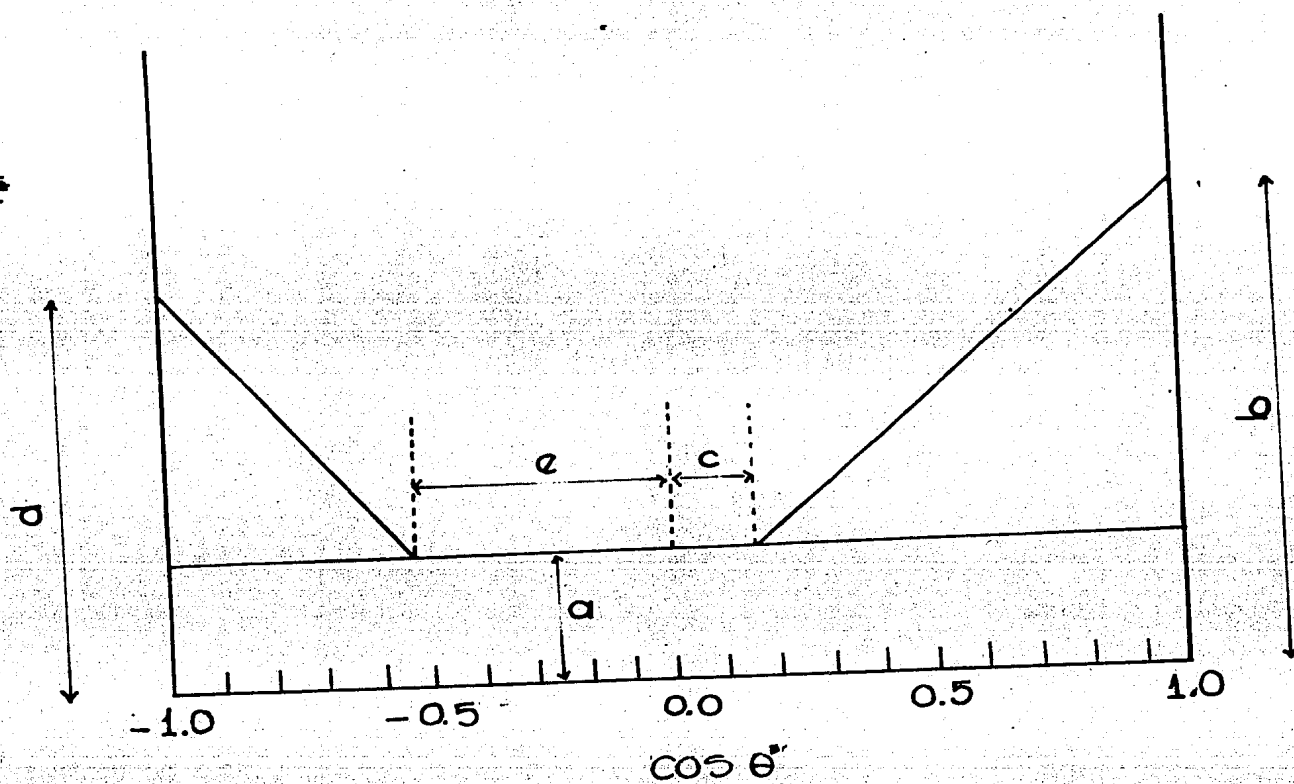


Fig. 7. Electrónica asociada. Arreglo de los elementos asociados al fostrón para análisis del pulso.

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 

* En el sistema de referencia del centro de masa.

Fig. 10. Parámetros de la distribución angular para la dispersión elástica no difractiva entre un neutrón y un carbono.

