



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

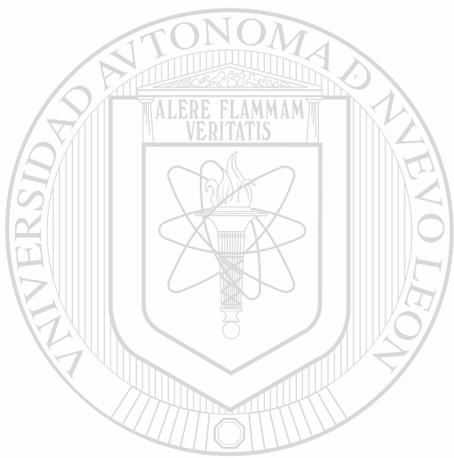
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

51
M
9





1020091258



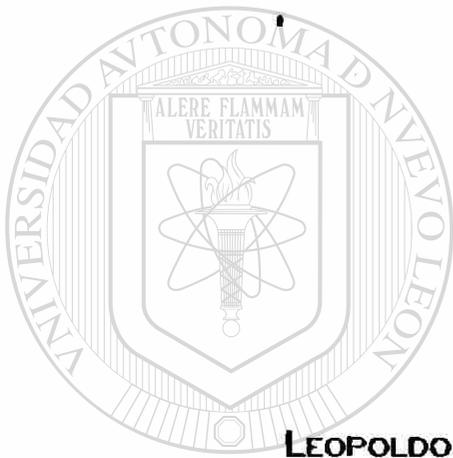
UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

**DETERMINACION EXPERIMENTAL
DEL TAMAÑO DEL NUCLEO DEL SILICIO**



PRESENTADO POR

LEOPOLDO LEONARDO QUIRINO TORRES

UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

®

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

**DETERMINACION EXPERIMENTAL
DEL TAMAÑO DEL NUCLEO DEL SILICIO**

**PRESENTADO POR
LEOPOLDO LEONARDO QUIRINO TORRES**

TESIS



Presentada en la División de Estudios Superiores de la
Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de
la Universidad Autónoma de Nuevo León
en cumplimiento parcial de los
requisitos para obtener el Grado de

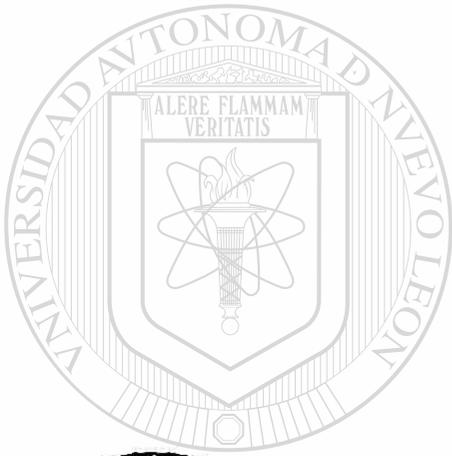
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

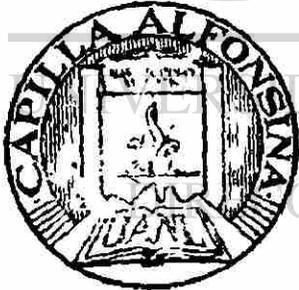
**MAESTRIA EN CIENCIAS CON ESPECIALIDAD
EN INGENIERIA NUCLEAR**

**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
SAN NICOLÁS DE LOS GARZA, N.L., MEX.
INVIERNO DE 1989**

TM
Z6651
FCFM
19 9
Q5



UANL

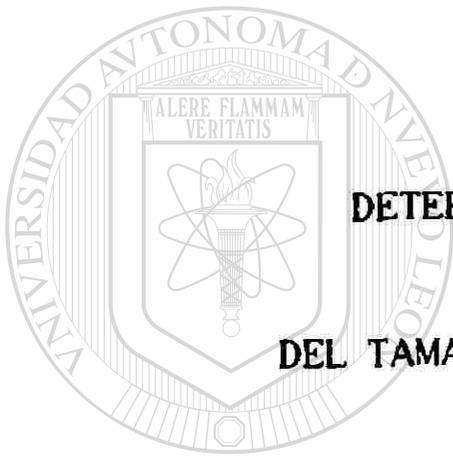


UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



162002



DETERMINACION EXPERIMENTAL

DEL TAMAÑO DEL NUCLEO DEL SILICIO

UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

®

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

APROBADO POR :

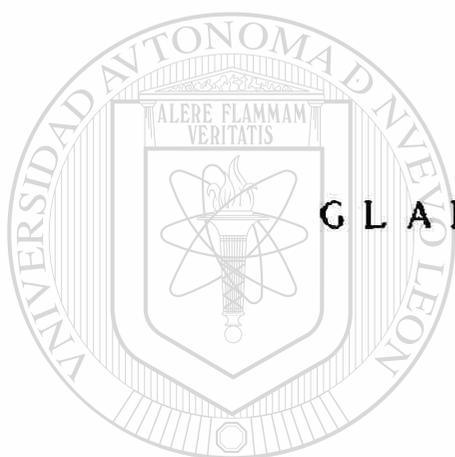
AGRADECIMIENTOS

Mi gratitud y reconocimiento a los profesores de la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la Universidad Autónoma de Nuevo León, especialmente al Dr. Federico A. Rodríguez, al M. en C. Carlos Flores Jáuregui, al Dr. Bernabé Rodríguez Buenroastro y a la memoria del M. en C. Edgar Treviño de los Santos, por su orientación, asesoría y ayuda brindada durante mis estudios en esta Facultad.

Mi gratitud al personal del Laboratorio de Enseñanza en Ingeniería Nuclear de la Universidad de Texas en Austin, Texas, por su apoyo material brindado para la realización del presente trabajo, especialmente al Dr. Nolan E. Hertel.

Mi agradecimiento a nuestra Alma Mater la Universidad Autónoma de Nuevo León, a la Universidad Autónoma de Zacatecas y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por su apoyo económico.

CON TODO MI AMOR AL APOYO, AL IMPULSO
Y AL SACRIFICIO DE SU TIEMPO DE



GLADIS ALBERTINA

LEONARDO

UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
Y

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



RICARDO

RESUMEN



UANL

EN EL PRESENTE TRABAJO SE MIDE EL TAMAÑO DEL NUCLEO DEL SILICIO NATURAL AMORFO, MEDIANTE LA TÉCNICA DE LA MEDICIÓN DE SU SECCIÓN EFICAZ NEUTRÓNICA TOTAL PARA UN RANGO DE ENERGÍAS DEL NEUTRÓN DE 2 A 14 MEV, QUE A SU VEZ SE MIDió MEDIANTE LA TRANSMISIÓN DE UN HAZ DE NEUTRONES A TRAVES DE LA MUESTRA DE SILICIO.

CONTENIDO GENERAL

CAPITULO	PAGINA
I.- INTRODUCCION	1
II.- LA SECCION EFICAZ NEUTRONICA TOTAL, EL MODELO OPTICO Y EL RADIO NUCLEAR	4
II.1.- El concepto de Sección Eficaz	4
II.2.- La Sección Eficaz Neutrónica Total	5
II.3.- El Modelo Optico	6
II.4.- El Radio Nuclear	8
III.- BASES EXPERIMENTALES	13
III.1.- La Sección Eficaz Neutrónica Total	13
III.2.- La Medida del Tamaño del Nucleo	18
IV.- MATERIAL Y EQUIPO UTILIZADO	21
IV.1.- La Fuente de Neutrones	21
IV.2.- La Muestra de Silicio	22
IV.3.- El Detector (NE-213)	23
IV.4.- El Colimador y el Protector del Angulo Sólido	24
IV.5.- El Sistema Espectrométrico	26
V.- PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL Y ADQUISICION DE LOS DATOS	28
V.1.- La Calibración del Sistema Espectrométrico	28
V.2.- Adquisición de los Espectros Incidente y Transmitido	33
V.3.- La Corrección por Fondo	35
V.4.- El Error	36
VI.- PRESENTACION DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES	37
VI.1.- La Reconstrucción de los Espectros	37
VI.2.- La Sección Eficaz Neutrónica Total	38
VI.3.- El Tamaño del Núcleo de Silicio	41
VI.4.- Conclusiones y Recomendaciones	44
BIBLIOGRAFIA Y REFERENCIAS	45
ANEXO A	48
ANEXO B	53

INDICE DE FIGURAS

FIGURA	PAGINA
1.- Espectro de neutrones de una fuente monoenergética obtenido de un espectrómetro ideal, donde E_1 es la máxima energía del neutrón.	2
2.- Composición de la sección eficaz neutrónica total microscópica.	6
3.- Representación esquemática de la dispersión de sombra o difracción de neutrones rápidos, la mayor dispersión ocurre dentro de un ángulo del orden de $1/R$.	7
4.- Atenuación del haz de neutrones.	13
<hr/>	
5.- Cambio fraccional en el flujo neutrónico transmitido para un máximo y un mínimo de la sección eficaz.	16
6.- El colimador y el protector de ángulo sólido tal como se arreglaron en este experimento.	25
7.- El sistema espectrométrico, mostrando los dos ramales, uno con la identidad del origen del evento y el otro con la información cuantitativa.	27
8.- Formación del espectro de rayos gamma (γ) y neutrones (n) del Californio 252 en el sistema espectrométrico.	29
9.- Espectro de los rayos gamma (γ) del Cobalto 60 en el sistema espectrométrico.	31
10.- Espectro discriminado de los rayos gamma (γ) del Sodio 22 en el sistema espectrométrico.	32
11.- Geometría utilizada para obtener el espectro	

- de los neutrones incidentes en alta y baja ganancia. 33
- 12.- Geometría utilizada para obtener la contribución de la retrodispersión y del fondo al detector del sistema espectrométrico. 34
- 13.- Geometría utilizada para obtener el espectro neutrónico transmitido a través de la muestra de Silicio. 34
- 14.- Geometría utilizada para obtener la contribución de la retrodispersión y el fondo al detector del sistema espectrométrico. 15
- 15.- El espectro incidente de los neutrones del Californio 252, reconstruido, se pueden observar las barras de error asociadas. 39
- 16.- El espectro neutrónico transmitido a través del Silicio reconstruido por el programa de computo FORIST, se observan las barras de error. 40
- 17.- El espectro de los neutrones rápidos de la fuente de Cf-252, reportado por R.H. Johnson et al. en la referencia 13, compárese con la obtenida en este trabajo figura 15 y observe su similitud hasta los 14 MeV de energía del neutrón. 41
- 18.- La sección eficaz neutrónica total microscópica del Silicio en función de la energía del neutrón para un rango de 2 a 14 MeV. 42
- 19.- La sección eficaz neutrónica total para el Silicio, según el reporte del Lawrence Livermore Laboratory de la Universidad de California, ECSIL-2517(68) de fecha 03/01/74⁽²³⁾. 43
- 20.- La raíz cuadrada de la sección eficaz neutrónica total microscópica dividida por 2π , trazada como una función lineal del número de nucleones $A^{1/3}$ a la potencia de un tercio, según el reporte de R. D. Evans en la referencia (38). 20

INDICE DE TABLAS



TABLA	PAGINA
1.- Clasificación de los principales métodos experimentales para medir el radio nuclear	12
2.- La composición isotópica del Californio 252	21
3.- Características de la fuente de Californio 252	22
4.- Características de la muestra de Silicio utilizada en este experimento	23

CAPITULO I

INTRODUCCION

Los neutrones constituyeron una prueba más de la existencia de los núcleos, facilitando el estudio de las fuerzas entre nucleones. La carencia de carga eléctrica del neutrón simplificó el análisis de la dispersión de los neutrones rápidos y además, dado que su longitud de onda de De Broglie dividida por 2π a altas energías (del orden de 10 MeV), es tan pequeña como las dimensiones del núcleo (aproximadamente 1.5×10^{-13} cm) y que el fenómeno de la dispersión y absorción de luz por cuerpos opacos en problemas de Óptica se asemeja a la dispersión y absorción de neutrones por los núcleos, esta analogía con los problemas de Óptica nos permite este método confirmar el tamaño estimado de los núcleos, encontrando una de sus principales características: la densidad de la materia nuclear^(11,12,37,38) está de acuerdo con el modelo de la densidad constante.

La Sección Eficaz Neutrónica Total se ha estudiado en muchos laboratorios debido a la útil información que ha proporcionado acerca de las propiedades de estados excitados de los núcleos, de las características generales de la interacción promedio entre un neutrón y un núcleo y del comportamiento de los materiales utilizados en la ingeniería nuclear. La medida de la interacción de la Sección Eficaz para neutrones revela la presencia de niveles de energía en el núcleo compuesto el cual se forma cuando el neutrón incidente es absorbido por el núcleo bombardeado, esto proporciona información de los niveles de energía individuales, además permite observar la magnitud de las fuerzas que son un estimador de la forma y el potencial nuclear que gobierna la interacción de nucleones con el núcleo.

y determinar la distancia sobre la cual estas fuerzas actúan (aproximadamente el radio nuclear)⁽²¹⁾. La Sección Eficaz Neutrónica Total puede medirse con precisión ya que no es necesario determinar el flujo absoluto de neutrones⁽¹²⁾.

El presente trabajo se llevó a cabo en BALCONES RESEARCH CENTER, en el Laboratorio de Ingeniería Nuclear del Departamento de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Texas en Austin, utilizando un sistema espectrométrico basado en el detector NE-213. Este detector tiene la propiedad de distinguir entre radiación gamma (γ) y neutrones (n); el NE-213 es un centellador orgánico líquido de protón reculado, que ha sido ampliamente utilizado con buenos resultados en la espectrometría de neutrones rápidos. De este detector teóricamente obtendríamos de una fuente monoenergética de neutrones, una distribución de altura de pulsos rectangular, extendida desde cero hasta el filo superior de la distribución que correspondería a la máxima energía del neutrón y por lo tanto del protón reculado, tal como se muestra en la figura 1:

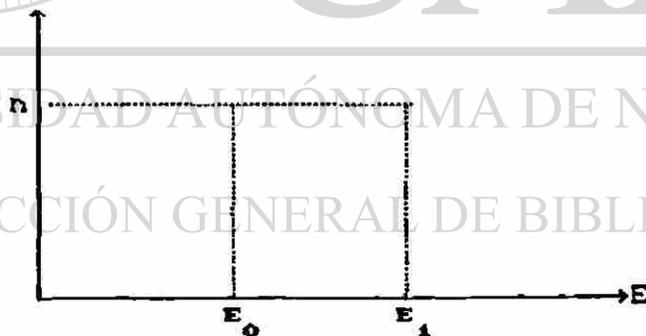


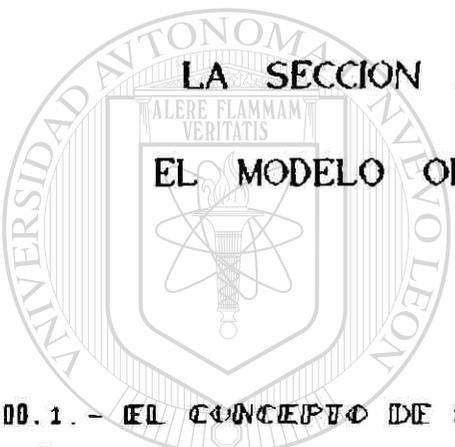
Fig 1.- Espectro de neutrones de una fuente monoenergética obtenido de un espectrómetro ideal, donde E_1 es la máxima energía del neutrón.

La relación no lineal entre la energía del protón reculado y la cantidad de luz producida por el proceso de centelleo en el detector, modifica esta relación ideal, la producción de luz en un centellador típico real es aproximadamente proporcional a la energía absorbida por el protón reculado a la potencia de 1.5⁽¹⁰⁾. Si la respuesta se

conoce bien, pero no es rectangular, el espectro de neutrones esperado puede ser reconstruido, si se invierte la ecuación de la relación de la distribución de altura de pulsos. Este proceso de centelleo (del NE-213) tiene una ventaja de particular importancia en la espectrometría de neutrones: permite distinguir entre un evento debido a un rayo gamma y un evento debido a un neutrón, basándose esta diferencia en el tiempo de formación del pulso y en la forma del mismo.

En este trabajo se reportan los resultados de la medición de la Sección Eficaz Neutrónica Total del Silicio así como también el tamaño de su núcleo atómico. La técnica utilizada se basa en la razón que hay entre los flujos neutrónicos transmitido e incidente (a través del Silicio natural amorfo), es decir mediante la comparación del flujo neutrónico no dispersado que atravieza la muestra y logra llegar al detector, con el flujo neutrónico que incide (sin interponer la muestra) sobre el detector del sistema espectrométrico. Estos flujos se relacionan mediante la ecuación de la atenuación de la intensidad de un haz⁽¹⁾ y de aquí se puede derivar la medida de la Sección Eficaz Neutrónica Total y la Medida del Tamaño del Núcleo, en este experimento la geometría utilizada minimiza la contribución de neutrones dispersados, tanto en la muestra como en el colimador, produciendo baja contribución del fondo por neutrones. La principal razón por la cual se estudia el Silicio es por la importancia que en la actualidad tiene este elemento al formar parte de aleaciones importantes cuyas propiedades son: resistencia a la corrosión, de baja densidad, de alta resistencia mecánica (zinalco, zinalum y otras desarrolladas recientemente) y su importancia en la fabricación de los semiconductores, para circuitería integrada expuesta a campos de radiación intensa.