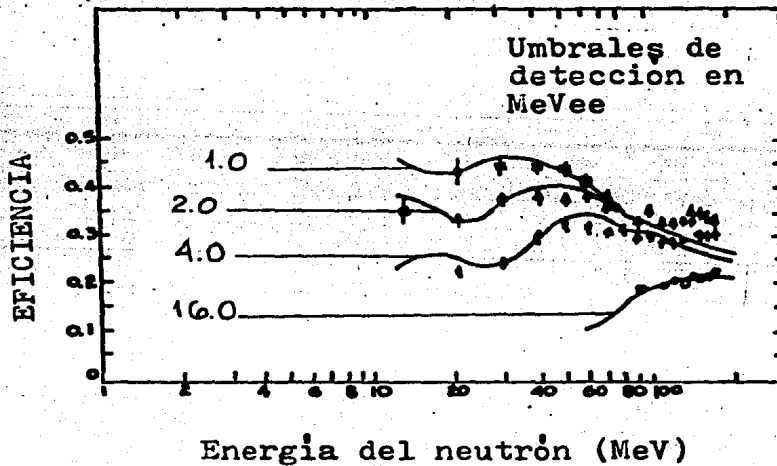
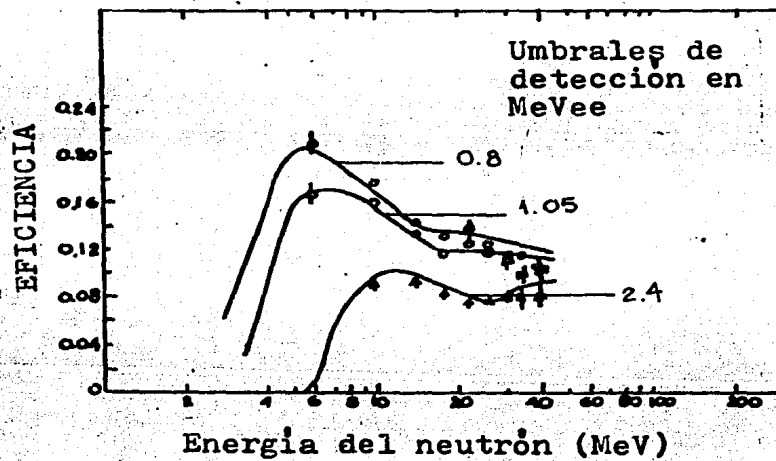
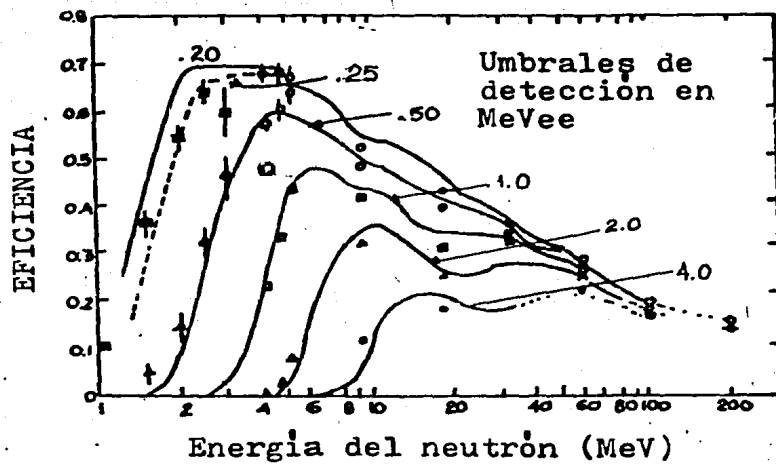


Fig. 11. Comparación de las predicciones de eficiencia del código original de Stanton con las eficiencias medidas experimentalmente para tres centelladores: a (ref. 26); b (ref. 27); c (ref. 17).

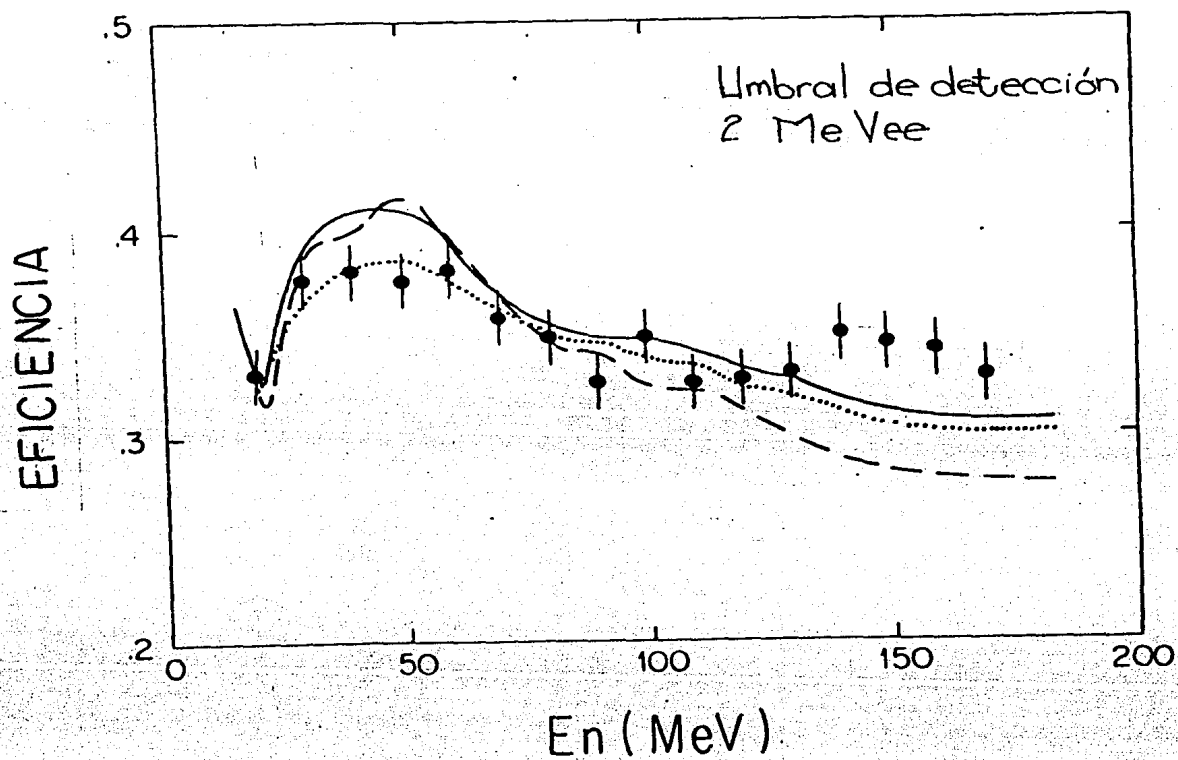
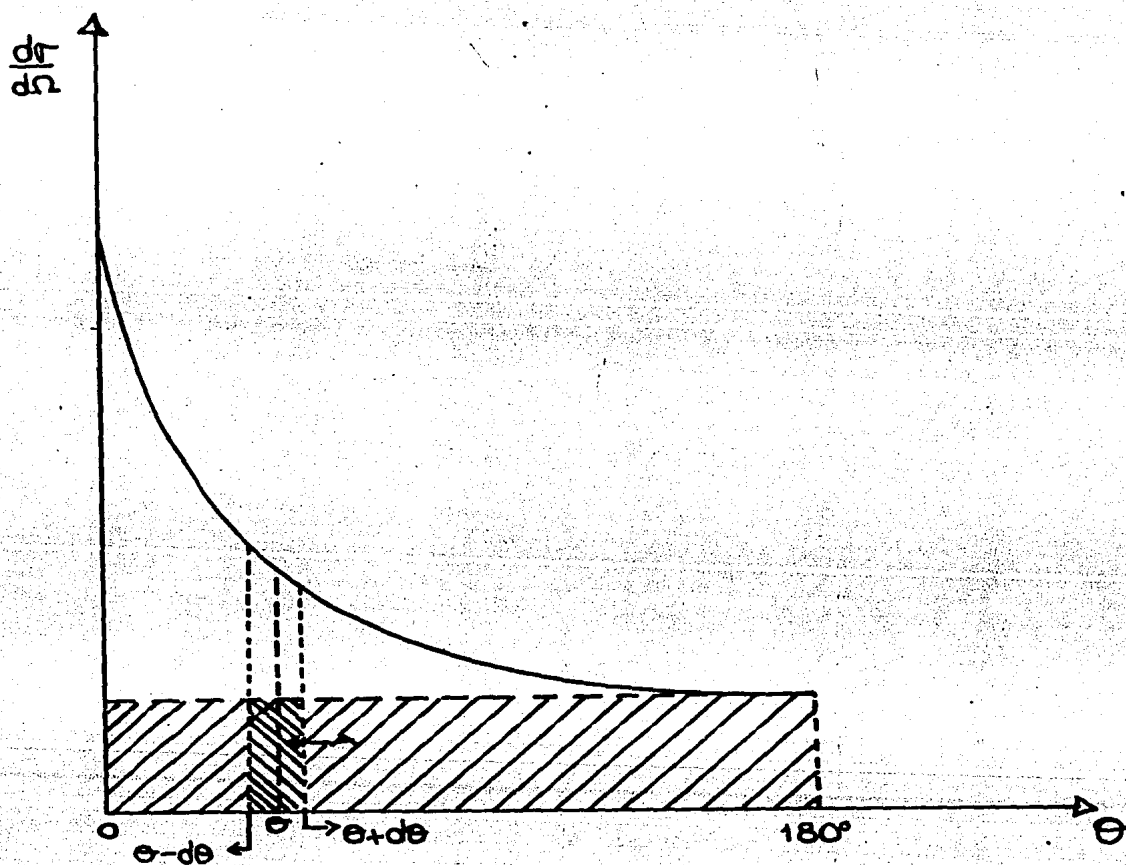


Fig. 12 Eficiencia para el detector de J. C. Young et al. (ref. 17), muestra la línea discontinua el cálculo de eficiencia obtenido con el código original de Stanton. No se observan cambios apreciables en la eficiencia al incorporar el efecto de borde ni en la función de respuesta de luz al código. La línea punteada muestra el efecto de incorporar las secciones eficaces de A. Del Guerra (ref. 21). La línea continua es el cálculo final de la eficiencia, al incorporar la nueva distribución angular y energética en el canal C(n,p)D.