CAPITULO II



LA SECCION EFICAZ NEUTRONICA TOTAL, EL MODELO OPTICO Y EL RADIO NUCLEAR

00.1. - EL CONCEPTO DE SECCION EFICAZ

Por sección eficaz se entiende una medida de la probabilidad de ocurrencia de un evento en condiciones específicas o predeterminadas. en este trabajo se espera que los neutrones incidentes interactúen con los núcleos de los átomos de la muestra (silicio), y sean removidos de su dirección original, sean absorbidos ó simplemente no alcancen al detector por cualquier causa. En este caso el proyectil neutrónico se dirige sobre los átomos que componen la muestra y se espera que impacten sobre este blanco; por esta razón la probabilidad de que esto suceda se mide geoméricamente en unidades de área. Convencionalmente se adoptó como unidad a una superficie igual a 10^{-24} cm^2 y se le llamó 'Barn'.

II.2.- LA SECCION EFICAZ NEUTRONICA TOTAL

La sección eficaz neutrónica total de un núcleo, es la suma de todas las secciones eficaces individuales para todos los eventos posibles. Las secciones eficaces se pueden separar en dos grupos: a) secciones eficaces elásticas de dispersión σ_n y b) sección eficaz de reacción σ_r :

$$\sigma_t = \sigma_n + \sigma_r \quad (1)$$

La sección eficaz de dispersión elástica se define como la sección eficaz para la interacción en la cual la energía cinética total del sistema neutrón-núcleo se conserva. Algunas veces se define como aquella en la cual no cambia el estado interno del núcleo, esta definición de la sección eficaz de dispersión elástica es de mucho interés para la ingeniería nuclear⁽⁹⁷⁾. La sección eficaz elástica de dispersión teóricamente ha sido dividida en dos; sección eficaz de dispersión elástica llamada potencial de dispersión σ_{ee} y la sección eficaz de dispersión elástica compuesta σ_{ce} .

Por otro lado la sección eficaz de reacción σ_r , es la suma de todas las secciones eficaces individuales de procesos en los cuales el núcleo producto es diferente del núcleo blanco, ó este quedó en un estado energético interno diferente al del núcleo blanco; esto incluye a reacciones como (n,n') , (n,γ) , (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$ y (n,f) . La sección eficaz de reacción es algunas veces llamada sección eficaz no elástica. La mayoría de los procesos a energías del neutrón por debajo de 20 MeV, al menos, se suponen que proporcionan información de la formación y decaimiento del núcleo compuesto.

La sección eficaz para la formación de un núcleo compuesto es la suma de la sección eficaz de dispersión elástica compuesta y la sección eficaz de reacción, ambas proceden de la formación de un núcleo compuesto como un estado intermedio:

$$\sigma_c = \sigma_{ce} + \sigma_r \quad (2)$$

Y también la sección eficaz total puede ser expresada como la suma de la forma elástica y la forma de la sección eficaz para la formación de un núcleo compuesto^(87,88).

$$\sigma_t = \sigma_{ee} + \sigma_c \quad (3)$$

Esto lo podemos observar en la figura 2 que nos presenta la clasificación de la sección eficaz neutrónica total:

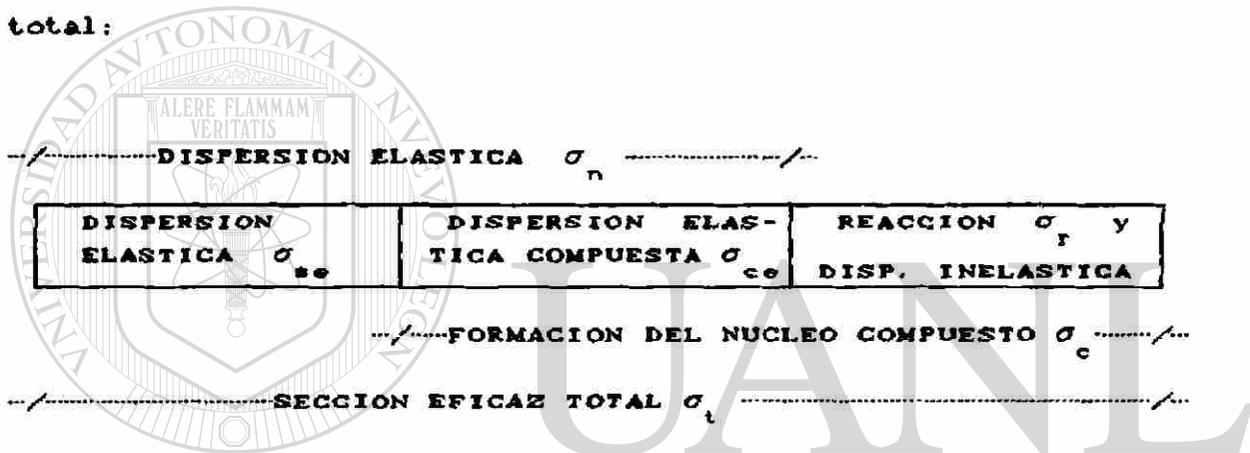


Figura 2.- Composición de la sección eficaz neutrónica total microscópica.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

II.3.- EL MODELO OPTICO

La principal característica cualitativa del modelo Optico es su 'dispersión de sombra' que puede entenderse como un argumento cualitativo simplificado. Esto aplicado al caso de los neutrones rápidos, resultaría que, si un neutrón tuviera una $\lambda \ll R$, {donde λ es la longitud de onda de DeBroglie del neutrón y R el radio del núcleo} y este incidiera sobre un núcleo blanco, e interactuaran, el neutrón sería absorbido, y la sección eficaz de absorción sería $\sigma_{ab} = \pi R^2$. En lenguaje de Optica el núcleo blanco se comporta como una esfera opaca

tal como se indica en la figura 3, cual si fuera una difracción de una onda plana por una disco circular opaco, llamada difracción de Fraunhofer, esta difracción produce una sombra por la interferencia de la onda incidente y la onda dispersada y no se puede precisar perfectamente los límites de la sombra. Se puede remplazar el disco por un núcleo de área πR^2 , el cual emite, en la dirección de la sombra, ondas neutrónicas de la misma intensidad y longitud de onda que los neutrones incidentes pero en fase opuesta (interferencia destructiva), tal como se observa en la figura 3.

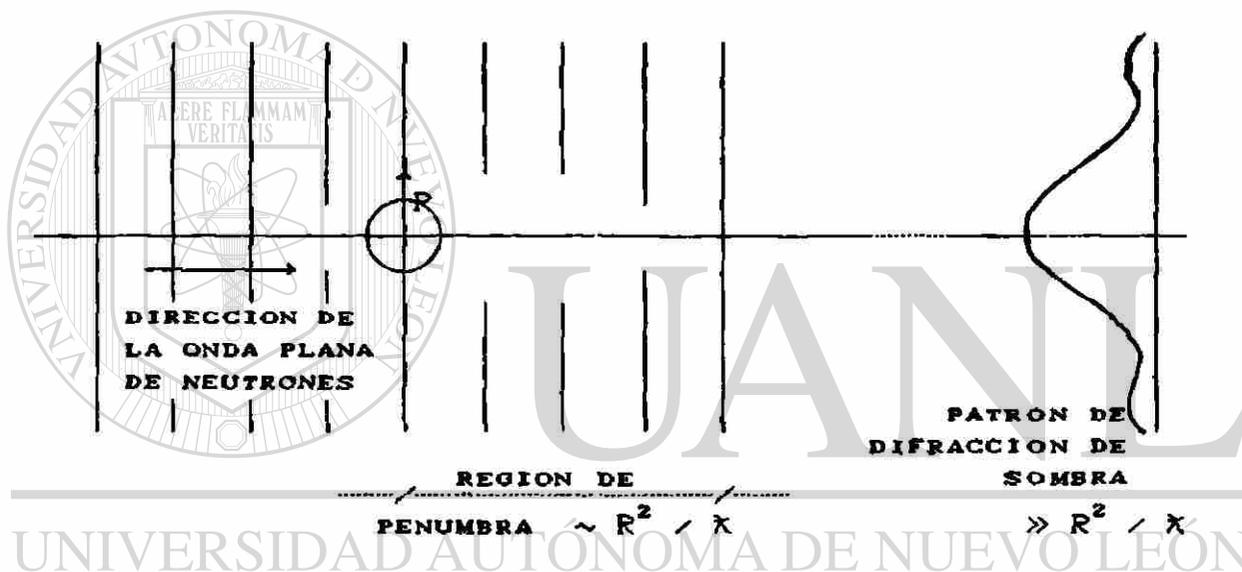


Figura 3.- Representación esquemática de la dispersión de sombra o difracción de neutrones rápidos, la mayor dispersión ocurre dentro de un ángulo del orden de $1/R$.

De acuerdo con la óptica de ondas ordinaria, los ángulos de dispersión para la dispersión de sombra son del orden de λ/R , en situaciones ordinarias, donde usualmente $\lambda/R \ll 1$, la sombra puede extenderse hasta el infinito y la dispersión de sombra no es fácilmente mensurable. Para los núcleos sin embargo, el ángulo λ/R puede ser del orden de 0.1 radián o 6° . Entonces la sombra subtendida detrás del núcleo se vuelve difusa en una distancia del orden de $R/(\lambda/R) =$

R^2/λ , lo que quizás sea solo unas cuantas veces el radio del núcleo⁽³⁸⁾.

Tomando en cuenta el hecho de que el núcleo seguramente no es totalmente opaco a los neutrones de alta energía y que solo los neutrones que tengan un momento angular $l < R/\lambda$ son los que interactuarán con el núcleo blanco. Los datos experimentales nos demuestran que esto sucede así y nos da una buena representación de lo que ocurre en la interacción y por lo tanto nos proporciona información acerca de la sección eficaz neutrónica total⁽³⁹⁾.

El modelo óptico ha sido siempre utilizado en la espectrometría de neutrones junto con programas de cómputo iterativos, por lo que se le ha llamado el modelo óptico-estadístico, ya que la reconstrucción de los espectros se basa en la suavización de las dispersiones estadísticas. Actualmente tiene importancia para el cálculo de secciones eficaces para neutrones rápidos hasta 20 MeV de energía según se lee en la referencia 39.

II.4. - EL RADIO NUCLEAR

Los experimentos de dispersión de rayos α , demostraron que la carga positiva en cada átomo está confinada en una región central muy pequeña. En términos de simetría, esta región se pensó esférica y localizada en el centro del átomo, constituyéndose entonces lo que actualmente conocemos como núcleo atómico. En las observaciones originales en la dispersión de rayos α , se encontró que la distancia de máxima aproximación de los rayos α al centro del átomo es del orden de 30×10^{-13} cm, para el caso del oro y otros elementos pesados.

En 1913, la teoría de Borh de los espectros atómicos encontró suficientes bases para constituir una confirmación aceptable de que la parte mayoritaria de la masa atómica se

encuentra también localizada dentro de esta región central. Los estudios experimentales de la distribución espacial de la carga y masa nuclear involucran una amplia variedad de fenómenos, tanto nucleares como atómicos. El tamaño finito del núcleo actúa sólo como una perturbación menor en algunos de ellos, mientras que en algunos otros el radio nuclear juega un papel predominante, como en el caso de la dispersión inelástica de neutrones rápidos.

En 1919, Rutherford demostró que las desviaciones de la dispersión producida por campos coulombianos puros, eran experimentalmente evidentes cuando los rayos α eran dispersados por elementos ligeros, alcanzando una distancia de máxima aproximación de 5×10^{-12} cm, para la energía de los rayos α empleados. La dispersión no-coulombiana, observada a estas distancias se denominó dispersión anómala y la distancia a la cual comenzaba a producirse, fué identificada como la primera medida del radio nuclear.

Las evidencias experimentales existentes sostienen la visión, en la que dentro del núcleo la distribución espacial de la carga positiva tiende a ser sustancialmente uniforme; por lo que los protones no están concentrados apreciablemente en alguna región nuclear. La existencia de momentos cuadrupolares eléctricos medibles, presentes en algunos de los núcleos conocidos, se deben a pequeñas asimetrías en su distribución.

En las siguientes secciones de este capítulo se discutirán algunos tipos de evidencia experimental, que conducen a la conclusión de que el volumen nuclear es sustancialmente proporcional al número de nucleones contenidos, lo cual significa que la estructura nuclear es esencialmente incompresible y su densidad es constante para todos los núcleos.

De acuerdo con el modelo de densidad constante, el radio nuclear R , está dado por :

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (4)$$

en donde A es el número másico y R_0 es el radio nuclear unitario, el que probablemente varía de un núcleo a otro, pero es aproximadamente constante para A mayor de entre 10 y 20 nucleones.

No existe una definición precisa de radio nuclear que pueda aplicarse convenientemente a todas las situaciones por discutir y similarmente, la superficie nuclear no puede definirse exactamente, pero siempre es considerada como la frontera después de la cual, no existe probabilidad de encontrar cualquiera de los constituyentes nucleares. A pesar de estas imprecisiones, el radio nuclear se especifica alrededor de 1×10^{-13} cm.

La tendencia de los resultados experimentales presentes, es considerar un radio nuclear unitario de :

$$R_0 = (1.5 \pm 0.1) \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (5)$$

para fenómenos que dependen primariamente en las fuerzas "específicamente nucleares". Este radio se considera como radio de fuerza nuclear y sirve para describir fenómenos en los que el efecto coulombiano es menor o ausente, siendo el caso el de la sección eficaz nuclear de dispersión de neutrones rápidos.

Quando el método experimental involucra la utilización de una partícula cargada para "probar" el interior nuclear, el fenómeno depende parcialmente de los efectos coulombianos y en cierta medida, de las interacciones

'nucleares' entre la partícula prueba y la materia nuclear. Para fenómenos que dependen primariamente en la distribución espacial de la carga nuclear, la tendencia de los resultados experimentales presentes, llevan a un radio nuclear unitario, diferente y más pequeño, en el dominio de :

$$R_0 = (1.2 \pm 0.1) \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (6)$$

Este radio más pequeño está estrechamente relacionado con el radio del 'volumen ocupado por protones' y comúnmente es conocido como el radio electromagnético nuclear, que genera un orden de densidad nuclear cercano a 10^{14} g/cm^3 .

Es común clasificar los tipos de experimentos nucleares a través de los que el radio nuclear es determinado, de acuerdo al tipo de la Física y los principios involucrados en la explicación de cada situación. Como se muestra en la Tabla 1, tan sólo un experimento puede interpretarse claramente por la Electrodinámica Clásica, los otros tipos de experimentos proporcionan resultados que están en violación directa de las predicciones de la misma, de ahí la importancia histórica de algunos de ellos, ya que mostraron en un primer momento, las limitaciones de la Mecánica Clásica, las que pueden ser superadas y encontrar una interpretación aceptable, a través de la Mecánica Ondulatoria.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

Debe hacerse notar, que tan sólo el método de dispersión de neutrones rápidos, proporciona resultados experimentales que son independientes de la carga nuclear, ya que en el resto de ellos se encuentran involucrados los efectos combinados de carga y fuerza nuclear.

Tabla 1.- CLASIFICACION DE LOS PRINCIPALES METODOS EXPERIMENTALES PARA MEDIR EL RADIO NUCLEAR

Comportamiento experimental que depende del tipo de radio nuclear	Principio físico base del metodo	Tipo de Mecánica que explica las observaciones
Energía del decaimiento β	Energía cuolombiana de una esfera de carga	Clásica
Corrimiento isotópico de líneas espectrales	Potencial cuolombiano de una esfera de carga	Ondulatoria
Dispersión elástica nuclear de electrones rápidos		
Radiación electromagnética característica de átomos μ - mesónicos		
Estructura fina de rayos X de niveles ordinarios en átomos pesados		
Tiempo de vida de los emisores α	Penetración de barreras de potencial nuclear por partículas cargadas	Ondulatoria
Dispersión anómala de rayos α		
Sección eficaz nuclear para reacciones con partículas cargadas, como (α, n) , $(\alpha, 2n)$, (p, n) , etc.		
Dispersión elástica nuclear de neutrones rápidos	Difracción de ondas materiales no - cargadas	Ondulatoria

CAPITULO III

BASES EXPERIMENTALES

III.1.- LA SECCION EFICAZ NEUTRONICA TOTAL

La base para este experimento es principalmente la teoría de la transmisión de un haz en este caso de neutrones, que incide perpendicularmente sobre una área específica de cierto material (la muestra, en este caso el Silicio natural) que tiene un espesor conocido x , donde el haz será atenuado. Consideremos una capa de la muestra de espesor dx , paralela a su superficie y utilizando la definición de Sección Eficaz, decimos que $\Sigma_1 dx$ es la fracción de neutrones que interactúan con la muestra. Esta fracción de neutrones que interactúan puede ser igual a $-dI/I$ lo que representa un decremento fraccional en el haz de neutrones como resultado de su paso a través del espesor dx ⁽⁸⁾, esto se muestra en la Fig 4 :

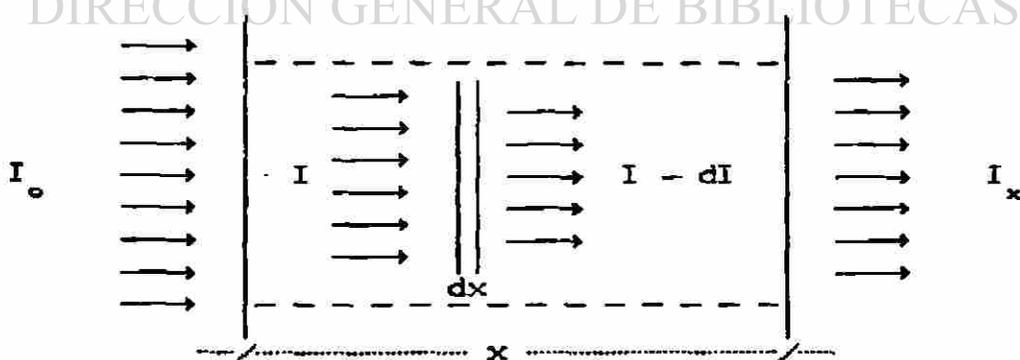


Figura 4.- Atenuación del haz de neutrones.

Así que:

$$-\frac{dI}{I} = \Sigma_t dx \quad (7)$$

Integrando sobre todo el espesor x del material:

$$\int_{I_0}^{I_x} -\frac{dI}{I} = \int_0^x \Sigma_t dx \quad (8)$$

Resolviendo:

$$-\ln I \Big|_{I_0}^{I_x} = \Sigma_t x \Big|_0^x$$

$$\ln I_x - \ln I_0 = -\Sigma_t x$$

$$\ln \frac{I_x}{I_0} = -\Sigma_t x$$

$$\frac{I_x}{I_0} = \exp(-\Sigma_t x)$$

y resulta que:

$$I_x = I_0 \exp(-\Sigma_t x) \quad (9)$$

en donde:

I_0 = flujo neutrónico incidente

I_x = flujo neutrónico transmitido

Σ_t = Sección eficaz neutrónica total macroscópica

x = el espesor de la muestra

y a su vez la sección eficaz neutrónica total macroscópica se define como:

$$\Sigma_t = n \sigma_t \quad (10)$$

donde:

n = es la densidad atómica por centímetro cúbico

σ_t = Sección eficaz neutrónica total microscópica

Pero como en este experimento se trató con flujos neutrónicos dependientes de la energía reescribimos la ecuación (9) de la atenuación de un haz, como un caso más

general, donde se considera el fenómeno de atenuación como función de la energía del neutrón, además por el método experimental utilizado no se han considerado los neutrones que han cambiado de grupo energético:

$$\phi_x(E) = \phi_o(E) \exp(-\Sigma_t(E)x) \quad (11)$$

en donde:

$\phi_x(E)$ = flujo neutrónico transmitido a través de x.

$\phi_o(E)$ = flujo neutrónico incidente.

$\Sigma_t(E)$ = Sección eficaz neutrónica total macroscópica.

nótese que los flujos ϕ_x , ϕ_o , y Σ_t la sección eficaz neutrónica total macroscópica, ahora son funciones de la energía del neutrón.

En este experimento se utilizaron muestras que tenían espesores de aproximadamente 3 o más veces la trayectoria libre media del neutrón, logrando así que el argumento del término exponencial de la ecuación (11) sea grande produciendo cualquier variación en la sección eficaz neutrónica total macroscópica Σ_t , variaciones exponenciales en el flujo transmitido. Para un material dado que tenga espesor x y sección eficaz neutrónica total macroscópica media es decir $\bar{\Sigma}_t$ la ecuación (11) se convierte en :

$$\frac{\phi_x(E)}{\phi_o(E)} = \exp(-\bar{\Sigma}_t(E)x) \quad (12)$$

Ahora supongamos que existe un mínimo en la sección eficaz neutrónica total macroscópica en alguna región de la energía de modo que la sección eficaz se viera reducida por un factor k de su valor medio, entonces:

$$\left[\frac{\phi_x(E)}{\phi_o(E)} \right]_{\min} = \exp(- (1 - k) \bar{\Sigma}_t(E)x) \quad (13)$$

De la misma manera supongamos la existencia de un máximo en la sección eficaz neutrónica total macroscópica, de tal suerte que la sección eficaz se viera incrementada por el mismo factor k de su valor medio, entonces:

$$\left[\frac{\phi_x(E)}{\phi_o(E)} \right]_{\text{máx}} = \exp \left[- (1 + k) \bar{\Sigma}_t(E) x \right] \quad (14)$$

Y el cambio fraccional en el flujo de neutrones transmitido obtenido de dividir la ecuación (13) y la ecuación (14) por la ecuación (12), nos da que :

$$(\text{el cambio fraccional})_{\text{mín}} = \exp \left(k \Sigma_t(E) x \right) \quad (15)$$

$$(\text{el cambio fraccional})_{\text{máx}} = \exp \left(- k \Sigma_t(E) x \right) \quad (16)$$

Trazando la gráfica de esas dos funciones podemos observar que el cambio fraccional resultante de la transmisión de flujo neutrónico en un mínimo de la sección eficaz, se incrementa exponencialmente para espesores grandes⁽⁸⁾, mientras que el cambio correspondiente a la transmisión del flujo neutrónico en un máximo de la sección eficaz es pequeño según la Figura 5:

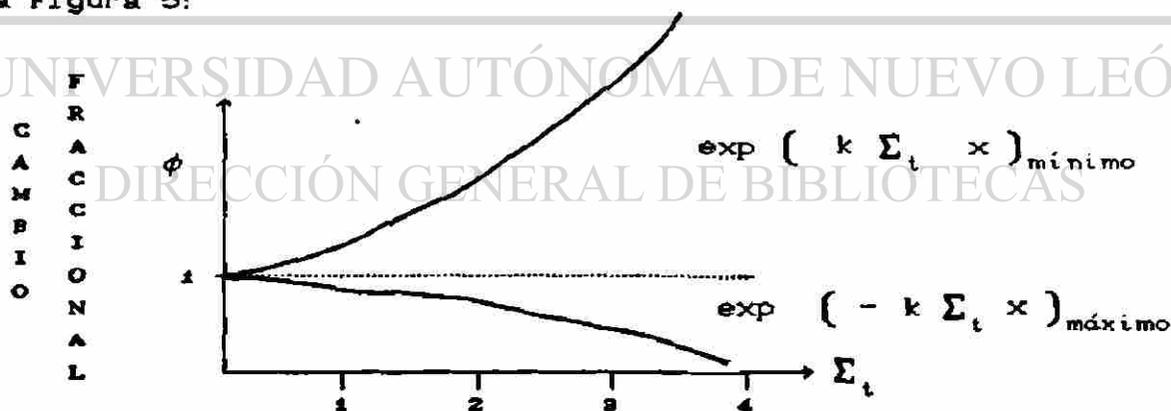


Figura 5.- Cambio fraccional en el flujo neutrónico transmitido para un máximo y un mínimo de la sección eficaz.

Por esta razón se usaron espesores grandes en la muestra de Silicio utilizada, ya que la sensibilidad de la mínima sección eficaz varía exponencialmente⁽⁸⁾.

Por otro lado si nuestro sistema de detección tuviera resolución infinita, el espectro transmitido medido experimentalmente podría ser igual al espectro transmitido calculado, mediante la ecuación (11), sin embargo la resolución real del sistema espectrométrico hace que el espectro medido experimentalmente sea un espectro "suavizado".

Entonces el espectro del flujo neutrónico transmitido puede ser calculado por la ecuación :

$$\phi_x(E) = \int_0^{\infty} \phi_o(E') \exp(-\Sigma_t(E')x) R(E, E') dE' \quad (17)$$

en donde:

$\phi_o(E')$ = es el flujo neutrónico incidente a energía E'

$\phi_x(E)$ = es el flujo neutrónico transmitido a energía E

$\Sigma_t(E')$ = es la sección eficaz neutrónica total macroscópica a energía E' .

$R(E, E')$ = es la probabilidad de que un neutrón a energía E' sea detectado a energía E

Supongamos que tenemos un haz de neutrones provenientes de una fuente monoenergética, el sistema espectrométrico nos proporcionaría un espectro que reconstruido, nos daría una respuesta gaussiana a la función de la resolución, es decir que:

$$R(E, E') = Y_o(E) \exp\left[-\frac{(E - E')^2}{b_o(E)}\right] \quad (18)$$

en donde:

$$Y_o(E) = \frac{1}{b(E) \pi}$$

lo que normaliza la función

$R(E, E')$ de modo que:

$$\int R(E, E') dE' = 1$$

E = es la energía del neutrón detectado

E' = es la energía real del neutrón

$b_0 = \frac{(\text{FWHM})^2}{4 \ln(2)}$ este es un factor donde FWHM es la anchura total a la mitad de la máxima altura de la Gaussiana.

Mediciones experimentales han logrado determinar $R(E, E')$ a varias energías, estas mediciones realmente muestran la probabilidad de que un neutrón de energía E sea detectado en energía E' .

En el espectro del flujo de neutrones transmitido y del flujo de neutrones incidente, medidos experimentalmente con un sistema espectrométrico basado en el detector de centelleo líquido orgánico NE-213 como el que se usa en este trabajo, se proporciona la información de los eventos que producen los neutrones que alcanzan al detector, en forma de una distribución de altura de pulsos, el cual es reconstruido mediante un programa de cómputo, que consiste de optimizar la resolución usando técnicas iterativas de suavizado, de modo que en la matriz respuesta incluye una función de la resolución del sistema espectrométrico y los elementos del vector solución que tengan grandes errores estadísticos se iteran si requieren de ser suavizados⁽⁴⁾.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

III.2.- LA MEDIDA DEL TAMAÑO DEL NUCLEO

Una vez obtenidos los espectros incidente y transmitido a través de la muestra y una vez reconstruidos mediante el programa de cómputo, ha de buscarse la relación entre estos, pudiendo convertir la información de la transmisión, a sección eficaz neutrónica total, en un rango de energía amplio [esto dependerá de la respuesta del sistema espectrométrico], para encontrar esto resolveremos la ecuación (11) para Σ_t con su correspondiente función en energía.

Por otro lado basados en el modelo óptico, para la atenuación de un haz por un material opaco, un argumento cualitativo nos define como sección eficaz a la expresión^(11,20,37,38):

$$\sigma_t = 2\pi (r + \lambda)^2 \quad (19)$$

en donde:

σ_t = es la sección eficaz neutrónica total microscópica obtenida de la transmisión del flujo.

r = es el radio del núcleo blanco .

λ = es el radio efectivo del neutrón a energía E, que resulta de su longitud de onda de De Broglie dividida por 2π .

Habiendo encontrado la sección eficaz neutrónica total macroscópica, y conociendo las propiedades de la muestra en átomos por barn, encontramos la sección eficaz neutrónica total microscópica como una función de la energía $\sigma_t(E)$, y de la ecuación (19), resolvemos para el radio del núcleo blanco (r) de donde resulta que :

$$\left[\frac{\sigma_t(E)}{2\pi} \right]^{1/2} = r + \lambda \quad (20)$$

Esta es una ecuación lineal para el radio r del núcleo. Y por otro lado el radio del núcleo es en buena aproximación proporcional al número de nucleones (A). De acuerdo con el modelo de la densidad constante y de la ecuación 4 según la expresión⁽³⁸⁾:

$$r = r_0 A^{1/3} \quad (21)$$

en donde:

r_0 = es una constante que usualmente varía entre
1.2 y 1.53×10^{-13} cm⁽²⁰⁾.

r = es el radio del núcleo.

A = es el número de nucleones.

Por lo que la raíz cuadrada de la sección eficaz
neutrónica total microscópica dividida por 2π es a su vez
función directa del número de nucleones a la potencia de un
tercio, es decir:

$$\left[\frac{\sigma_t(E)}{2\pi} \right]^{1/2} = r_0 A^{1/3} + \chi \quad (22)$$

De acuerdo con el reporte de $r_0 = 1.53 \times 10^{-13}$ cm
esta viene a ser la pendiente de la recta⁽²⁵⁾ por cada
(uma)^{1/3}, cuya ordenada al origen es 1.52×10^{-13} cm, esto
indica que la densidad del núcleo es constante igual a
aproximadamente 0.7×10^{24} nucleones por centímetro cúbico.

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

CAPITULO IV

MATERIAL Y EQUIPO UTILIZADO

En este capítulo se describen los materiales y el equipo utilizado, con los que contaba el Laboratorio de Ingeniería Nuclear del Departamento de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Texas en Austin, cuando se realizó el presente trabajo.

IV.1.- LA FUENTE DE NEUTRONES

Como fuente de neutrones se utiliza el Californio-252 (Cf-252), que tiene una potencia en ese momento de 2×10^7 neutrones por segundo, es decir 5.26×10^6 fisiones espontáneas por segundo. El Californio 252 tiene una vida media de 2.638 ± 0.007 años⁽²²⁾. Las fuentes fotoneutrónicas de Californio se producen como núcleos transuránicos en los reactores nucleares de potencia de alto flujo neutrónico, aquí el Californio 252 se reporta como una composición isotópica que se muestra en la tabla 2:

ISÓTOPO	ABUNDANCIA
Californio - 250	16.25 %
Californio - 251	3.17
Californio - 252	79.25
Californio - 253	1.31
Californio - 254	0.02

Tabla 2.- La composición isotópica del Californio 252.

De la abundancia isotópica anterior se desprende que solamente las fisiones espontáneas de los isótopos ^{250}Cf y ^{252}Cf tienen significativa contribución a la fluencia de neutrones, en la que la razón de producción de neutrones por fisión espontánea del ^{250}Cf al ^{252}Cf es del orden de 0.138 %, ambos con promedio de 3.8 neutrones por cada fisión espontánea⁽²⁰⁾.

La fuente estaba doblemente encapsulada y consiste de 11.24 microgramos μgr de ^{252}Cf , con una razón de emisión de neutrones de 2.38×10^6 neutrones por segundo por microgramo (μgr), cuyas características presentamos en la tabla 3:

Número másico	252
Número atómico	98
Vida media para emisión de Alfas	2.73 años
Vida media para la fisión espontánea	85.5 años
Vida media	2.638 años
Porcentaje de decaimiento por Alfas	97.0
Porcentaje de decaimiento por fisión esp.	3.0
Promedio de neutrones por fisión	3.8
Fisiones espontáneas por segundo	5.26×10^6
Calor producido en la desintegración	3.9 mW/ μgr
Razón de emisión de neutrones	2.63×10^6 /s μgr
Razón de emisión de rayos Gamma	1.3×10^7 /s μgr
Potencia de la fuente	2.6×10^6 n/s

Tabla 3.- Características de la fuente de Californio 252.

IV.2.- LA MUESTRA DE SILICIO

La muestra es un cilindro de Silicio natural amorfo de una pureza del 99.99 %, tiene un diámetro de 2.5 cm y una longitud de 9.28 cm, cuyas características se describen en la tabla 4:

Configuración	Cilíndrica
Diámetro	2.5 cm
Longitud	9.28 cm
Peso de la muestra	106.14 g
Peso atómico	28.09 g/mol
Densidad	2.33 g/cm ³
Densidad atómica	0.4995×10^{23} at/cm ³
Átomos por barn/cm	0.04995
Espesor efectivo	0.4640 at/barn
Espesor lineal	9.28 cm

Tabla 4.- Características de la muestra de Silicio utilizada en este experimento.

IV.3.- EL DETECTOR (NE-213)

El NE-213 es un detector orgánico líquido, el cual responde a la radiación incidente indirectamente, por medio de: los protones en retroceso ó reculados, electrones reculados ó la interacción de la radiación con los núcleos de carbón de la molécula del detector. Los neutrones incidentes, particularmente, interactúan produciendo protones reculados, mientras que la radiación gamma (γ) interactúa por medio de la dispersión de Compton⁽⁴⁾ de modo que el centelleo producido es función de la energía depositada y la forma del pulso producido depende de la partícula incidente, propiedad que aprovecha el sistema espectrométrico para identificar el origen de un evento producido, para el sistema espectrométrico el pulso de luz resultante en el detector, se puede expresar como la suma de dos pulsos exponenciales con diferentes constantes de decaimiento, por esto los neutrones (n) y los rayos gamma (γ) producirán pulsos de luz de diferente forma y altura, esto se debe a la diferente capacidad ionización específica de las partículas secundarias producidas. Y nos permite con electrónica de retardo de tiempo adecuada que podamos diferenciar entre un evento debido a un neutrón (n) y un evento debido a un rayo gamma (γ), tanto por su forma del pulso como por su tiempo de subida o formación, aunque este proceso se hace poco eficiente a energías menores que 1.5 MeV⁽⁵⁾.

El detector NE-213 consta de una solución de alta pureza líquida de Xileno y Naftaleno, ajustadas a la longitud de onda de los centelleos con un compuesto llamado POPOP, de manera que resulte transparente a las longitudes de onda producidas y a las que el fotoemisor es sensible, esta solución esta encapsulada en una celda de vidrio de 5.5 cm de diámetro por 5.5 cm de alto, con un volumen de centelleo de 130.67 centímetros cúbicos, el encapsulado de vidrio se acopló ópticamente mediante grasa de silicón para este propósito, a un tubo fotomultiplicador, que estaba envuelto en lámina de aluminio que serviría de reflector de centelleos y lo protegería de la acción de campos magnéticos y eléctricos externos y de perturbaciones provocadas por transmisión de TV, FM, AM, comunicaciones en general y ondas electromagnéticas de baja frecuencia.