En el sistema de referencia del centro de masa

Fig. 13. Distribución angular para los protones de la reacción $C(n,p)B$. La región no sombreada debajo de la curva corresponde a eventos de interacción directa y la sombreada a aquellos que obedecen el modelo de núcleo compuesto. En estas condiciones, una vez elegido el ángulo θ de dispersión (en el centro de masa) del protón el peso W_1 que se le da a la distribución energética de núcleo compuesto es igual al porcentaje que el área A representa del área total subtendida por la curva misma y limitada por $\theta - d\theta$ y $\theta + d\theta$. La probabilidad de que el protón obedezca una distribución energética de interacción directa es $W_d = 1 - W_1$.

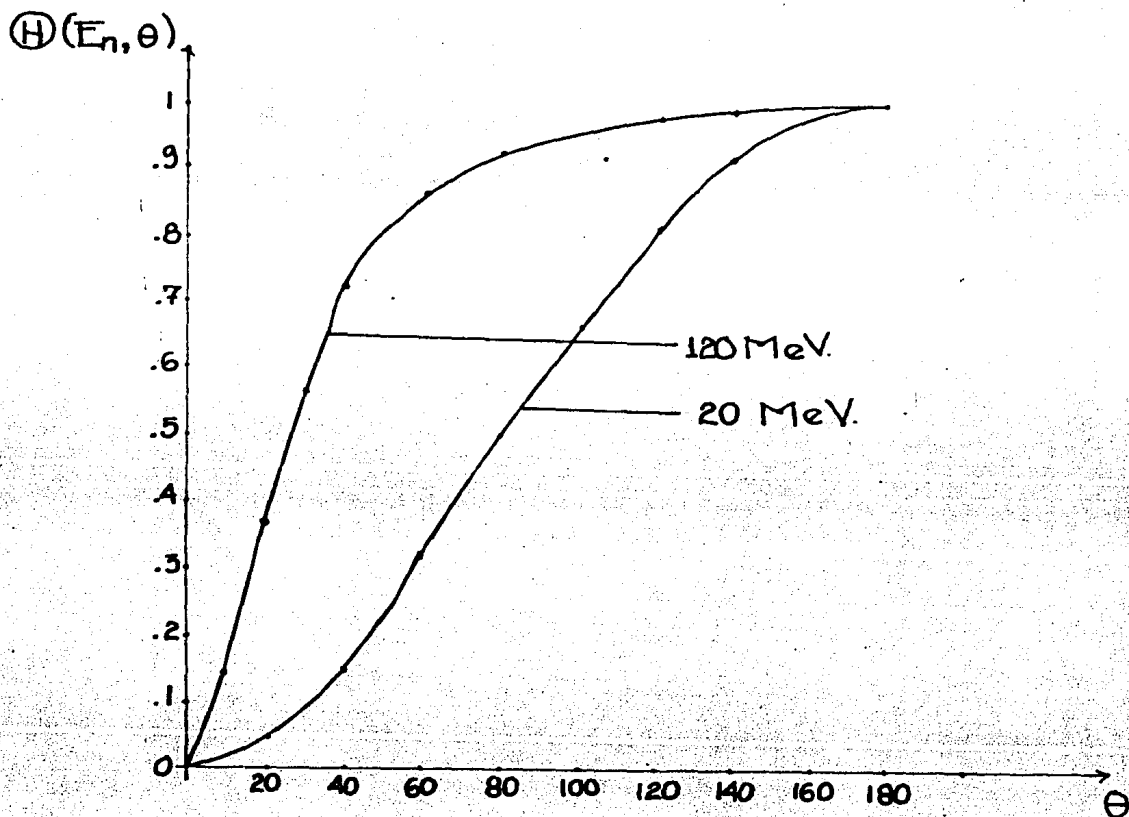


Fig. 14. Distribución angular integral de los protones de la reacción $C(n,p)B$. Esta función es la integral de la figura 13. Debe observarse que para neutrones de baja energía (menor a 20 MeV.) la distribución angular de los protones es aproximadamente isotrópica y su distribución angular integral tiende a ser una línea recta que pasa por el origen y por el punto (180, 1) como por ejemplo la curva para 20 MeV que se muestra en esta figura. Para energías de incidencia mayores (ejemplo 120 MeV) la distribución integral es preferente en la región de ángulos pequeños.