El NE-213 se selecciona con base en su principal característica: permite distinguir entre rayos gamma (γ) y neutrones (n), además de su alta eficiencia y resolución a energías mayores que 1.5 MeV, condición que cumple el centellador elegido y el tamaño utilizado^(14,17) garantizaba un volumen activo del centellador que resultaba óptimo.

IV.4. - EL COLIMADOR Y EL PROTECTOR DEL ANGULO SOLIDO

Se utiliza un colimador de neutrones construido de bloques de parafina que mide 38.1 cm de espesor, 50.8 cm de anchura y 33.2 cm de altura, con un orificio en su centro geométrico de 2.5 cm de diámetro, el colimador quedaba colocado a 25.4 cm de la fuente de Cf-252, e inmediatamente se encontraba el portamuestras hecho de espuma de poliestireno, tal como se muestra en la figura 6:



Figura 6.- El colimador y el protector de ángulo sólido tal como se arreglaron en este experimento.

El tamaño del colimador aseguraba que la fluencia de neutrones que no tuvieran la dirección del ángulo sólido subtendido por el detector sobre la fuente de neutrones se absorbieran o removieran de esa dirección para sólo permitir el paso de los que tuvieran originalmente esa dirección.

También se utilizó una protección para el ángulo sólido subtendido por el detector sobre la fuente, de tal manera que evitaría que los neutrones que se dispersaran hacia esta dirección alcanzaran al detector, con el objetivo de medir la contribución de fondo, es decir la contribución de los neutrones retrodispersados por los materiales circundantes y el colimador hacia el detector, logrando con esto hacer correcciones por fondo, este arreglo se muestra en la figura 6.

Este protector de ángulo sólido o de sombra, hecho de parafina 33 cm de longitud, por 5.5 cm de alto y 5.5 cm de ancho, de manera que colocado entre la fuente y el detector protegía perfectamente el ángulo sólido subtendido por el detector sobre la fuente de neutrones.

IV.5.- EL SISTEMA ESPECTROMETRICO

El sistema espectrométrico utilizado es el arreglo que se muestra en la figura 7, que consiste de un fotomultiplicador de 14 dinodos, que tiene un fotocátodo con una sensibilidad de $55 \mu\text{A/Lm}$ para luz de una lámpara con 2874°K de temperatura, este tubo permite una buena linealidad y buena separación en el tiempo, para la discriminación por la forma del pulso de los eventos debidos a neutrones (n) y a rayos gamma (γ). El tubo fotomultiplicador estaba conectado a un preamplificador de donde se dividía el circuito en dos ramales⁽²⁸⁾.

En una de las ramas la señal, que provenía del preamplificador pasaba a un amplificador de retardo de línea; en este paso la señal se amplifica y se retrasa en el tiempo; para después pasar a través de un analizador de forma de pulso, que discriminaba los pulsos por su tiempo de subida, es decir por el tiempo que tarda en formarse desde el 10 % hasta el 90 % de su altura, diferenciando así el pulso por su origen; luego la señal que proviene del analizador de forma de pulso entraba a un generador de retardo y compuerta, cuya función era hacer que la señal tuviera el nivel de voltaje adecuado, ya que era la portadora de la identidad de la partícula, y entrara en fase con la información de la cantidad de eventos al analizador multicanal.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

Por la otra rama la señal que proviene del preamplificador entra a un amplificador espectroscópico, donde se seleccionaban las ganancias, es decir que, este proceso se repetía en alta y baja ganancia, en este paso se colocaba la información en un espectro en energía, tanto para eventos debidos a neutrones (n) y rayos gamma (γ); luego entraba a un amplificador de retardo, de modo que se sincronizaba ambos ramales a la entrada del analizador multicanal.

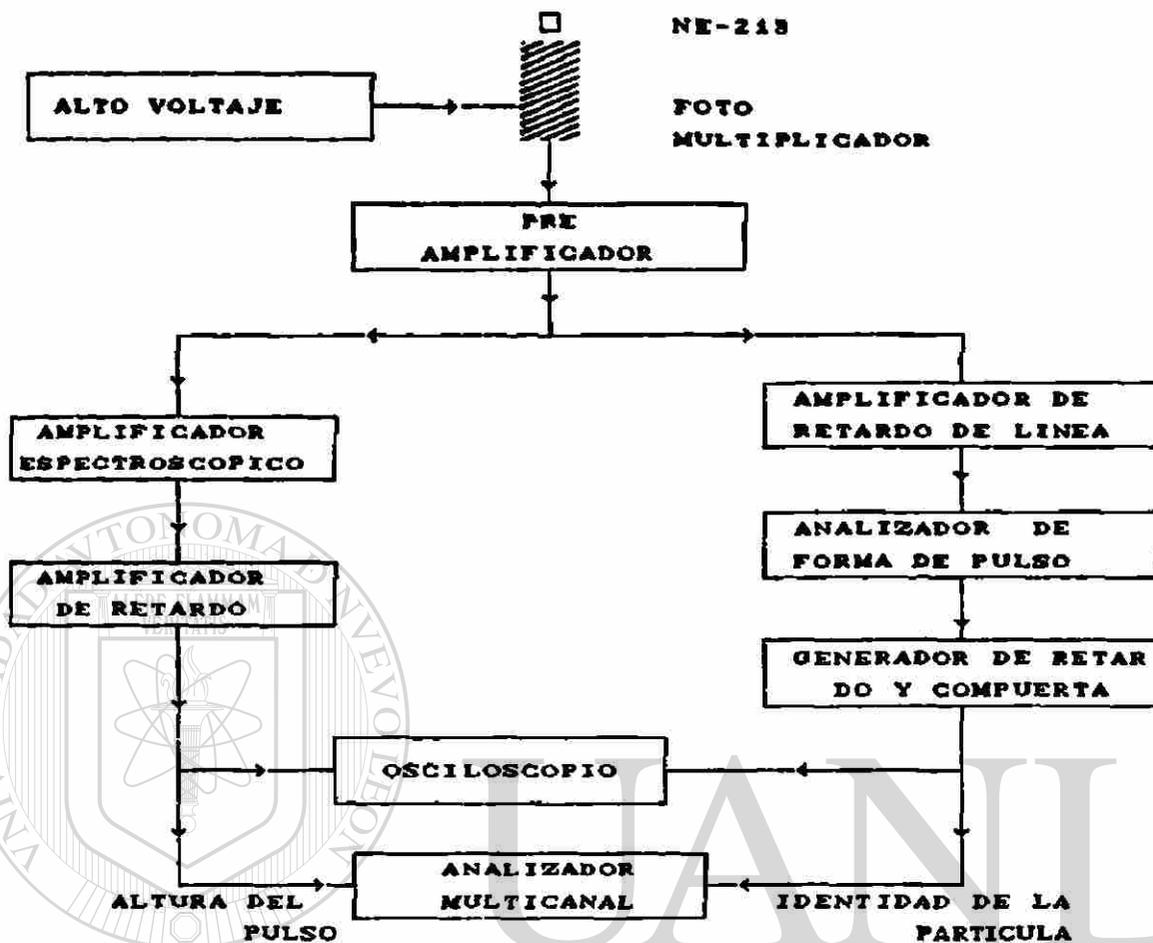


Figura 7.- El sistema espectrométrico, mostrando los dos ramales, uno con la identidad del origen del evento y el otro con la información cuantitativa.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

Esta sincronización se observa en el osciloscopio, esto es por un lado la altura del pulso (cuantitativa) y por otro lado la forma del pulso (identidad), finalmente esta información entraba a un analizador multicanal de 512 canales donde queda registrada en un espectro en energía.

CAPITULO V

PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL Y ADQUISICION DE LOS DATOS



V.1. - LA CALIBRACION DEL SISTEMA ESPECTROMETRICO

El ajustar el sistema espectrométrico, nos permite obtener una separación de los eventos debidos a neutrones (n) y los eventos debidos a rayos gamma (γ), mediante la discriminación por su forma de pulso, este efecto se puede observar en el espectro obtenido de la fuente Cf-252, figura 8 en el que se ven dos picos, uno debido a neutrones (n) y otro debido a gammas (γ)⁽¹⁰⁾.

Pudiendo separar los espectros gracias a su diferencia en la forma del pulso, recordemos que la forma del pulso es proporcional a la energía depositada y al tiempo de subida o de formación y la altura del pulso es proporcional a la energía depositada por la radiación incidente elevada a la potencia de 1.5⁽¹⁰⁾.

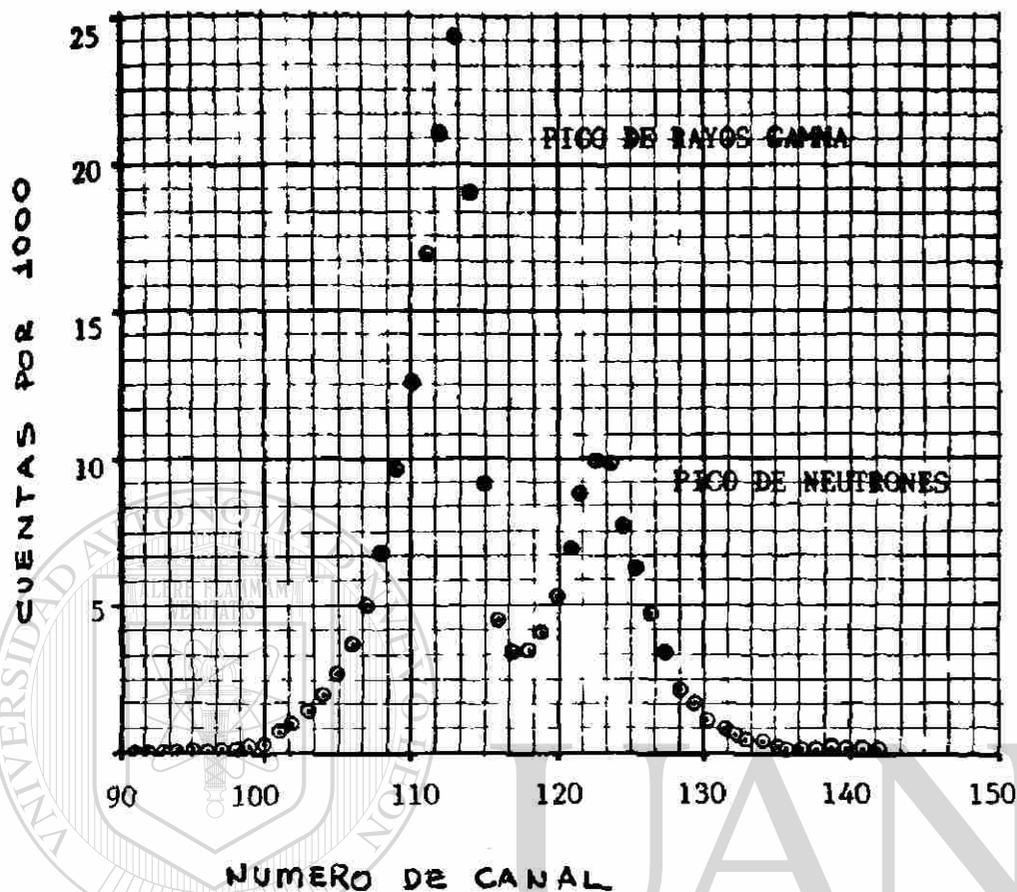


Figura 8. - Formación del espectro de rayos gamma (γ) y neutrones (n) del Californio 252 en el sistema espectrométrico.

Esta calibración está referida a la cantidad estándar unitaria de luz producida en el centellador por cada evento, con respecto a la medición de una distribución de altura de pulsos producida por la medición de un espectro de rayos gamma (γ)⁽⁴⁰⁾, utilizando para esto una fuente de Sodio-22; esta unidad de luz corresponde a 1.13 veces la mitad de la altura del filo de Compton producido por el rayo gamma (γ) de 1.275 MeV de la fuente de Sodio-22 en el centellador NE-213, esta unidad de luz permite igualar las ganancias del sistema de conteo con las ganancias de las matrices respuesta y de datos del programa de cómputo de reconstrucción de los espectros⁽⁴⁰⁾.

Esto equivale en alta ganancia a 0.0063121 unidades estándar de luz por canal, mientras que en baja ganancia corresponde a 0.0625 unidades estándar de luz por canal, se ilustra en la figuras 9 y 10, en las que se muestran los espectros del Sodio-22 y del Cobalto-60. Se puede observar que los rayos gamma (γ) ocupan solo los primeros canales, de modo que el filo de Compton queda ubicado aproximadamente en el canal 150^(9,10).

Para obtener la matriz respuesta del programa de cómputo, los espectros medidos, las distribuciones de altura de pulsos se obtuvieron en alta y baja ganancia. La distribución en alta ganancia recibe información correspondiente a las energías más bajas mientras que la distribución de altura de pulsos en baja ganancia recibe la información que corresponde a energías más altas del espectro^(15,16).

El programa de reconstrucción de los espectros requiere de mediciones en alta y baja ganancia y una razón de pico-valle del espectro del Cf-252 de 10:1, para los datos en alta ganancia cubrieron la región desde 0.031 a 1.19 unidades estándar de luz aproximadamente ocupando los canales de 60 hasta el 180, y en baja ganancia se recopila la información desde 0.9375 hasta 12.4375 unidades estándar de luz correspondientes a los canales del 16 hasta el 195⁽²¹⁾.

Para cada ganancia se calcula la intercepción con cero, es decir, que el primer canal que no tiene cuentas se localize a los $2/3$ de la altura de los fillos de Compton, ubicando esto para ajustar a cero las distribuciones de altura de pulsos y encontrar las ganancias a las cuales esto ocurre.

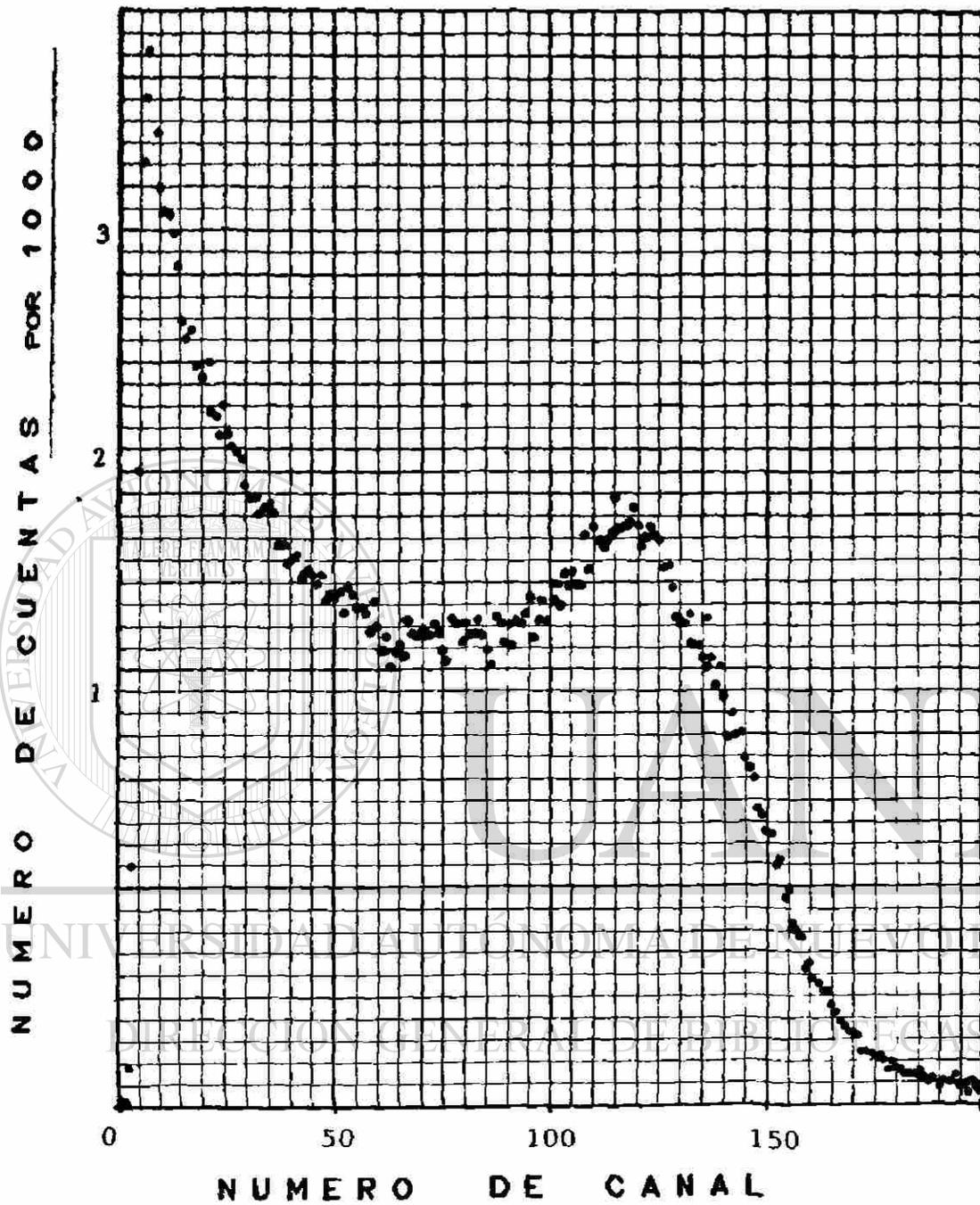


Figura 9. - Espectro de los rayos gamma (γ) del Cobalto 60 en el sistema espectrométrico.

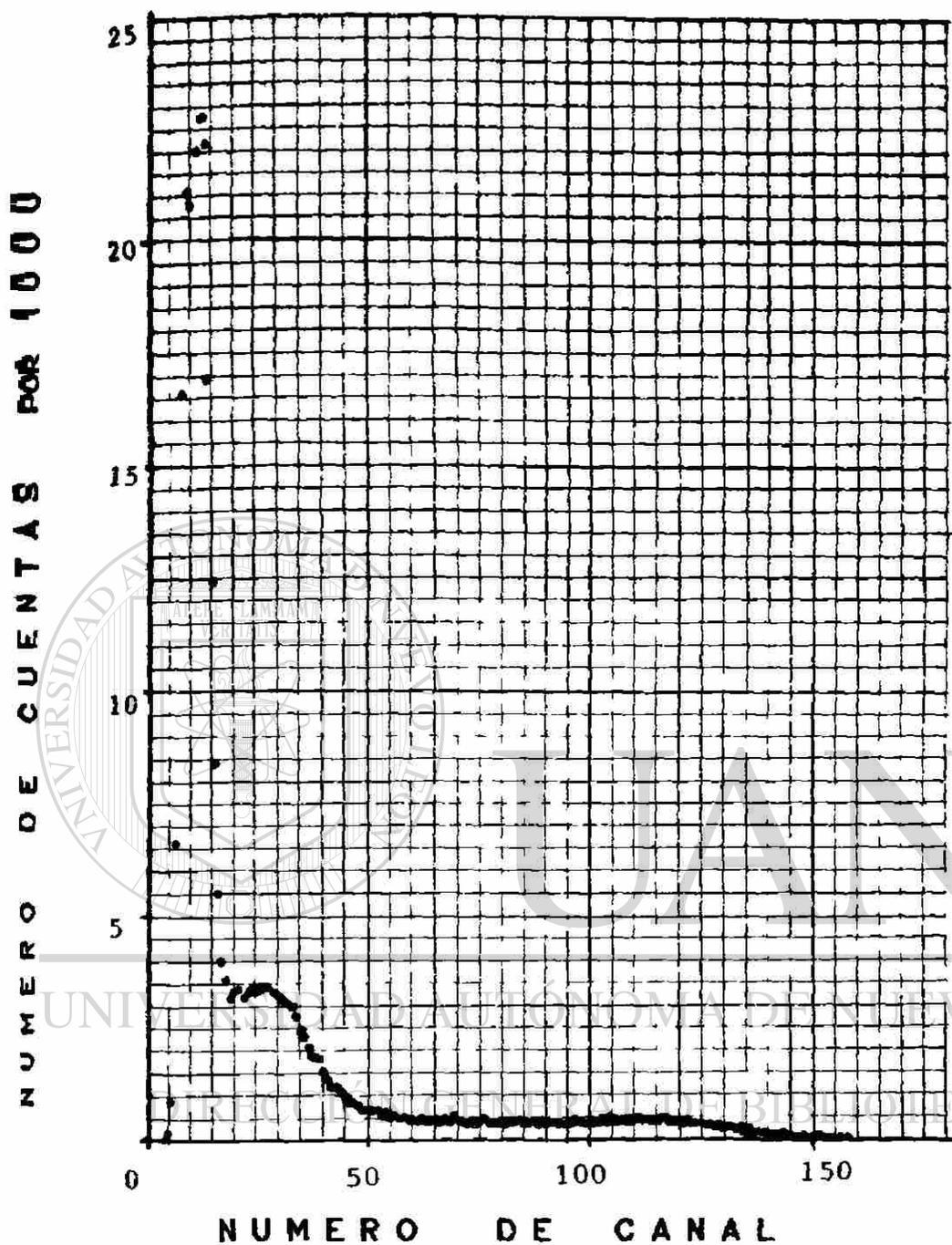


Figura 10.- Espectro discriminado de los rayos gamma (γ) del Sodio 22 en el sistema espectrométrico.

V.2.- ADQUISICION DE LOS ESPECTROS INCIDENTE Y TRANSMITIDO

La información de los espectros neutrónicos transmitidos e incidente se obtuvieron exponiendo la muestra a la fuente de neutrones a través del colimador; por esto era

necesario utilizar un área de irradiación que cumpliera las normas de seguridad radiológica, física y de salvaguardas; el área de medición se encontraba separada de la de irradiación y se comunican mediante cable coaxial por el cual se transmite la señal, solo el detector, el tubo fotomultiplicador y el preamplificador se encontraban en el área de irradiación, se procede a tomar los espectros por periodos de 4000 segundos en baja ganancia y 2000 segundos en alta ganancia.

El espectro incidente se obtuvo con la geometría que se muestra en la figura 11, y se midió en alta ganancia (2000 segundos) y en baja ganancia (4000 segundos).

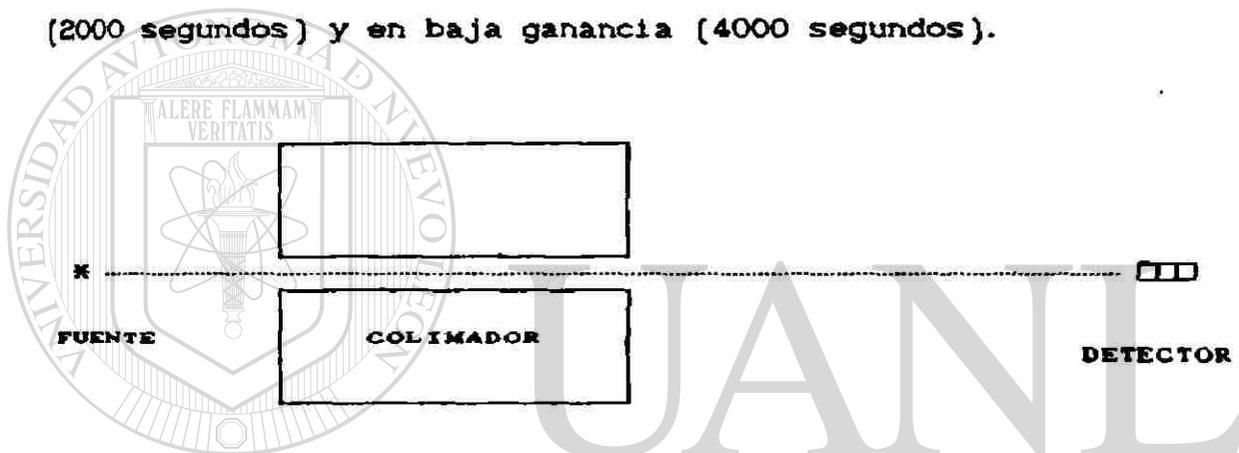


Figura 11.- Geometría utilizada para obtener el espectro de los neutrones incidentes en alta y baja ganancia.

La contribución de la retrodispersión y del fondo se adquiere con la geometría que se muestra en la figura 12, nuevamente en alta ganancia y en baja ganancia, esta medición tiene por objetivo conocer la contribución de los materiales que rodeaban al arreglo, incluyendo al colimador y al protector de ángulo sólido, que dispersaran neutrones hacia el detector.

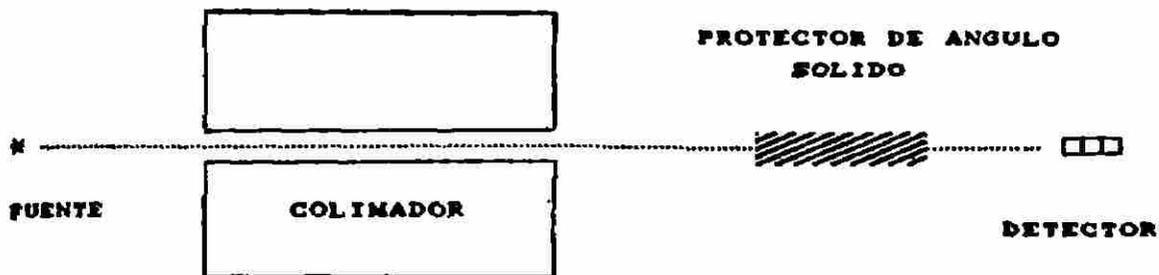


Figura 12.- Geometría utilizada para obtener la contribución de la retrodispersión y del fondo al detector del sistema espectrométrico.

El espectro transmitido este se mide igual que los anteriores en alta y baja ganancia, utilizando la geometría que se muestra en la figura 13, donde se ha expuesto a la fuente través del colimador la muestra cilíndrica de silicio, procurando que solo los neutrones que no han sido removidos del haz que tenía esa dirección, alcancen al detector, proporcionando así la información de la sección eficaz neutrónica total.

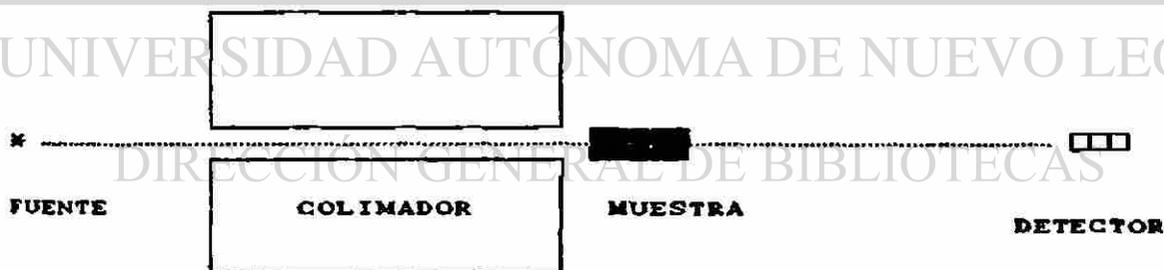


Figura 13.- Geometría utilizada para obtener el espectro neutrónico transmitido a través de la muestra de Silicio.

Finalmente se interpuso al protector de ángulo sólido entre la muestra y el detector como lo muestra la figura 14, con el fin de conocer la contribución de la retrodispersión al detector cuando supuestamente solo el haz colimado alcanzaría la muestra, también se mide en alta y baja ganancia.

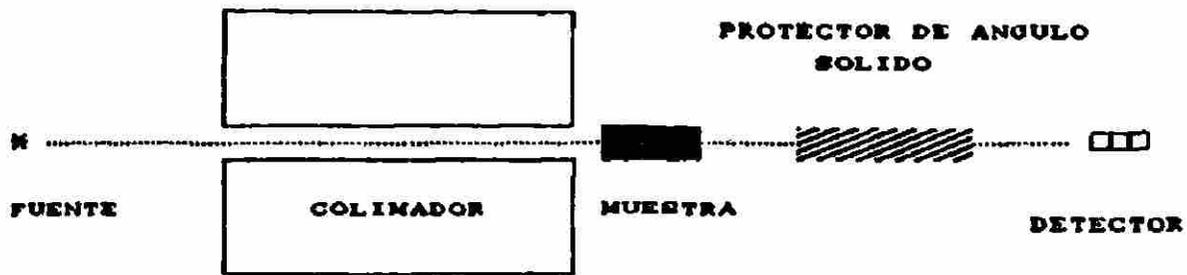


Figura 14.- Geometría utilizada para obtener la contribución de la retrodispersión y el fondo al detector del sistema espectrométrico.

Estos procedimientos se efectuaron en forma continua, en ambiente controlado y protegido el sistema espectrométrico contra altibajos del voltaje de alimentación.

La información de las mediciones en alta y baja ganancia salen del analizador multicanal en forma de distribuciones de altura de pulsos: los espectros transmitido e incidente, la contribución de fondo y retrodispersión y la intercepción con cero, que posteriormente alimentarían al programa de reconstrucción.

V.3.- LA CORRECCION POR FONDO DE BIBLIOTECAS

El programa de cómputo que reconstruía los espectros de neutrones, exige que las mediciones se corrieran en alta y baja ganancia y también fué necesario hacer estas mediciones en alta y baja ganancia para la contribución de fondo y retrodispersión, con las cuales este programa automáticamente las reducía del espectro total quedando solo espectros de flujos netos, por esto no era necesario ninguna corrección por fondo extra.

V.4. - EL ERROR

Debido a que en este experimento la medida de la sección eficaz neutrónica total se obtiene a través de la relación entre el flujo transmitido y el flujo incidente; durante la medición de estos flujos el error sistemático fué el mismo, en virtud de que la medición se hizo en las mismas condiciones experimentales, por tal razón este error se cancela y no fué necesario conocer el flujo absoluto. Para el caso del radio nuclear se suponen las mismas condiciones de la Sección Eficaz Neutrónica Total.

Por otro lado el error aleatorio es tratado en la reconstrucción de los espectros de manera tal que se presenta en la figuras de los espectros como una función ventana optimizada, y se marca el correspondiente error a energía E con una barra vertical; del mismo modo que en el error sistemático, la sección eficaz neutrónica total es la relación entre el flujo transmitido e incidente y el error aleatorio era aproximadamente el mismo, por tal razón este error en este trabajo no es tomado en cuenta.

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

CAPITULO VI

PRESENTACION DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES

VI.1. - LA RECONSTRUCCION DE LOS ESPECTROS

La información obtenida con la metodología descrita en el capítulo anterior, es procesada por el programa de cómputo FORIST⁽²⁸⁾, el cual convierte la información de altura de pulsos en espectros de energía cinética de los neutrones, como los presentados en las figuras 15 y 16, en donde se muestra el espectro de los neutrones de la fuente de Californio 252. En la figura 17 se incluye el espectro reportado por R.H. Johnson et al.⁽¹³⁾, considerado como representativo de una fuente de esta naturaleza, se observa que concuerda con el obtenido en el presente trabajo y es similar a los encontrados en las referencias ^(17,20,27,31,33).

En las figuras 15 y 16 se muestran los espectros de neutrones del Cf-252 transmitido a través de la muestra de Silicio e incidente, de los cuales se ha calculado la sección eficaz.

Esta técnica presenta poca confiabilidad por debajo de los 2 MeV, ya que el porcentaje de anchura de la función ventana es grande, esto es la dispersión estadística del proceso de "suavizado" es creciente, tal como lo reportan la referencias 7,9 y 10, y por encima de 14 MeV de energía del neutrón, la barra de error asociado por el programa es demasiado grande para considerarlo confiable, esta situación es reportada en las referencias 9,13 y 17, razón por lo que en este trabajo se reporta sección eficaz neutrónica total solamente de 2 a 14 MeV.

VI.2. - LA SECCIÓN EFICAZ NEUTRÓNICA TOTAL

Como se ha determinado antes, en la ecuación 9, la sección eficaz neutrónica total macroscópica resulta de la relación existente entre el flujo neutrónico transmitido y el flujo neutrónico incidente, razón por la cual, la sección eficaz neutrónica total macroscópica se reporta en función de la energía. Aunque la resolución en energía no es muy fina y el espectro de altura de pulsos que proporciona el analizador multicanal es discreto, el programa FORIST de reconstrucción trata esta información como si fuera la de una función continua, lo cual proporciona información del comportamiento de la sección eficaz neutrónica total macroscópica en este rango de energía, que posteriormente se convertirá en sección eficaz neutrónica total microscópica mediante la ecuación (7), cuyo comportamiento no es del tipo $1/v$ a energías inferiores a 3 MeV, y a partir de este valor de la energía, la sección eficaz microscópica no se comporta como una función monótona según se puede observar en la figura 18, que representa la sección eficaz neutrónica total microscópica en el rango de energía de 2 a 14 MeV encontradas en este trabajo.