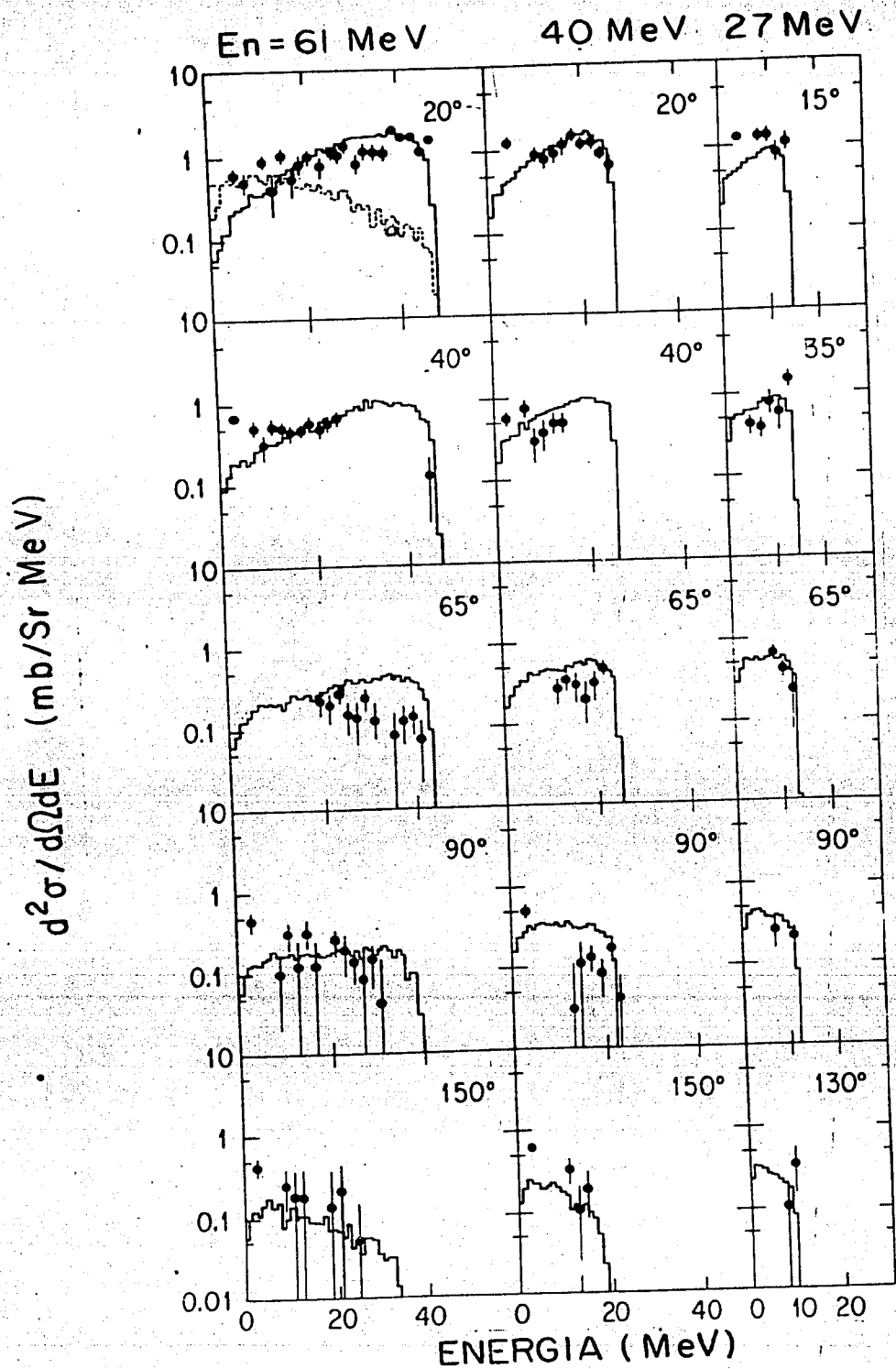


Fig. 15. Comparación de los resultados experimentales de T. S. Subramanian et al (ref. 25). y las predicciones de la versión final del código de Stanton (ref. 22). La curva discontinua es la predicción del Código original de Stanton.