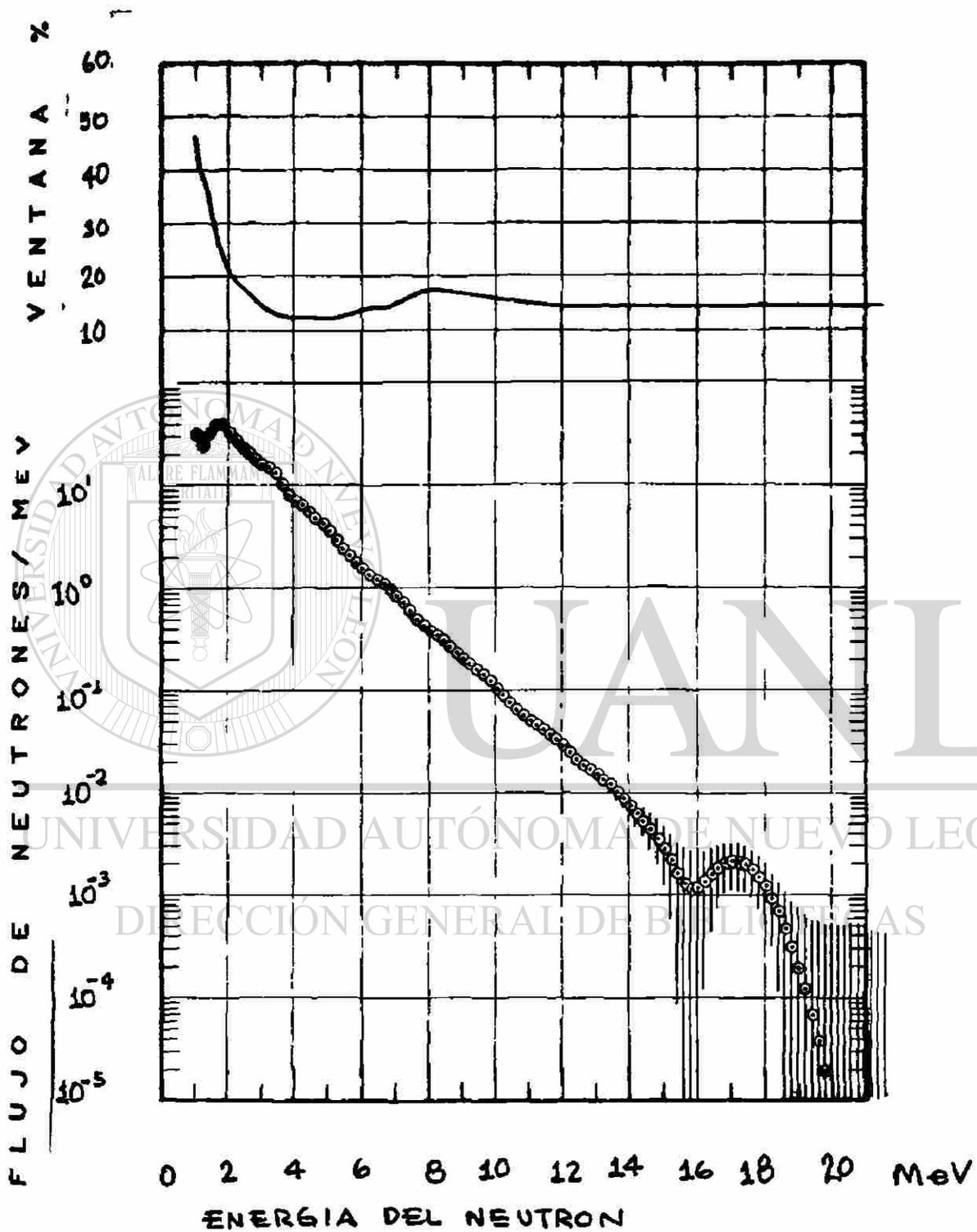
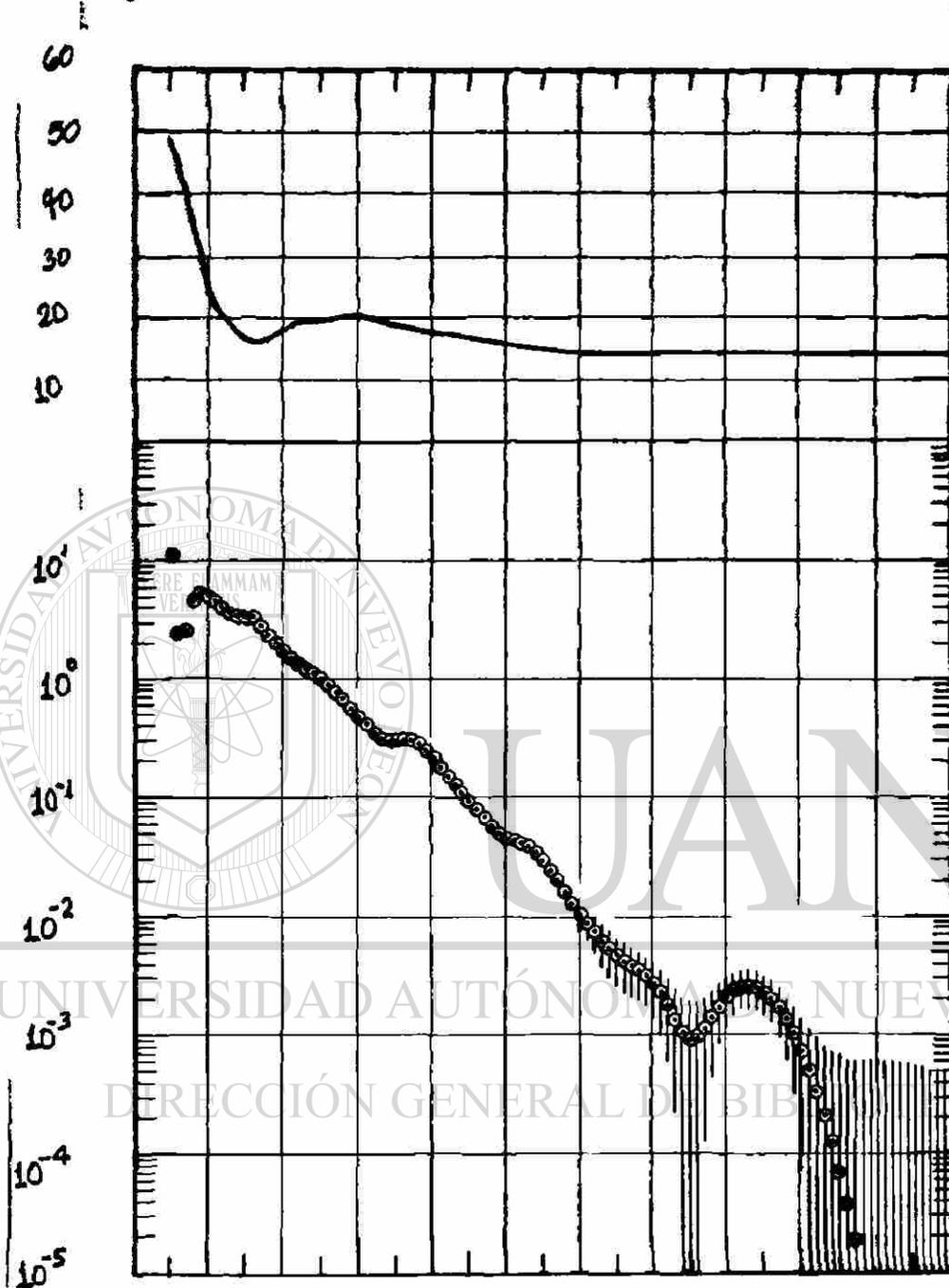


Figura 15. - El espectro incidente de los neutrones del Californio 252, reconstruido, se pueden observar las barras de error asociadas.

VENTANA %



0 2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 MeV
ENERGÍA DEL NEUTRON.

Figura 16.- El espectro neutrónico transmitido a través del Silicio reconstruido por el programa de computo FORIST, se observan las barras de error.

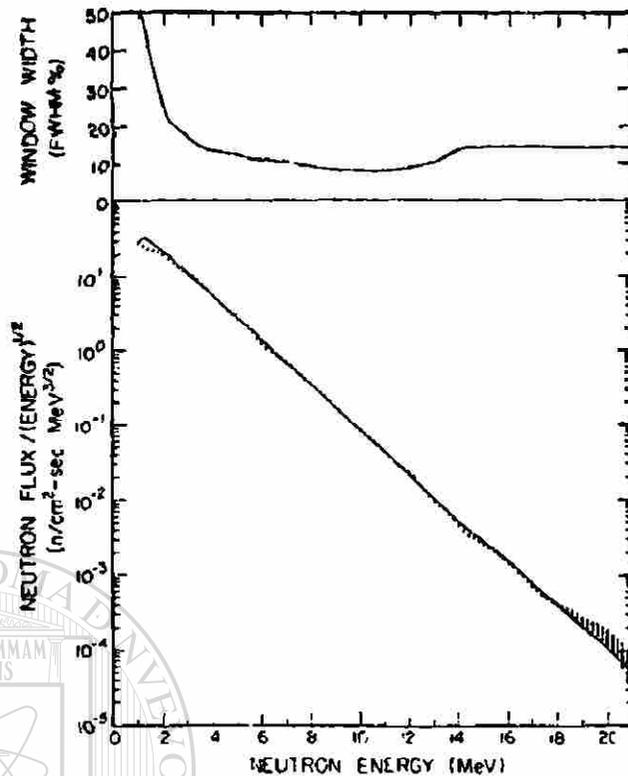


Figura 17.- El espectro de los neutrones rápidos de la fuente de Cf-252, reportado por R.H.Johnson et al. en la referencia 13, compárese con la obtenida en este trabajo figura 15 y observe su similitud hasta los 14 MeV de energía del neutrón.

VI.3. - EL TAMAÑO DEL NÚCLEO DEL SILICIO

Según define el modelo óptico, en el apartado II.3 del presente trabajo, en la ecuación 22, existe relación entre el tamaño del núcleo y la raíz cuadrada de la sección eficaz neutrónica total microscópica (σ_t) dividida por 2π . Y con la sección eficaz neutrónica total microscópica conocida para el Silicio, se despeja el tamaño del núcleo para una energía del neutrón de 10 MeV⁽⁴⁴⁾, cuyo resultado se presenta en la figura 20, donde se puede apreciar que el tamaño del núcleo del Silicio encontrado aquí, se acerca a la recta que representa a $(\sigma_t/2\pi)^{1/2}$, tal como se esperaba (según el reporte de R.D.Evans⁽⁸⁸⁾ para H, He y C y de T.C.Minor⁽⁷⁾ para Al, Fe, Cu, Sn y Pb), y esto es una prueba más de que la densidad del núcleo es constante.

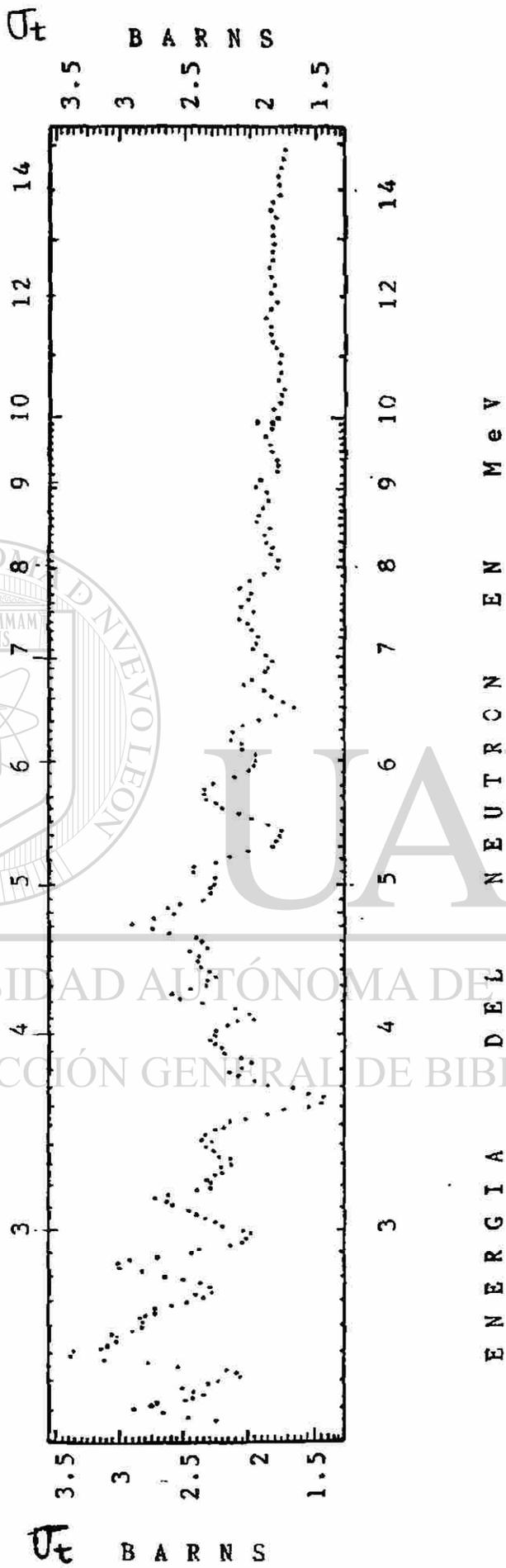
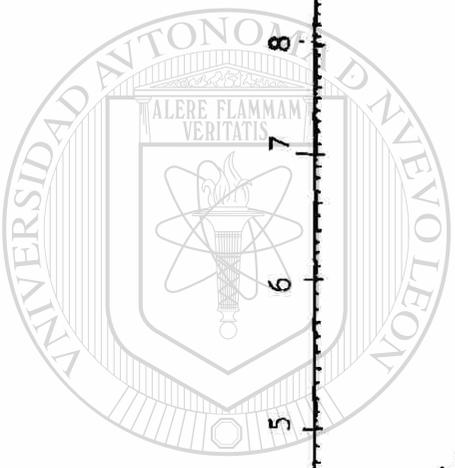


Figura 18.- La sección eficaz neutrónica total microscópica del Silicio en función de la energía del neutrón para un rango de 2 a 14 MeV.



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECA

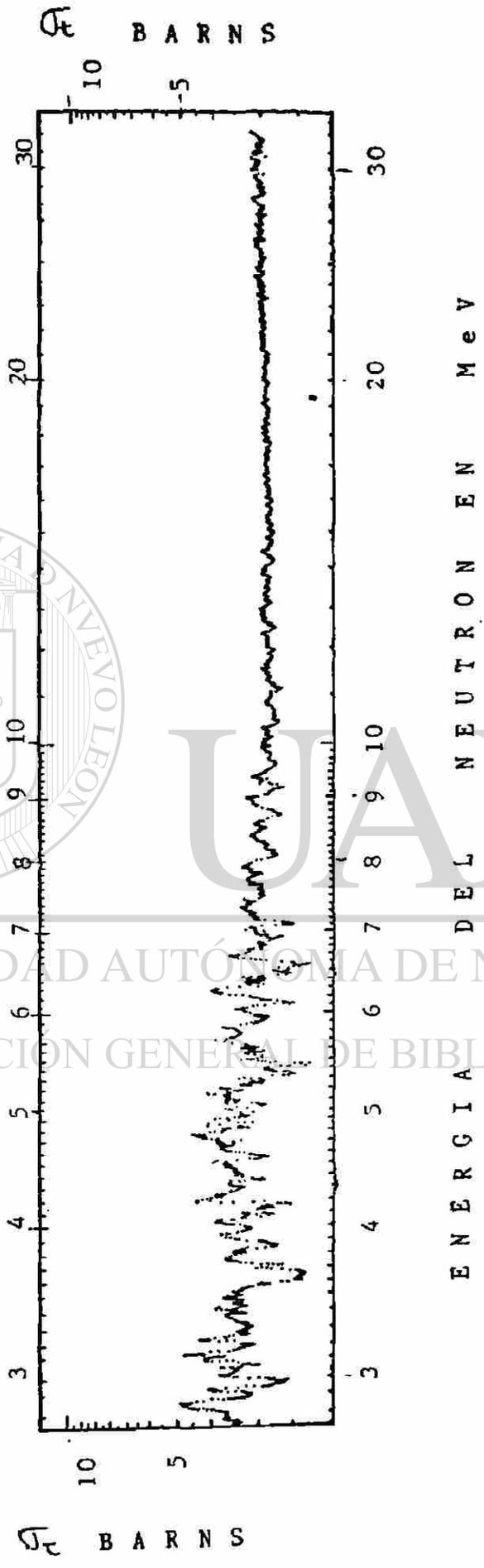
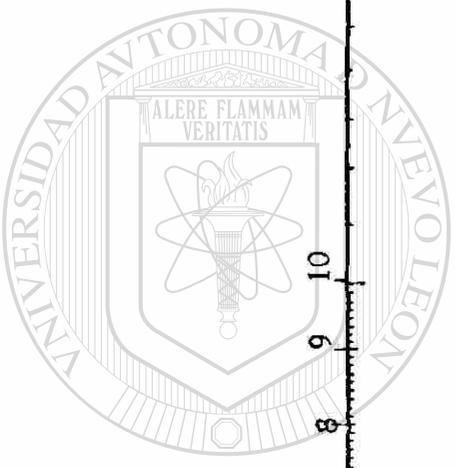
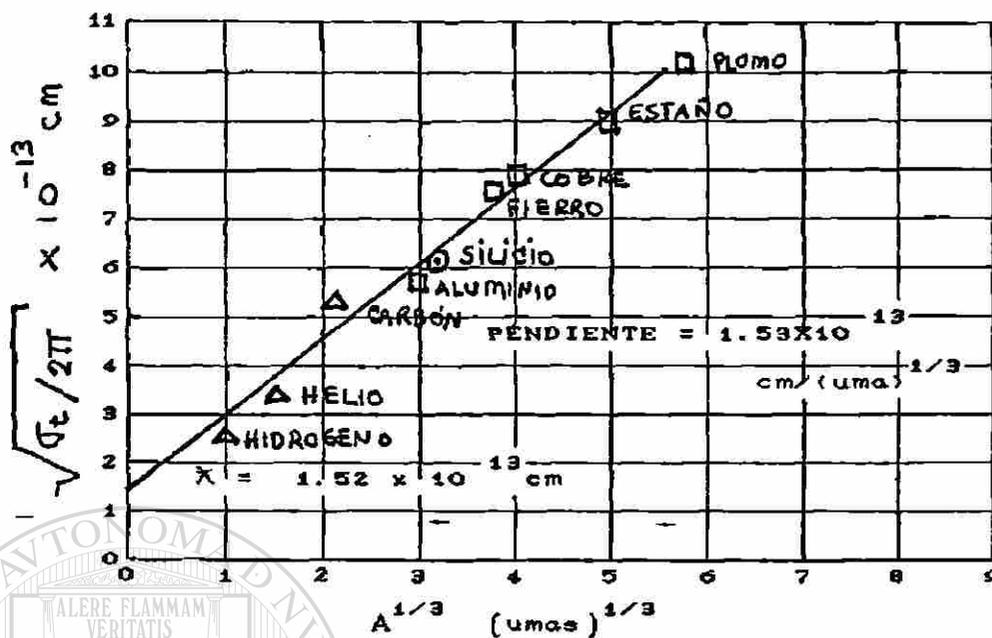


Figura 19. - La sección eficaz neutrónica total para el Silicio, según el reporte del Lawrence Livermore Laboratory de la Universidad de California, ECYL-2517(68) de fecha 03/01/74.



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
 DIRECCION GENERAL DE BIBLIOTECAS



- Este trabajo
- T. C. Minor et al. Ref. 11
- △ Day et al. Ref. 38

Figura 20. - La raíz cuadrada de la sección eficaz neutroica total microscópica dividida por 2π , trazada como una función lineal del número de nucleones $A^{1/3}$ a la potencia de un tercio, según el reporte de R. D. Evans en la referencia (38).

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

VI.4. - CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

Tal como se pudo observar, la sección eficaz neutroica total microscópica aquí reportada, es similar con la que reporta el Laboratorio Lawrence de Livermore California de la figura 19, que es un reporte de datos experimentales para interacciones con neutrones. Además en el anexo A se presenta el reporte de la evaluación de la transmisión de neutrones rápidos a través de muestras de Silicio de 99.999% de pureza de F.G. Perey et al.⁽⁷⁾ y en el anexo B se presenta otro reporte de la sección eficaz neutroica del Silicio

publicada por el Brookhaven National Laboratory⁽³⁵⁾, verificando la similitud de la sección eficaz obtenida en el presente trabajo y las referencias mencionadas.

Este método ha servido a la Ingeniería Nuclear para proporcionar información acerca del comportamiento de materiales, y aunque no es el más preciso, si es sencillo ya que se basa en la propiedad del detector de centelleo orgánico líquido NE-213 de discriminar o no entre rayos gamma (γ) y neutrones (n), por lo que esta técnica ha sido ampliamente utilizada.

Finalmente la recomendación que se hace para la realización de trabajos con objetivos similares a este, donde se requieran mejores resultados, es decir, un espectro en energía de la sección eficaz neutrónica total microscópica mucho más fino, será necesario utilizar detectores de neutrones con más alta resolución en energía tal como serían el NE-110^(?) y de reacción con ioduros de litio⁽⁴⁰⁾. Debido a que el sistema espectrométrico del NE-213 es sencillo, una aproximación a este estado es el alcanzado por los sistemas que utilizan centelladores orgánicos de protón reculado, como el aquí utilizado, que es fácil de utilizar, por otro lado, nuevos dispositivos electrónicos están siendo desarrollados, tal como amplificadores automáticos de ganancia y fase, etc, vendrán a simplificar aún más la electrónica de retardo de tiempo, y fortalecer la espectrometría de neutrones rápidos basada en detectores orgánicos tal como el NE-213.

BIBLIOGRAFIA Y REFERENCIAS

- .- R.E. Seck, W. Meyer, M.S. Krick ; *Development of an NE-213 Fast Neutrons TAC Spectrometer System Utilizing Off-Line Gamma Ray Discrimination*; Nuclear Engineering Department, Kansas State University (July of 1971).
- .- C. E. Clifford, E. A. Straker, F. J. Muckenthaler, V. Verbinsky, R. M. Freestone, K. M. Henry, W. R. Burrus ; *Measurement of the Spectra of Uncollided Fission Neutrons Transmitted through Thick Samples of Nitrogen Oxygen Carbon and Lead Investigation of the Minima in Total Cross Sections*; Nuclear Sciences and Engineering, vol. 27, pp 299-307 (1965).
- .- D.G. Foster, D.W. Glasgow ; *Method for Measuring Total Cross Sections with Neutrons Having Energies from 2.5 to 15 MeV*; Nuclear Instruments and Methods, vol. 36, pp 1-12 (1965).
- .- W. Meyer, W.H. Miller ; *Development and Standardization of an NE 213 Fast Neutron Spectrometer System*; Dosimetry and Spectrometry, pp 535.
- .- R.H. Johnson, J.J. Dorning, B.W. Werhing ; *Integral Test of Cross Section Using Neutron Leakage Spectra from Spheres of Iron Niobium Beryllium and Polyethylene*; National Bureau of Standards, Special Publication 425, pp 169 (1975).
- .- E.A. Straker ; *Experimental Evaluation of Minima in the Total Neutron Cross Section of Several Shielding Materials*; Nuclear Science and Engineering, vol. 34, pp 114-121 (1968).
- .- F.G. Perey, T.A. Love, W.E. Kinney ; *A Test of Neutron Total Cross Section Evaluations from 0.2 to 20 MeV for C O Al Si Fe and SiO₂*; DRAFT ORNL-4823, ENDF-178.
- .- W.H. Miller, W. Meyer ; *Evaluation of Minima in Total Cross Section by Transmission of Fission Spectra Through Thick Samples*; USAEC Doc. COO-2045-5 (1977).
- .- R.H. Johnson, D.T. Ingersoll, B.W. Werhing, J.J. Dorning ; *E-213 Neutron Spectrometry System for Measurement from 1.0 to 10 MeV*; Nuclear Instruments and Methods, vol. 145, pp 337-346 (1977).
- .- W.R. Burrus, V.V. Verbinsky ; *Fast Neutron Spectroscopy with thick Organic Scintillators*; Nuclear Instruments and Methods, vol. 67, pp 181-196 (1969).
- .- T.C. Minor, F.D. Martin, H.E. Montgomery, L.M. Okun, L.L. Fowler ; *Undergraduate Experiments to find Nuclear Sizes by Measuring Total Cross Sections for Fast Neutrons*; American

Journal Physics, vol. 37, number 6 [1969].

12. - W.K. Robinson, J.L. Nagi, J.L. Duggan ; *Time of Flight Neutron Experiment for the Undergraduate Laboratory*; American Journal Physics, vol 37, number 5 [1969].

13. - R.H. Johnson, B.W. Werhing, J.J. Dorning ; *NE-213 Neutron Spectrometry System Measurement to 15 MeV*; Proceedings Conference Nuclear Cross Sections and Technology, Wash. D.C., National Bureau of Standards [1975].

14. - W. Meyer, D.W. Prigel ; *Neutron Spectra Measurement with Miniature NE-213 Detectors*; Radiation Transport and Dosimetry, vol. 45, pp 361 [1973].

15. - W.R. Burrus, R.M. Freestone ; *FERDOR an Simple and Honest Unfolding Code*; DRAFT ORNL TM-2709 [1969].

16. - W.R. Burrus ; *FERD and FERDOR Type Unfolding Codes*; Neutron Physics Division, ORNL, Tennessee 37830 [1963].

17. - V.V. Verbinsky, et al ; *Calibrations of an Organic Scintillator for Neutron Spectrometry*; Nuclear Instruments and Methods, vol. 65, pp 8 [1968].

18. - H.W. Broek, C.E. Anderson ; *The Scintillation Crystal as an Spectrometer for Continuous Fast Neutron Spectra*; Rev. Sci. Instr., vol. 31, pp 1063 [1960].

19. - W. Meyer, J.W. Thiesing, C.M. Estes ; *Intercalibration of the Kansas State University NE-213 Fast Neutron Spectrometer*; USAEC Doc. No. COO-2049-3 [1970].

20. - R.H. Johnson, B.W. Wehring, J.J. Dorning, D.T. Ingersoll ; *252-Cf Fast Neutron Spectrum to 15 MeV; Analysis of Integral Experiments*, vol. 36, pp 727 [1976].

21. - H. Kendrick, S.M. Sperling ; *An Introduction to the Principles and use of the FERDOR Unfolding Code*; Gulf Radiation Technology, Doc. Num. GA-9882, USA [1970].

22. - D.F. Shook, C.R. Pierce ; *A Comparison of Neutron Spectra Measured with Three Sizes of Organic Liquid Scintillators using Differentiation Analysis*; NASA TM X-2646 [1972].

23. - R.H. Johnson, B.W. Werhing ; *The FORIST Unfolding Code*; PhD. Dissertation, University of Illinois at Urbana-Champaign [1976].

24. - B.W. Rust ; *Mathematical Foundations of the Burrus Techniques for Spectral Unfolding*; Computer Sciences Division, Union Carbide Co., Oak Ridge, Tennessee.

25. - J.M. Blatt, V.F. Weisskopf ; *Theoretical Nuclear Physics*; John Wiley and Sons Inc., pp 324, New York [1952].

- 26.- H.H.Barshall ; *Studies of Intermediate and Heavy Nuclei with Neutrons*; University of Wisconsin, Madison, Wis. (1954).
- 27.- V.Spiegel ; *The Effective Half Life of Californium 252*; National Bureau of Standards, Wash. D.C. 20234 (1973).
- 28.- R.H. Johnson, B.W.Werhing ; *Smoothing in the FERDOR Method of Neutron Spectrum Unfolding*; Trans. Am. Nucl. Soc. vol. 22, pp 798 (1975).
- 29.- R.H. Johnson, J.J.Dorning, B.W.Werhing ; *Integral Test of Neutron Cross Section for Iron Above 1.0 MeV*; Trans. Am. Nuc. Soc., vol. 22, pp 799 (1975).
- 30.- R.P.Feynman, R.B.Leighton, M.Sands ; *The Feynman Lectures on Physics*; Addison Wesley, 5th Printing, pp 31-34 (1975).
- 31.- E.J.Hall, H.H.Rossi ; *Californium 252 in the Teaching and Research*; Technical Report, Serie 159, IAEA (1967).
- 32.- H.P.Holcomb ; *Yields of Transcurium in the SRP Flux Reactor* ; DP-1137, Savannah River Laboratory (1967).
- 33.- H.R.Vega Carrillo ; *Medicion del Espectro de Neutrones y Rayos Gamma de una Fuente de Californio 252 en un Medio de Tejido Equivalente*; Tesis de Maestría, FCFM, UANL (1983).
- 34.- R.S.Reynolds, G.G.Simmons, J.M.Larson ; *Developments in High Energy Neutron Spectroscopy*; Trnas. Am. Nuc. Soc., vol. 17, pp 466 (1973).
- 35.- J.R.Sthen, M.D.Goldberg, B.A.Magurno, R.Weiner-Chasman ; *Neutron Cross Sections Volume I Z = 1 to 20*; BNL 325, 2th Edition, Supplement No. 2 (Physics-TID-4500, 32nd Ed.) 1964.
- 36.- D.E.Cullen, R.C.Haight, R.J.Howerton, M.H.McGregor, S.T.Perkins ; *Graphical Experimental Data for major Neutron Induced Interactions (Z ≤ 55)*; University of California/Livermore Laboratory, UCRL-50400, vol. 7, Part A (1974).
- 37.- A.Foderado ; *The Elements of Neutron Interaction Theory*; Univerity Park Pensilvania (1976).
- 38.- R.D.Evans ; *The Atomic Nucleus*; McGraw Hill Co., 40th Printing, Cat.Lib.Cong.Card.Num. 55-7275, (1972).
- 39.- P.Nagel, E.Sartors ; *International Nuclear Model Codes Comparisons*; Specialists Meeting on the use of The Optical Model for the Calculation of the Neutron Cross Section below 20 MeV, OECD Nuclear Energy Agency, pp 91-101, Paris Fr. (1986).
- 40.- G.F.Knoll ; *Radiation Detection and Measurement*; John Wiley and Sons Inc., 1979.

ANEXO A

REPORTE DE LA TRANSMISION DE NEUTRONES DE 0.2 A 20 MEV DE ENERGIA A TRAVES DE SILICIO

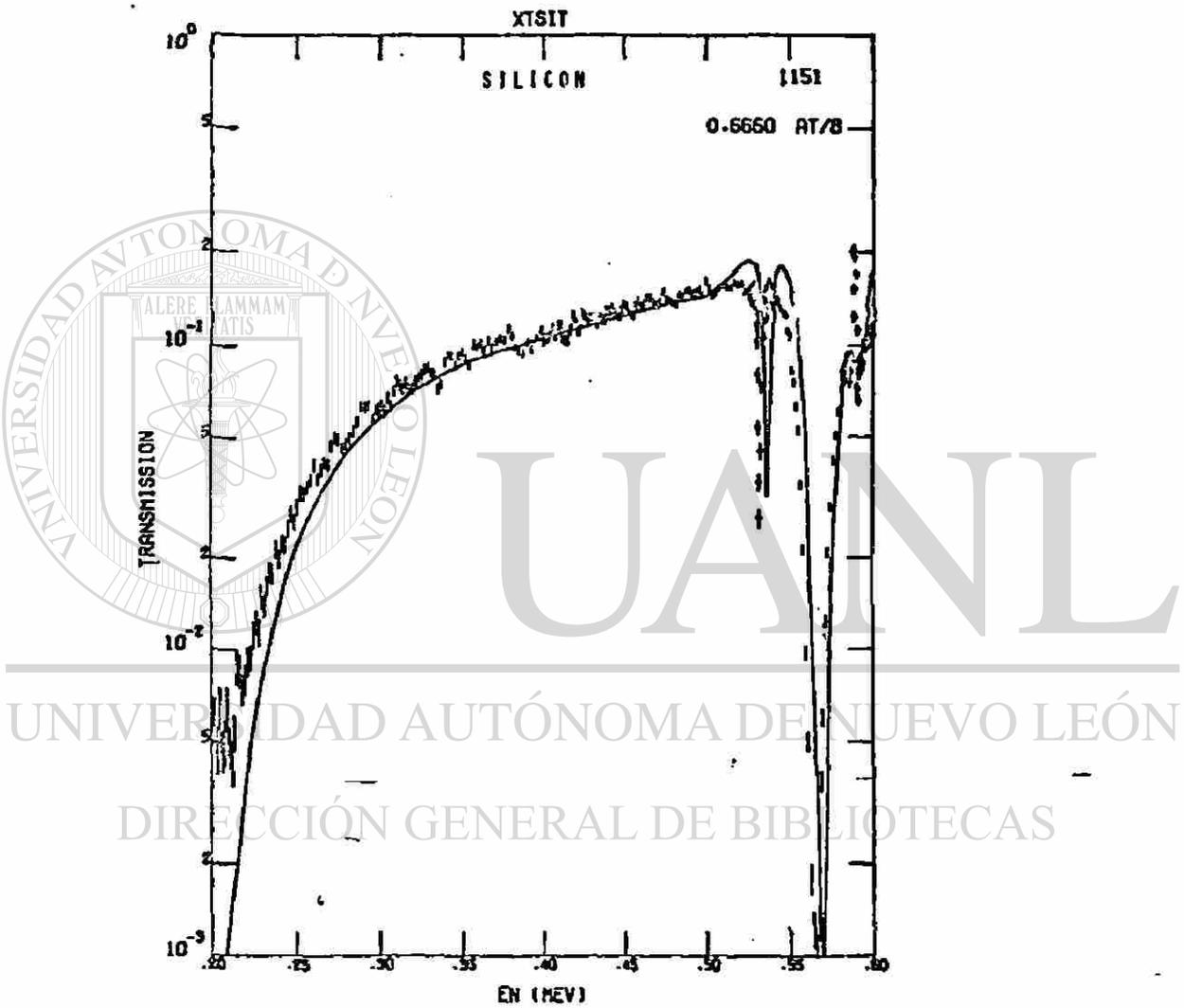
A TEST OF NEUTRON TOTAL CROSS SECTION EVALUATIONS FROM
0.2 TO 20 MeV FOR C, O, AL, Si, Ca, Fe, AND SiO₂

F.G.Perey, T.A.Love and W.E.Kinney

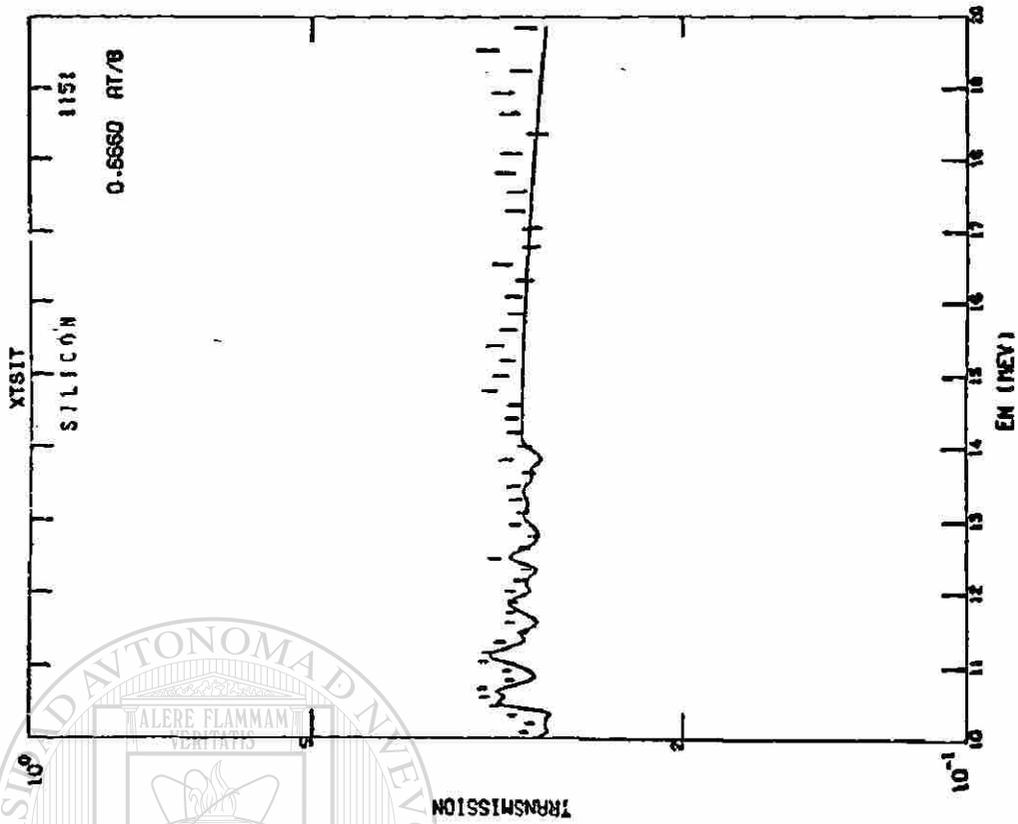
ORNL-4823 or ENDF-178

En este anexo se presenta el reporte de F.G.Perey et al. en relación a la prueba de evaluación de la sección eficaz neutrónica total medida desde 0.2 hasta 20 MeV, para materiales como C, O, Al, Si, Ca, Fe y SiO₂, reportado como transmisión de neutrones. La medición se estructuró en ORELA Shield Test Station, con una resolución de aproximadamente 0.12 n seg/m en muestras que tenían espesores desde 0.65 hasta 0.9 átomos/Barn. La medida de la transmisión se comparó con la calculada por la Defense Nuclear Agency. En este trabajo se reportan serias discrepancias entre los datos obtenidos y los pronosticados en la región de energía menor que 2 MeV.