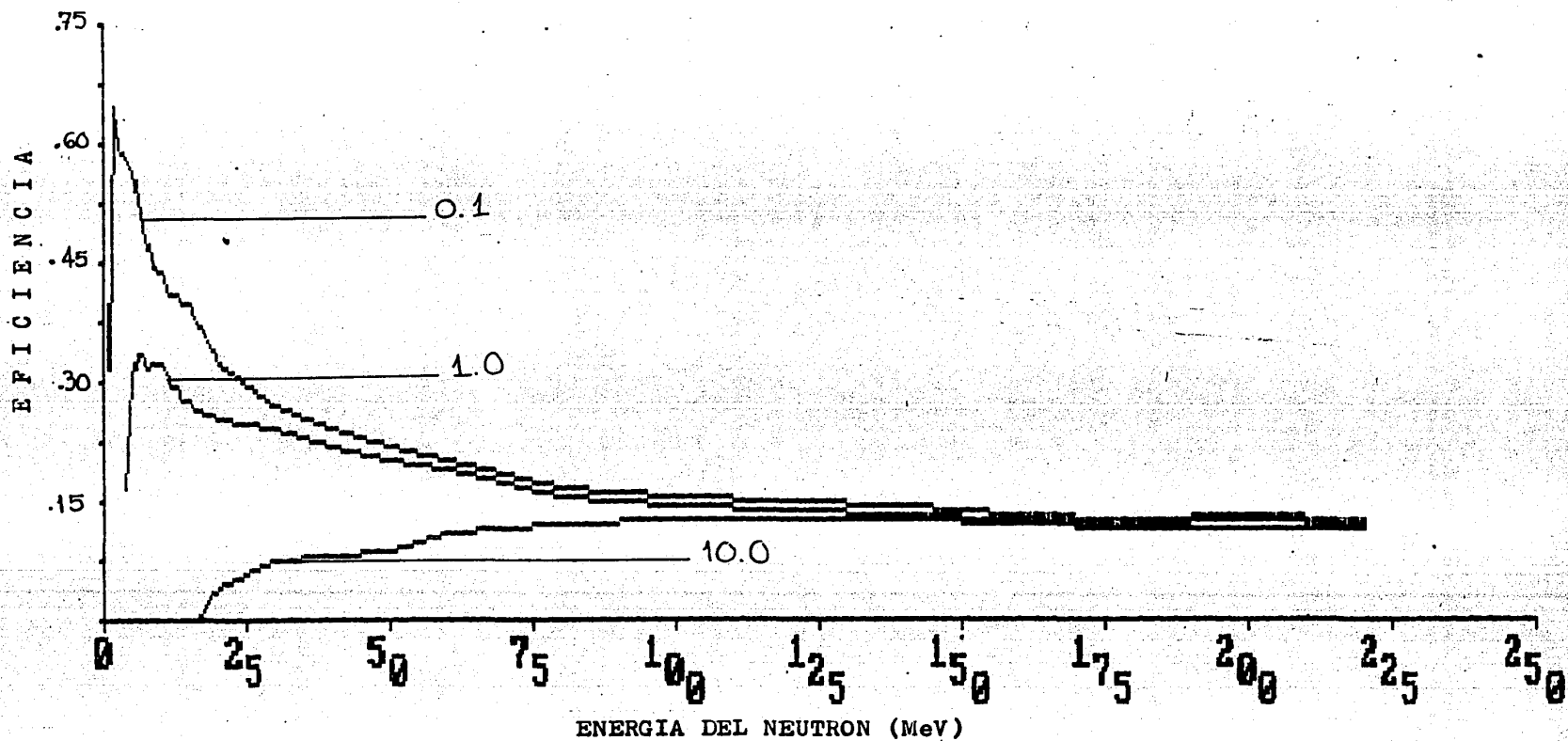


Fig. 16. Cálculo de eficiencia para neutrones del centellador líquido NE-213 que forma parte del fostrón diseñado. Su geometría es cilíndrica de 12.7 cm de grueso por 12.7 cm de diámetro. Los umbrales de detección son de .1, 1 y 10 MeVee. La incidencia de los neutrones es uniforme sobre la cara del centellador.

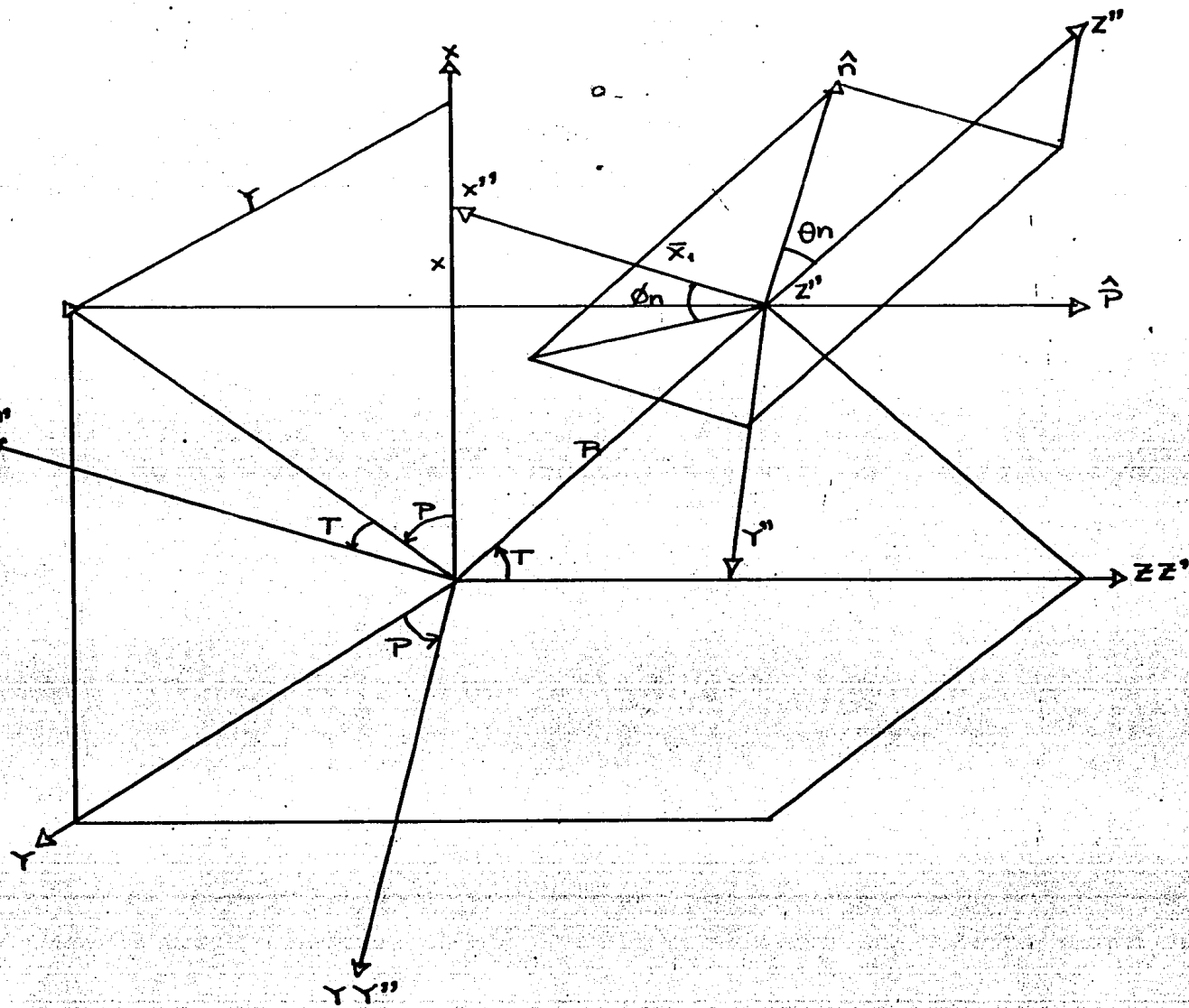


Fig. 17. El radio vector R representa la trayectoria del neutrón dentro del centellador, y al final de éste, es el punto donde se produce una reacción elástica con un hidrógeno. Los ejes rotados y trasladados X'' , Y'' , Z'' son a partir de los cuales se miden los ángulos de dispersión y azimutal del neutrón dispersado. Los ángulos T y P son dos de los ángulos directores del neutrón incidente.

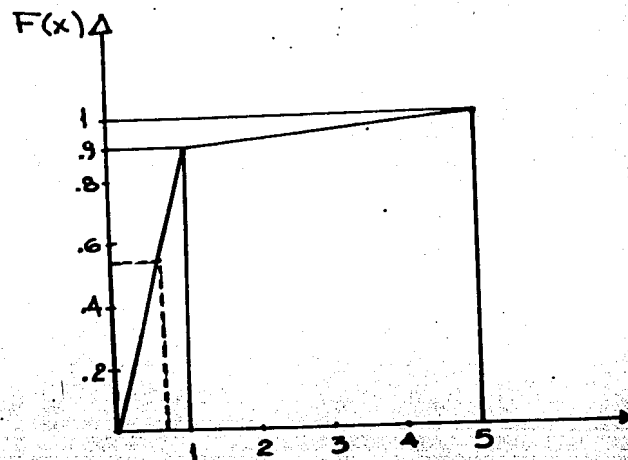
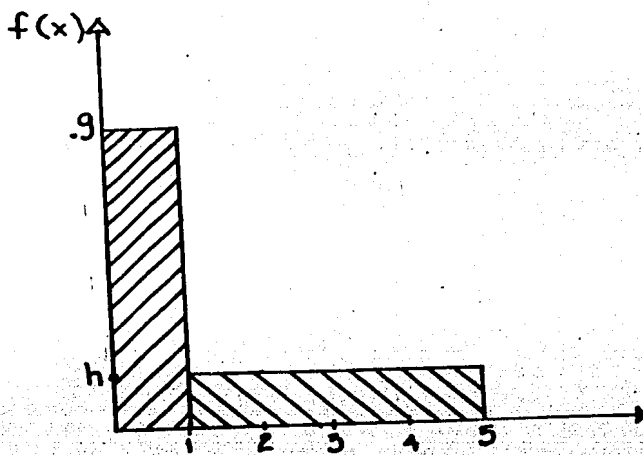


Fig. B.1. La figura 1 muestra una función distribución $f(x)$, en la cual la probabilidad de obtener un evento un evento entre 0 y 1 es .9 y la probabilidad de obtenerlo enter 1 y 5 es $1/10$. De esta manera se tiene una función distribución normalizada. En la figura 2 se tiene la función distribución integral $F(x)$ de $f(x)$, en esta gráfica la probabilidad de elegir un número entre 0 y .9 del eje vertical, al escogerlo al azar, es precisamente igual a la longitud del intervalo (.9). Si a partir de este número se traza una línea horizontal hasta intersectar a la función $F(x)$ y a partir de esa intersección se dibuja una línea vertical, hasta cortar al eje horizontal se obtendrá un valor para el evento entre 0 y 1. Del mismo modo, la probabilidad de elegir un número entre .9 y 1 del eje vertical es .1, que al repetir el procedimiento anterior se tiene un valor entre 1 y 5 para el evento que obedece esta distribución. Es decir, a partir de una distribución uniforme es posible obtener una serie de eventos que obedecen una distribución particular.

BIBLIOGRAFIA

- 1) Glen F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Edit. John Wiley and Sons, 1979.
- 2) J. B. Birks, Scintillation Counters, McGraw-Hill 1953.
- 3) R. L. Craun and D. L. Smith, Nucl. Instr. and Meth. 80 (1970) 239.
- 4) M. Buenerd, D. L. Hendrie, U. Jahnke, J. Mahoney, A. Menchaca-Rocha, C. Olmer and D. K. Scott, Nucl. Instr. and Meth. 136 (1976) 173.
- 5) C. Pastor, F. Benrachi, B. Chambon and D. Drain, Nucl. Instr. and Meth. 212 (1983) 209.
- 6) T. K. Alexander and F. S. Goulding, Nucl. Instr. and Meth. 13 (1961) 244.
- 7) Christopher L. M., Joseph E. Bolger., Gerald W. Hoffmann., C. Fred Moore., L. Eugene Smith and Henry A. Thiessen, Nucl. Instr. and Meth. 137 (1976) 397.
- 8) R. A. Winyard, J. E. Lutkin and G. W. McBeth, Nucl. Instr. and Meth. 95 (1971) 141.
- 9) Zane W. Bell, Nucl. Instr. and Meth. 188 (1981) 105.
- 10) F. S. Goulding, D. A. Landis, J. Cerny and R. H. Pehl, Nucl. Instr. and Meth. 31 (1964) 1.
- 11) J. B. Marion and J. L. Fowler, Fast Neutron Physics, Volumen I, New York Interscience publishers, 1960.
- 12) C. Pastor, F. Benrachi, B. Chambon and D. Drain, Nucl. Instr. and Meth. 227 (1984) 87.
- 13) H. H. Andersen and J. F. Ziegler, Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All elements, Vol. 3, Pergamon Press.
- 14) J. F. Ziegler Helium Stopping Powers and Ranges in All elements, Vol. 4, Pergamon Press.
- 15) J. Alarja, A. Dauchy, A. Giorni, C. Morand, R. Billerey, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain and C. Pastor, Nucl. Instr. and Meth. A242 (86) 352.
- 16) N: R. Stanton COO-1545-92 (1971).
- 17) J. C. Young, J. L. Romero, F. P. Brady and J. R. Morales, Nucl. Instr. and Meth. 68 (1969) 333.
- 18) R. L. Craun and D. L. Smith, Nucl. Instr. and Meth. 80 (1970)

239.

19) D. L. Smith, R. G. Polk and T. G. Miller, Nucl. Instr. and Meth. 64 (1968) 157.

20) R. A. Cecil, B. D. Anderson and R. Madey, Nucl. Instr. and Meth. 161 (1979) 439.

21) A. Del Guerra, Nucl. Instr. and Meth. 135 (1976) 337.

22) J. J. Pérez-Padilla and M. E. Brandan, Nucl. Instr. and Meth. (1987).

23) Irving Kaplan, Nuclear Physics, second edition, Addison Wesley.

24) M. W. McNaughton, N. S. King, F. P. Brady and J. L. Ullmann, Nucl. Instr. and Meth. 129 (1975) 241.

25) T. S. Subramanian, J. L. Romero, F. P. Brady, J. W. Watson, D. H. Fitzgerald, R. Garrett, G. A. Needham, J. L. Ullmann, C. I. Zanelli, D. J. Brenner and R. E. Prael, Physical Review C Vol. 28 No 2 (1983) 521

26) R. M. Edelstein, J. S. Russ, R. C. Thatcher, M. Elfield, E. L. Miller, N. W. Reay, N. R. Stanton, M. A. Abolins, M. T. Lin, K. W. Edwards and D. R. Gill, Nucl. Instr. and Meth. 100 (1971) 355.

27) J. B. Hunt, C. A. Baker, C. J. Batty, P. Ford, E. Friedman, L. E. Williams, Nucl. Instr. and Meth. 85 (1970) 269.