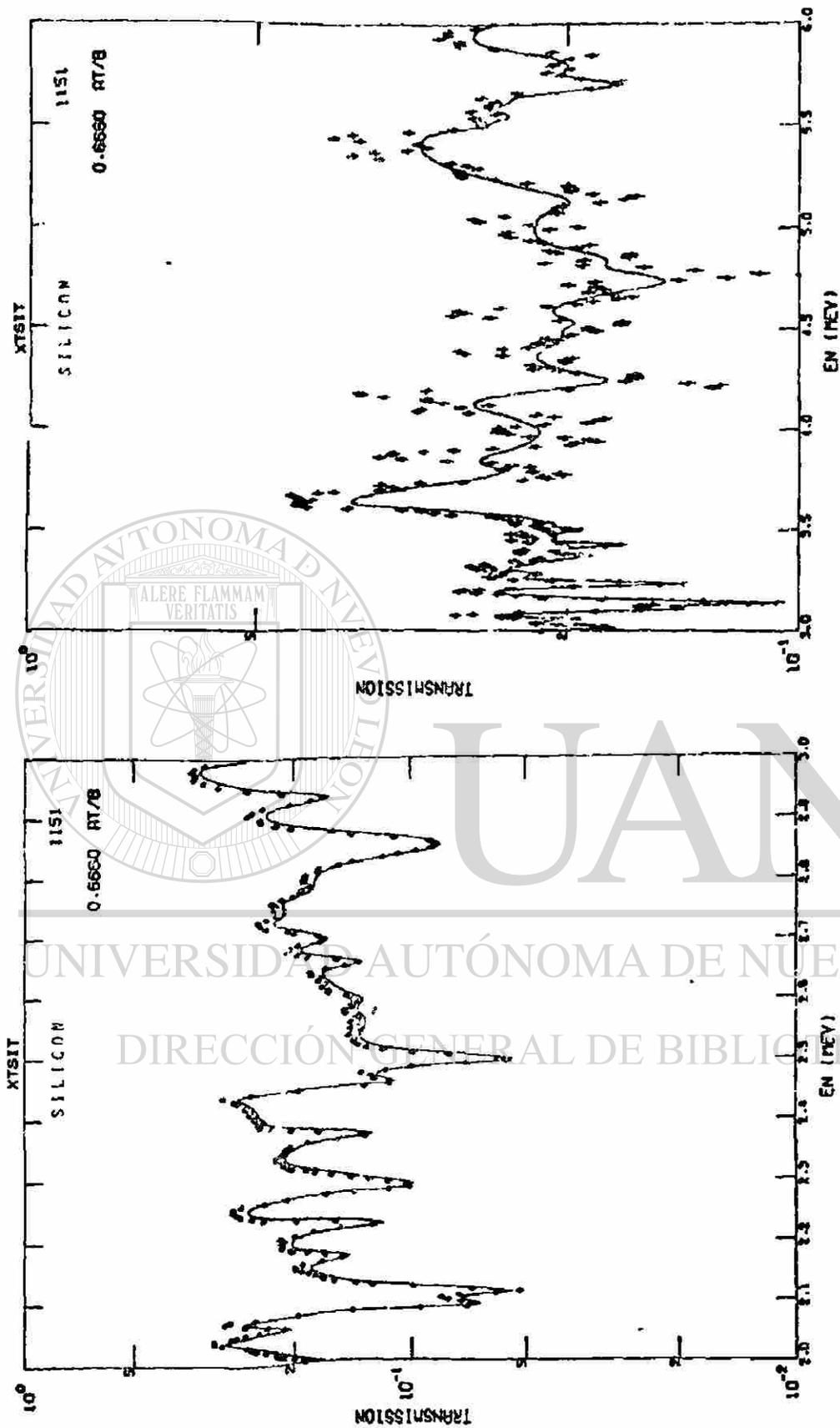
Para intervalos de energía superior a 2 MeV, aunque se reporta solo transmisión se puede establecer comparación con la información obtenida en el presente trabajo de Tesis, observando en terminos generales cierta similitud.



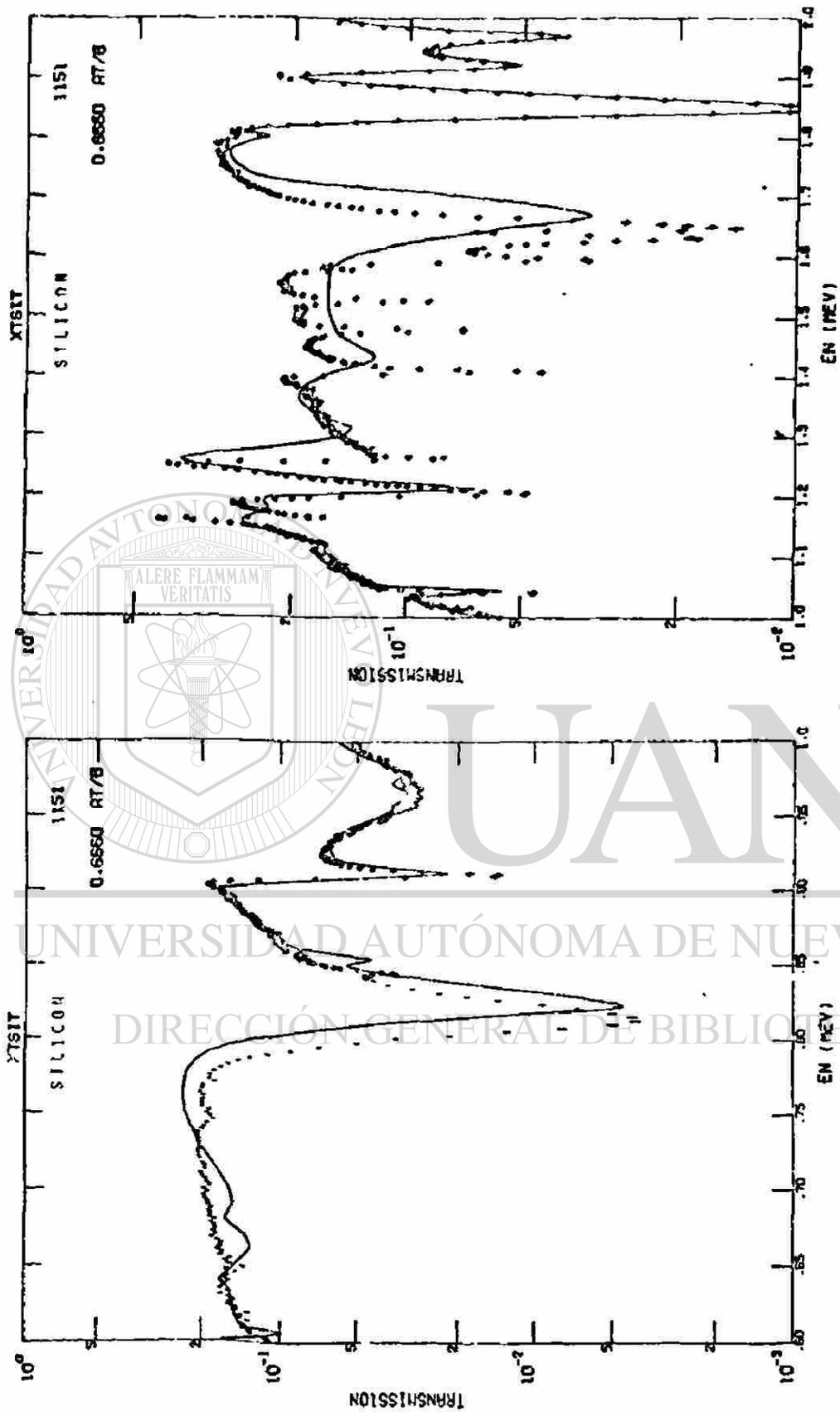
Transmisión de Neutrones a través de Silicio de 99.999% de pureza.
 la energía del neutrón está en MeV.



Transmisión de Neutrones a través de Silicio de pureza de 99.999% de pureza, la energía del neutrón está en MeV.



Transmisión de Neutrones a través de Silicio de 99.999% de pureza, la energía del neutrón está en MeV.

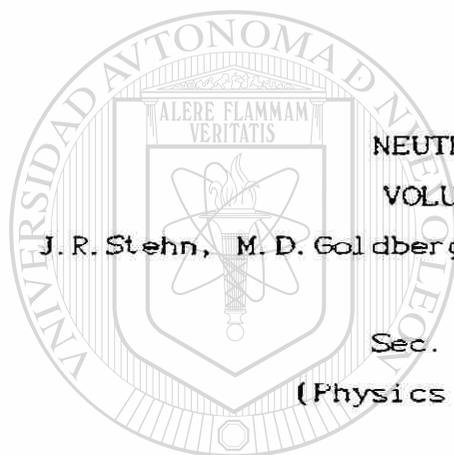


Transmisión de Neutrones a través de Silicio de 99.999% de pureza, la energía del neutrón está en MeV.

ANEXO B

REPORTE DE LA SECCION EFICAZ NEUTRONICA TOTAL

PARA SILICIO REPORTADAS HASTA 1964 POR BNL325



NEUTRON CROSS SECTIONS

VOLUME 1, Z = 1 TO 20

J. R. Stehn, M. D. Goldberg, B. A. Magurno, and R. Weiner-Chasman

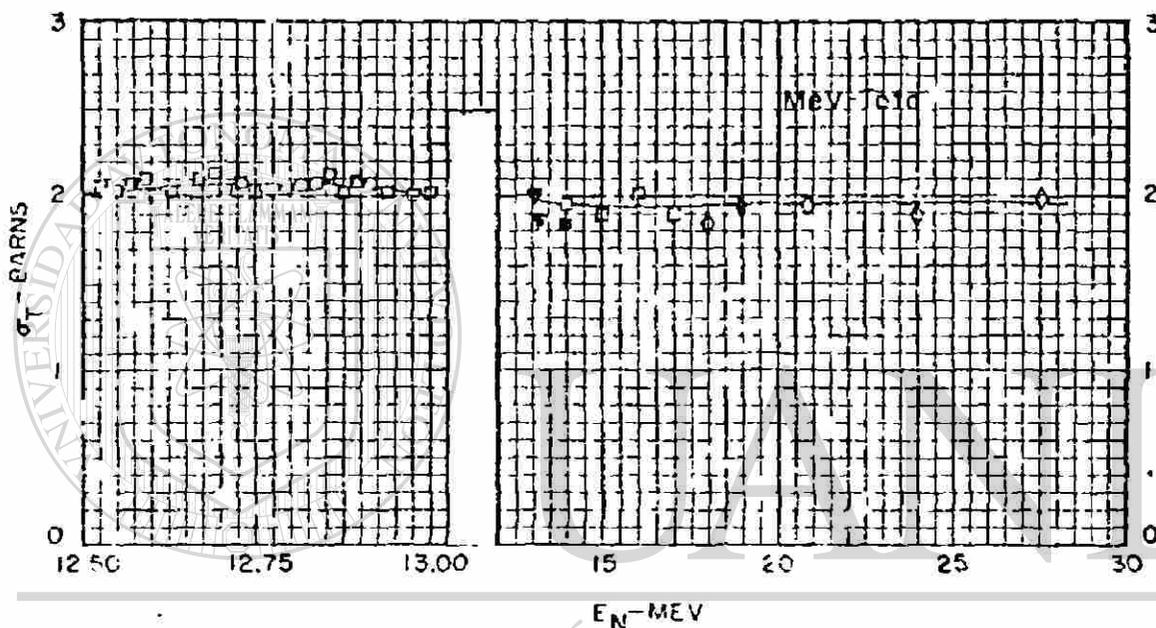
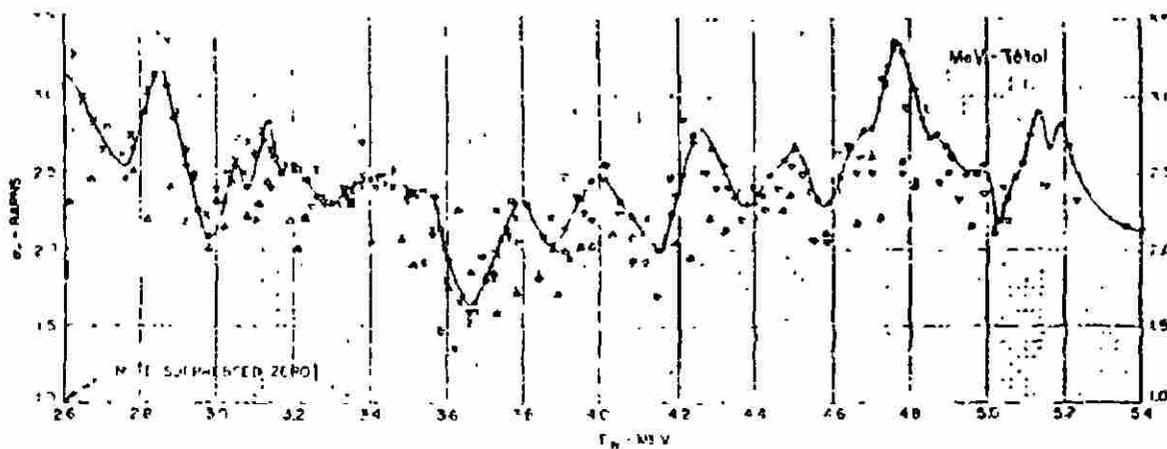
BNL 325

Sec. Ed., Suppl. No. 2

(Physics - TID-4500, 32nd Ed.)

En este anexo se presenta el reporte de J.R. Stehn et al. que el Brookhaven National Laboratory tenía hasta 1964 acerca del Silicio y otros elementos de $Z = 1$ hasta 20, particularmente el Silicio y lo que reportan de su Sección Eficaz Neutrónica Total, a energías altas del neutrón, omitiendo el reporte de la Sección Eficaz Neutrónica Total Térmica.

En los intervalos que se puede hacer la comparación de la Sección Eficaz Neutrónica Total obtenida en este trabajo de Tesis, podemos constatar que nuestra medición se encuentra dentro de la dispersión de los diferentes reportes al respecto presentados.



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

MeV-Total

- J. Calvé, M. Lamat, and P. Yvon, private communication (1963). [Atomic Energy Commission, France]
- G. Calvé, R. Ricamo, A. Rubbino, and D. Zofke, *Nuclear Phys.* 48, 408 (1963). [Catania]
- ▽ K. Tsujida and O. Tanaka, *J. Phys. Soc. Japan* 18, 619 (1963). [JALRI]
- K. Tsujida and Y.C. Hsu, private communication (1963). [JALRI, Japan]
- ◇ J.M. Peterson, A. Bratnahl, and J.P. Storing, *Phys. Rev.* 120, 521 (1960). [Livermore]
- × R. Meier, R. Ricamo, P. Scherrer, and W. Zintli, *Helv. Phys.* 40, 26, 451 (1953). [ETH, Zurich]
- ◆ R.B. Day and R.L. Henkel, *Phys. Rev.* 92, 358 (1953). [Los Alamos]
- ▼ N. Neutron and S. Darden, *Phys. Rev.* 89, 775 (1953). [Los Alamos]
- J.H. Coon, E.R. Graves, and H.H. Bartschall, *Phys. Rev.* 88, 562 (1952). [Los Alamos]
- △ G. Freier, M. Fulk, E.E. Lampi, and J.H. Williams, *Phys. Rev.* 76, 508 (1950). [Minnesota]



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS